

N° d'ordre : 40480

# THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ**

Spécialité : Microonde et Microtechnologies

Par

**Christophe RODRIGUEZ**

## **Commutation optique sur InP Apports pour la fabrication de commutateurs de très hautes performances**

**Soutenance prévue le 14 décembre 2010 devant la commission d'examen :**

Directeur de thèse :	M. Didier DECOSTER	Professeur à l'Université de Lille I (IEMN)
Co-directeur :	M. Joseph HARARI	Maître de conférences (HDR) à l'Université de Lille I (IEMN)
Encadrant Industriel :	M. Christian FOURDIN	Chef de Service Optique Hyperfréquences Département Optique, Hyper et Microtechnologies – DTC Division Aéronautique THALES SYSTEMES AEROPORTES
Rapporteurs :	M. Philippe CHRISTOL Mme Françoise LOZES	Professeur à l'Université de Montpellier 2 (IES) Directeur de recherche au CNRS (LAAS)
Examineurs :	M. Christian BOISROBERT M. Francis DOUKHAN M. Xavier WALLART	Professeur à l'Université de Nantes (IREENA) Ingénieur DGA : Responsable des composants opto - hyperfréquences Directeur de recherche au CNRS (IEMN)
Invité :	M. Jean CHAZELAS	Directeur – Collaborateur R&T Division Aéronautique THALES SYSTEMES AEROPORTES



## *Remerciements*

*Cette thèse a été menée en collaboration entre THALES SYSTEMES AEROPORTES et l'équipe Optoélectronique de l'IEMN avec le soutien de l'ANRT sous la forme d'un financement CIFRE. Je remercie Monsieur A. CAPPY, Professeur à l'Université Lille, et Monsieur L. BUCHAILLOT, Directeur de Recherche au CNRS, qui ont été les directeurs successifs de l'IEMN durant ma thèse au sein de ce laboratoire.*

*Je tiens à remercier Madame F. LOZES, Directeur de Recherche au CNRS (LAAS), et Monsieur P. CHRISTOL, Professeur à l'Université de Montpellier 2 (IES), pour m'avoir fait l'honneur de rapporter mon travail de thèse.*

*De même, je remercie les membres du jury qui ont eu l'extrême amabilité d'avoir examiné mes travaux : Monsieur C. BOISROBERT, Professeur de l'Université de Nantes (IREENA), Monsieur F. DOUKHAN, Ingénieur DGA, et Monsieur X. WALLART, Directeur de Recherche au CNRS (IEMN). Je remercie Monsieur J. CHAZELAS, Directeur – Collaborateur R&T chez THALES SYSTEMES AEROPORTES, de m'avoir donné l'opportunité d'effectuer cette thèse en collaboration avec THALES et sa vision des applications industrielles.*

*J'exprime aussi ma reconnaissance à Monsieur C. FOURDIN, Chef de Service chez THALES SYSTEMES AEROPORTES, de m'avoir accepté au sein de son service Optique et Hyperfréquences.*

*Je remercie également Monsieur D. DECOSTER, Professeur à l'Université de Lille 1 (IEMN), d'avoir dirigé ce travail de thèse qui a pris place au sein de l'équipe OPTOELECTRONIQUE de l'IEMN.*

*J'exprime ma gratitude à Monsieur J. HARARI, Maître de conférences à l'Université de Lille 1 (IEMN), d'avoir co-dirigé cette thèse et pour tous les conseils qu'il a pu m'apporter.*

*Je voudrais maintenant remercier toutes les personnes en salle blanche qui m'ont permis de mener à bien mes travaux : C. LEGRAND pour les dépôts de diélectrique et les gravures RIE, C. BOYAVAL pour la formation au MEB et ses conseils pour obtenir de bonnes photographies, P. TILMANT pour sa compétence sur les dépôts de résine et enfin M. FRANCOIS, Y. DEBLOCK et F. VAURETTE pour la lithographie électronique.*

*Je tiens, maintenant, à remercier pour leurs aides J.P. VILCOT, E. DOGHECHE, V. MAGNIN et M. ZEGAOUI.*

*Enfin je tiens à témoigner ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont pu me soutenir durant ces trois ans de thèse : Nhung, Rachel, Arnaud, Antoine, Floriane, Thomas, Stéphane, Malek, Nargess, Djamila, Anisha, Jun, Gwen, Florian, François, Romuald, Damien, Timothée, Naïma, Eddy, Michelle et Mathieu.*

*Les derniers mots reviennent à ma famille pour leur soutien.*





# Table des matières

<b>INTRODUCTION GENERALE ET ETAT DE L'ART</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I INTRODUCTION</b>	<b>9</b>
<b>I.1. Théorie des variations d'indice</b>	<b>11</b>
I.1.1. La filière InP	12
I.1.2. Guide optique sur substrat InP	15
I.1.3. Théorie des variations d'indice	16
<b>I.2. Les différents types de commutateur</b>	<b>23</b>
I.2.1. Les commutateurs à réflexion totales (TIR) [CAY98, MAG98]	24
I.2.2. Les commutateurs par couplage (EODC) [HER02, MAG98]	24
I.2.3. Les commutateurs à transformation adiabatique de mode (DOS) [ZEG05, CHO08]	25
<b>I.3. Outils de modélisation</b>	<b>26</b>
I.3.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques	26
I.3.2. Principe de la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method BPM)	29
I.3.3. Méthode des faisceaux propagés à deux dimensions (BPM-2D)	30
I.3.4. Méthode des faisceaux propagés à trois dimensions (BPM-3D)	32
I.3.5. Analyses modales	33
I.3.6. Conditions aux limites et de simulations des composants :	35
<b>I.4. Rappels sur les composants précédents</b>	<b>38</b>
I.4.1. Rappel sur les performances obtenues	38
I.4.2. Faiblesses des anciens commutateurs	39
<b>CHAPITRE II CONCEPTION DE NOUVEAUX COMMUTATEURS A MULTIPUITS QUANTIQUES</b>	<b>41</b>
<b>II.1. Définition de la structure de guide</b>	<b>44</b>
II.1.1. Propriétés des multipuits quantiques	44
II.1.2. Contraintes sur la conception des guides	47
II.1.3. Structures épitaxiales pour le cœur guidant	48
II.1.4. Géométries de ruban	51
<b>II.2. Conception des commutateurs</b>	<b>54</b>
II.2.1. Paramètres à optimiser	54
II.2.2. Conception des commutateurs	60
II.2.3. Récapitulatif des performances théoriques des commutateurs	67
<b>II.3. Conclusion du chapitre</b>	<b>71</b>



<b>CHAPITRE III FABRICATION DE COMMUTATEURS A MULTIPUITS QUANTIQUES ET CARACTERISATION</b>	<b>73</b>
<b>III.1. Fabrication en salle blanche</b>	<b>75</b>
III.1.1. Conception des masques	75
III.1.2. Les épitaxies	78
III.1.3. Les étapes technologiques	78
III.1.4. Les problèmes rencontrés	90
<b>III.2. Caractérisations passives et actives</b>	<b>92</b>
III.2.1. Banc de caractérisation et principe d’alignement des composants	92
III.2.2. Résultats expérimentaux	94
<b>III.3. Conclusion du chapitre</b>	<b>96</b>
<b>CHAPITRE IV NOUVELLES STRUCTURES DE GUIDAGE POUR LA COMMUTATION HAUTES PERFORMANCES</b>	<b>99</b>
<b>IV.1. Problématique du couplage</b>	<b>102</b>
<b>IV.2. Guides à cœur fin</b>	<b>105</b>
IV.2.1. Conception en BPM3D	105
IV.2.2. Fabrication	113
IV.2.3. Caractérisations	114
<b>IV.3. Guides tri-cœurs</b>	<b>119</b>
IV.3.1. Conception en BPM3D	120
IV.3.2. Fabrication	122
IV.3.3. Caractérisation	123
<b>IV.4. Conclusion du chapitre</b>	<b>130</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>133</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>139</b>



**Introduction générale  
et  
Etat de l'art**



Dans le domaine de l'optique intégrée, le commutateur est un composant fondamental qui constitue encore un verrou pour de nombreux systèmes. Il est, en effet, actuellement redoutable de fabriquer des commutateurs performants et d'autant plus à faibles coûts. C'est la raison pour laquelle l'IEMN s'est engagé dans cette voie de recherche depuis plus de dix ans.

Le commutateur optique de haute qualité correspond à un besoin exprimé par THALES SYSTEMES AEROPORTES pour des transmissions analogiques hyperfréquences. La fonction envisagée est la synthèse de retard hyperfréquence à large bande et à grande dynamique. Pour des raisons d'encombrement, de poids, d'immunité aux parasites électroniques et aux interférences, la voie qui consiste à générer et restituer ce retard à l'aide d'une liaison opto-microonde dont la longueur est modifiée en commutant entre des fibres de longueurs différentes, est très séduisante. Cette fonction apparaît comme un élément clef des antennes à balayage électronique sur système embarqué (voir [GOU 97, BLA 03]). L'élément technologique susceptible de conduire à cette synthèse de retard est la matrice de commutation optique, dont les caractéristiques et performances sont dictées par les besoins de l'application. De ce point de vue, le cahier des charges est extrêmement sévère. Il faut, en effet, concevoir et réaliser à terme une matrice de commutation optique dont les principales propriétés sont les suivantes :

- très forte isolation optique entre voies de sortie, encore appelée diaphotie ( $>-35$  dB),
- commutation très rapide ( $<10$  ns),

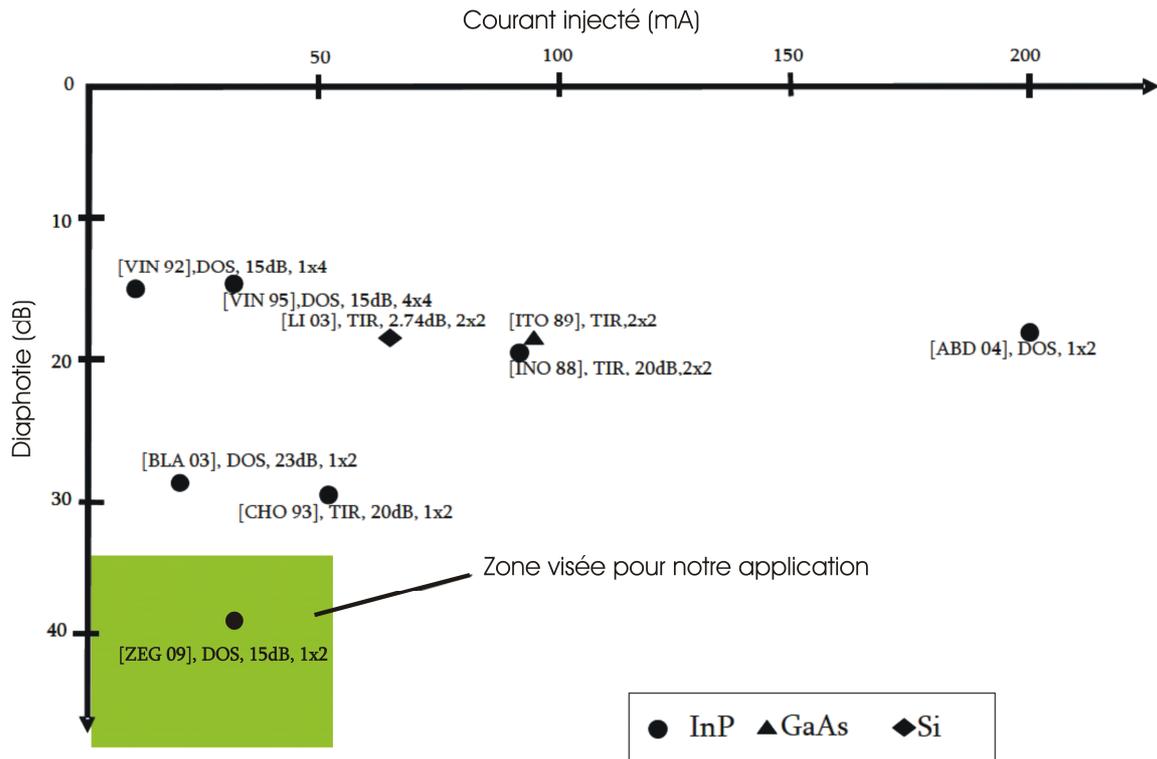
- pas de dégradation du bruit de phase à cause de la commutation,
- faible consommation (<70 mA),
- faibles pertes d'insertion (<2 dB)
- insensibilité à la polarisation optique,
- matrices à haut rang (nombre d'entrées et de sorties le plus élevé possible).

Ces exigences ont conduit à rechercher des solutions de commutation par effet électro-optique dans des structures d'optique intégrée. En effet, toutes les autres solutions de commutation optique qui ont connu, ces dix dernières années, un fort engouement pour des applications en télécommunications optiques à base de signaux numériques, ne conviennent pas pour la transmission de signaux analogiques hyperfréquences. Cette dernière est beaucoup plus exigeante. Les autres technologies de commutation optique s'appuient sur les microsystèmes, les effets thermo-optiques, acousto-optiques et magnéto-optiques. La commutation optique à base de microsystèmes, qui a l'avantage d'une bonne diaphotie, de faibles pertes et de peu de consommation, possède malheureusement un temps de commutation de l'ordre de la milliseconde [HOG 91, DAU 92, OLL 95, OKU 99, MAR 99, GRO 01, HAU 03]. De la même façon, les dispositifs mettant en jeu une variation d'indice par effet thermique [HIM 98, GOH 98, OOB 00, EAR 01, KEI 00, TOY 00, YOU 04], acoustique ou magnétique [SAL 91] conduisent tous à des temps de réponse trop longs, voisins de la milliseconde pour les effets thermo-optiques et de la microseconde pour les effets acousto et magnéto-optiques. De même, il existe des dispositifs à base de cristaux liquides [SHI 97, PAI 97], mais les temps de commutation sont, encore une fois, trop longs. Enfin, il existe des dispositifs tout-optiques qui restent exploratoires [LEU 96-98, FRA 99, NAK 00, MEL 00]. Pour la transmission de signaux numériques, la voie s'appuyant sur l'amplification optique à semi-conducteurs (SOA) est extrêmement prometteuse [LIN 90, INO 86-90, JAN 92, LAL 91, GUS 92-93, SHE 94, KIT 94, LEC 95, VAN 95, LEB 96, DOR 96, KIR 93-94, PAI 97, LEU 96-98, D'AL 01] et explique l'abandon, il y environ une dizaine d'années, par la plupart des laboratoires de recherche en composants optoélectroniques pour les télécommunications, des méthodes s'appuyant sur les variations d'indices par effet électro-optique [STO 94, VIN 92-95, CHO 92-93, NEL 92-94]. En effet, la commutation par amplification optique permet d'allier de faibles pertes d'insertion, un temps de commutation de l'ordre de la nanoseconde (lié aux phénomènes de recombinaisons), et une faible diaphotie (comparaison absorption / amplification). Or il s'avère que les méthodes à base de SOA sont gourmandes en consommation, mais surtout se traduisent par une dégradation du bruit de phase lors de la transmission d'un signal analogique sur porteuse optique. Cette méthode ne convient donc pas à l'application envisagée. C'est la raison pour laquelle nous avons poursuivi les efforts déjà commencés sur la commutation par effet électro-optique. Parmi les effets électro-optiques pour la commutation optique on distingue la variation d'indice consécutive à l'application d'un champ électrique (effet Pockels), de celle consécutive à

l'injection de porteurs dans un matériau semi-conducteur. L'effet Pockels est utilisé sur niobate de lithium [BOG 86, DUT 91, MCG 91, OKA 91-94, KRA 01], parfois sur matériaux III-V [ISH 93, INO 86, ITO 89, CAV 91, VIN 92-95, NEL 92-94, HAM 92-96, KHA 94-95, SNE 96-97] et sur polymère [LEE 96, KEI 00, BOR 96, IDO 98, MOO 98, SAN 99, BEL 00, RAB 01, HAU 01, SIE 01, WEI 03, YUA 04]. L'effet Pockels est très rapide ; il a cependant le désavantage d'être très faible et de conduire à des électrodes de commande longues, et donc à des dispositifs encombrants. La variation d'indice par injection de porteurs dans les matériaux semi-conducteurs peut être beaucoup plus importante et donc conduire à des dispositifs, en principe, plus compacts tout en conservant des temps de commutation de l'ordre de quelques nanosecondes [MAN 83, OLS 84]. En particulier, l'utilisation de la filière InP aux longueurs d'onde 1,30  $\mu\text{m}$  et 1,55  $\mu\text{m}$  permet de tirer profit des propriétés spécifiques des matériaux III-V tels que le remplissage de bande [THE 92, DEM 01] qui s'ajoute aux effets plasma, et conduit à une consommation moins importante, à diaphotie égale, que sur GaAs [ITO 89] (longueur d'onde de fonctionnement loin de la longueur d'onde de coupure du matériau) ou sur silicium [LIU 94, ZHO 97, FIS 94, LI 99-03, YAN 03]. C'est la raison pour laquelle les principaux laboratoires travaillant pour les télécommunications optiques avaient choisi la voie de la commutation par injection de porteurs sur InP, voie dans laquelle ils ont obtenu des diaphoties limitées.

A l'IEMN, les travaux ont commencé par le concept de réflexion totale (commutateur TIR pour Total Internal Reflection) [CAY 98], qui a été abandonné à cause des fortes consommations, au profit du concept original de couplage de plusieurs guides (commutateur cascade, [CAY 98, HER 01]). Celui-ci s'est avéré trop sensible à la réalisation technologique [HER 01]. C'est pourquoi nous nous sommes finalement orientés vers le commutateur DOS (Digital Optical Switch) proposé initialement par le laboratoire d'ALCATEL à Marcoussis [VIN 92-95]. Ce composant est constitué d'une jonction Y déséquilibrée par l'injection de porteurs dans l'un des deux bras.

Les travaux récents menés dans notre laboratoire [BLA 03, ZEG 05, ZEG 09] ont montré la possibilité d'atteindre des diaphoties très faibles (-40 dB) pour une consommation raisonnable (35-55 mA) et une dégradation du bruit de phase non perceptible. En outre, les performances de ces composants se sont avérées peu sensibles à la technologie. Ces résultats très prometteurs nous ont motivés à poursuivre cette voie afin d'atteindre les objectifs fixés par le cahier des charges de la synthèse de retard.



De façon plus précise, on peut établir un bilan de ce qui était acquis au début de ce travail et du chemin qui reste à parcourir pour atteindre les objectifs finaux. Les derniers commutateurs fabriqués ont un temps de commutation lié aux phénomènes de recombinaison, de l'ordre de quelques nanosecondes et sont donc compatibles avec l'application visée. Aucune dégradation du bruit de phase n'a été observée dans un commutateur de type DOS [BLA 02]. Nous avons rassemblé les principales performances: diaphotie, pertes et consommation, dans la figure ci-dessus. Elle précise pour chaque couple diaphotie / consommation la référence de la publication, les pertes d'insertion quand elles sont connues, et l'ordre des matrices fabriquées. Nous y avons rassemblé tous les dispositifs de commutation sur InP par injection de porteurs, en précisant le type de commutateur (TIR, EODC, DOS, etc.), ainsi que le meilleur candidat sur GaAs [ITO 89] et Silicium [LI 03], les dispositifs fabriqués sur ces matériaux souffrant d'une consommation plus élevée.

Ce graphique appelle les remarques suivantes :

- Un grand nombre de résultats datent d'il y a plus de dix ans; conformément à l'historique de la commutation optique par effet électro-optique décrite précédemment.
- Les meilleures diaphoties sont inférieures à -30dB avec des pertes excessives de 20 dB [CHO 93] pour une consommation de 50 mA.
- Les pertes les plus faibles sont de 10 dB avec une diaphotie de -18 dB [REN 95-96] pour une consommation de 30 mA. Dans tous les cas ces performances sont

incompatibles avec l'application envisagée. Par exemple, il conviendrait d'obtenir une diaphotie inférieure à -35 dB, pour des pertes d'insertion inférieures à 6 dB et une consommation de l'ordre de 50 mA avec le même composant.

Les derniers travaux de l'IEMN dans ce domaine ont permis de concevoir et fabriquer des commutateurs DOS qui satisfont au cahier des charges, excepté pour le couplage fibre à fibre, qui doit rester de l'ordre du décibel.

Nous avons donc tenté de reprendre le problème dans toute sa complexité, sachant qu'une modification du guide optique impose la ré-optimisation complète du commutateur. Nous nous sommes appuyés sur une modélisation très fine de la propagation optique dans ces structures, Nous avons ensuite fabriqué des composants puis nous les avons caractérisés. Notre démarche s'appuie sur une interaction constante entre l'expérience et la modélisation.

Le premier chapitre récapitule l'ensemble des généralités concernant notre travail : caractéristiques des matériaux et outils de modélisation.

Le chapitre II présente la conception de nouveaux guides à multipuits quantiques dans le but d'obtenir une forte variation d'indice de réfraction par effet de porteurs libres. Il finit par l'optimisation des commutateurs correspondants.

Le chapitre III présente la fabrication en salle blanche, des dispositifs optimisés. Il précise les différentes étapes du processus technologique que nous avons mis en œuvre à l'IEMN. Il se termine par la caractérisation des composants que nous avons pu obtenir.

Le chapitre IV concerne des guides dilués nouveaux dans la commutation, à base de cœurs fins. Ces guides ont été modélisés puis fabriqués, et enfin caractérisés en termes de pertes d'insertion, de pertes de propagation, et de variation d'indice.

Nous terminons par une conclusion générale qui récapitule les perspectives de notre travail.



# **Chapitre I**

## **Introduction**



Dans ce chapitre, nous présenterons les principes généraux dont nous avons eu besoin tout au long de notre travail de thèse.

Nous commencerons par rappeler, succinctement, les propriétés des matériaux que nous allons utiliser en insistant sur les mécanismes permettant d'avoir une variation d'indice.

Nous continuerons par présenter les trois principaux types de commutateur électro-optiques.

Enfin nous finirons ce chapitre par présenter les outils de modélisation dont nous avons eu besoin pour concevoir et optimiser nos composants.

## **I.1. Théorie des variations d'indice**

Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe précédent, les commutateurs DOS que nous allons étudier reposent sur une diminution de l'indice de réfraction localisée sous une électrode. La variation d'indice nécessaire au fonctionnement des composants est obtenue par injection de porteurs libres dans la structure guidante ; pour cela, la structure guidante forme une jonction PIN dont le matériau actif est non intentionnellement dopé (nid). Nous rappellerons dans ce paragraphe les propriétés optiques des matériaux utilisés, nous présenterons les mécanismes permettant l'obtention de la variation d'indice de réfraction.

### I.1.1. La filière InP

Tous nos composants sont fabriqués avec des alliages quaternaires  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  en accord de maille crûs épitaxialement par jet moléculaire (EJM ou Molecular Beam Epitaxy MBE) sur substrat InP (cf. Figure I.1.).

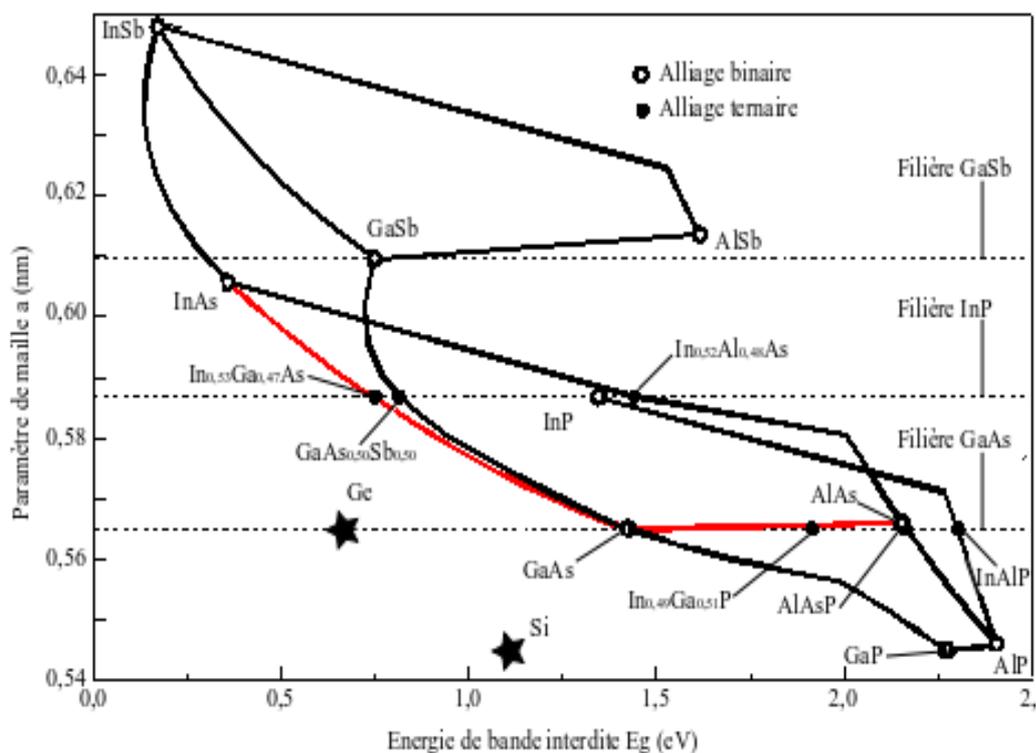


Figure I.1. Alliages en accord de maille sur InP

#### I.1.1.1. Rappel sur les propriétés intrinsèques des alliages quaternaires $\text{InGaAsP}$

Les caractéristiques des alliages quaternaires  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  dépendent des proportions des différentes espèces chimiques. La composition détermine les propriétés des porteurs du matériau (masses effectives des trous  $m_p^*$ , des trous lourds  $m_{ph}^*$ , des trous légers  $m_{pl}^*$  et des électrons  $m_n^*$ , ainsi que les mobilités des trous  $\mu_p$  et des électrons  $\mu_n$ ) et sa structure électronique (énergie de bande interdite  $E_g$  et longueur d'onde de coupure  $\lambda_g$ ). Dans le Tableau I-1, les caractéristiques des principaux alliages en accord de maille sur substrat InP sont rassemblées. La stœchiométrie de l'alliage a bien évidemment des conséquences sur l'énergie de bande interdite  $E_g$  (longueur d'onde de coupure  $\lambda_g$ ) ce qui influencera la variation d'indice induite par l'injection de porteurs (cf. I.1.3.). Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, plus la longueur d'onde de coupure sera proche de la longueur d'onde de travail et plus les mécanismes de variation d'indice seront forts (cf. I.1.2.).

Matériaux	Modèles	InP	In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As <sub>y</sub> P <sub>1-y</sub>					Ga <sub>0,47</sub> In <sub>0,53</sub> As
y		0,0	0,245	0,330	0,480	0,615	0,735	1,0
$E_g$ (eV)	$1,35 - 0,72y + 0,12y^2$	1,35	1,18	1,13	1,03	0,95	0,89	0,75
$\lambda_g$ (μm)		0,92	1,05	1,10	1,20	1,30	1,40	1,65
$\epsilon_r$	$12,35 - 1,62y + 0,55y^2$	12,35	12,71	12,82	13,00	13,14	13,24	13,242
$\mu_n$ (cm <sup>2</sup> .V-1.s-1)		4 100	3 800	3 800	4 500	4 500	6 300	10 500
$\mu_p$ (cm <sup>2</sup> .V-1.s-1)		150	80	80	80	80	100	300
$m_n^*/m_0$	$0,07 - 0,0308y^2$	0,070	0,062	0,060	0,055	0,051	0,047	0,039
$m_{pl}^*/m_0$	$0,12 - 0,078y + 0,0012y^2$	0,120	0,101	0,094	0,083	0,073	0,064	0,044
$m_{ph}^*/m_0$	$0,6 - 0,218y + 0,070y^2$	0,600	0,551	0,536	0,511	0,492	0,478	0,452
$m_p^*/m_0$	$\left[ (m_{pl}^*)^{\frac{3}{2}} + (m_{ph}^*)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{2}{3}}$	0,635	0,579	0,562	0,534	0,511	0,493	0,461

**Tableau I-1 Récapitulatif des caractéristiques des alliages InGaAsP ([PEA 80, PEA 82, FIE 87, ADA 91, MAD 82, MAD 91, DEM 01])**

Outre les caractéristiques électroniques, la composition de l'alliage détermine les propriétés optiques du matériau (indice de réfraction  $n$  et coefficient d'extinction  $\kappa$ ).

#### I.1.1.2. Rappels des propriétés optiques des alliages In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>

L'indice de réfraction complexe  $n^*$  (cf. Équation I-1.) caractérise la propagation d'une onde plane dans un milieu.

$$n^* = n - j\kappa$$

**Équation I-1.**

Où  $n$  représente l'indice de réfraction réel du matériau et  $\kappa$  son coefficient d'extinction ; en outre le coefficient d'extinction  $\kappa$  est relié au coefficient d'absorption  $\alpha$  par la relation suivante (cf. Équation I-2.) :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \kappa$$

**Équation I-2.**

D'autre part, l'indice de réfraction complexe  $n^*$  est relié à la permittivité relative complexe du matériau  $\varepsilon^*$  :

$$n^{*2} = \varepsilon^* \text{ avec } \varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

**Équation I-3.**

Par identification, il vient donc :

$$n^2 - \kappa^2 = \varepsilon' \text{ et } 2n\kappa = \varepsilon''$$

**Équation I-4.**

De plus, si l'énergie de l'onde incidente  $E$  est inférieure à l'énergie de bande interdite  $E_g$  du matériau (ou la longueur d'onde de l'onde incidente  $\lambda$  est supérieure à la longueur d'onde de coupure  $\lambda_g$  du matériau), le coefficient d'extinction  $\kappa$  est nul et on a :

$$n = \sqrt{\varepsilon'}$$

**Équation I-5.**

Les alliages quaternaires  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  ont des indices de réfraction  $n$  supérieurs à celui de l'InP, il est donc possible de former des structures guidantes en combinant un cœur en  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  et des couches de confinement hors ruban en InP (cf. I.1.2.). Les indices de réfraction  $n$  sont déterminés par des modèles analytiques (Single Oscillator Model, Modified Single Oscillator Model et Dielectric Fonction Calculation notamment) en corrélation avec des mesures expérimentales ([BRO 84, ADA 91]). Le Tableau I-2. présente les indices de réfraction complexe  $n^*$  des principaux alliages  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ .

Dans le domaine de transparence du matériau ( $E < E_g$  ou  $\lambda > \lambda_g$ ), le coefficient d'extinction  $\kappa$  est considéré comme nul et il donc l'indice de réfraction est assimilé à un réel pur et l'absorption intrinsèque du matériau peut être négligée ; hors de cette zone de transparence ( $E > E_g$  ou  $\lambda < \lambda_g$ ), le coefficient d'extinction  $\kappa$  est non nul et par voie de

conséquence la partie imaginaire de l'indice de réfraction  $\kappa$  est non nulle et l'absorption  $\alpha$  n'est plus négligeable.

Matériau	Largeur de bande interdite $E_g$ (eV)	Indice de réfraction complexe $n^*$ ( $\lambda = 1\ 550$ nm)	Indice de réfraction complexe $n^*$ ( $\lambda = 1\ 300$ nm)
InP	1,34	3,165	3,203
InGaAsP $_{\lambda=1,10\ \mu\text{m}}$	1,12	3,282	-
InGaAsP $_{\lambda=1,15\ \mu\text{m}}$	1,08	3,315	3,382
InGaAsP $_{\lambda=1,20\ \mu\text{m}}$	1,03	3,330	-
InGaAsP $_{\lambda=1,25\ \mu\text{m}}$	0,99	3,350	-
InGaAsP $_{\lambda=1,30\ \mu\text{m}}$	0,95	3,380	-
InGaAsP $_{\lambda=1,40\ \mu\text{m}}$	0,93	3,430	-
In <sub>0,53</sub> Ga <sub>0,53</sub> As	0,75	3,57-0,081.j	3,570-0,114.j

**Tableau I-2. Indices de réfraction  $n$  et des coefficients d'extinction  $\kappa$  des principaux alliages  
 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$**

Les indices donnés dans le Tableau I-2 permettent de concevoir les composants et sont directement utilisés dans les modèles analytiques que nous utilisons

En outre, ces semi-conducteurs ont la propriété d'avoir une variation d'indice  $\Delta n$  négative lors de l'injection de porteurs libres dans la structure, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants.

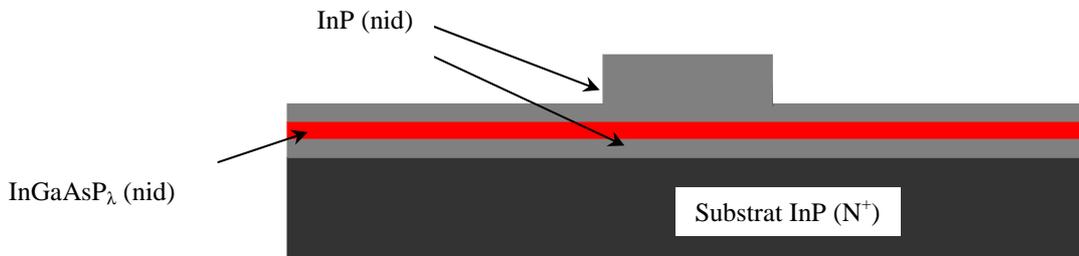
### **I.1.2. Guide optique sur substrat InP**

Nous avons vu que l'indice optique des alliages quaternaires InGaAsP est supérieur à celui de l'InP et donc la double hétérostructure InP/InGaAsP est bien adaptée à l'obtention d'un guide plan dont le cœur guidant est l'alliage quaternaire et les couches de confinement hors ruban optique en InP.

D'autre part, les alliages InGaAsP ont des énergies de bande interdite plus faibles que l'InP et donc cette double hétérostructure convient aussi pour le confinement électrique des porteurs libres et comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, nous pourrions avoir une variation d'indice au sein du matériau à petit gap due à la formation d'un plasma de porteurs. Ces propriétés de confinement électrique et optique ont déjà été mises à profit dans le domaine des diodes lasers et que nous réutilisons pour la commutation. Cette double hétérostructure est donc à la base de tous les guides optiques envisagés à l'IEMN pour la commutation par injection de porteurs sur InP. Il convient cependant de confiner la lumière

latéralement, ce qui est fait par gravure partielle de la couche supérieure d'InP, de façon à créer un ruban d'épaisseur plus importante sous lequel la lumière va se propager. La présente le schéma de principe de ce guide ruban.

Pour injecter des porteurs dans une telle structure de guide, nous introduisons comme pour les diodes lasers, une structure PIN munie d'électrodes qui sera polarisée en direct.



**Figure I.2. Schéma de principe d'un guide ruban**

Les caractéristiques d'une structure guidante sont essentiellement représentées par les pertes. Les pertes intrinsèques sont principalement liées à l'absorption et la diffusion. L'absorption est liée à la composition des matériaux, à leur dopage, et à la densité de porteurs libres dans la zone intrinsèque. Quant à la diffusion, elle est liée à la qualité des interfaces de l'épitaxie, à la présence de défauts cristallins ou d'impuretés et surtout aux rugosités de surfaces à la suite de la gravure du guide. Il faut ajouter les pertes par radiation (substrat, courbures, etc.), les pertes de couplage (adaptation modale et réflexion à l'interface air / semi-conducteur) et les pertes d'absorption dans le métal lorsque le guide est muni d'électrodes.

### **I.1.3. Théorie des variations d'indice**

L'injection de porteurs dans une hétérostructure InP/InGaAsP/InP de type PIN conduit à une variation d'indice au sein du matériau quaternaire ; les mécanismes responsables de ces changements sont présentés dans ce paragraphe.

Il est tout d'abord nécessaire de rappeler que la partie réelle  $n$  de l'indice de réfraction est reliée au coefficient d'extinction  $\kappa$  du matériau par les relations de Kramers-Kronig (cf. Équation I-6). Ces relations permettent de connaître un paramètre (indice de réfraction ou absorption) si l'on connaît l'autre sur tout le spectre en fréquence (ou longueur d'onde). Néanmoins, les relations Kramer-Kronig sont généralement utilisées pour le calcul des différences d'indice entre deux longueurs d'onde ou sous forme variationnelle. Ainsi, nous pouvons connaître la variation d'indice  $\Delta n$  à une longueur d'onde  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$  à partir d'une

variation d'absorption  $\Delta\alpha$  dans une région quelconque du spectre grâce à la relation suivante :

$$\Delta n(h\nu_0) = \frac{hc}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(h\nu)}{(h\nu)^2 - (h\nu_0)^2} d(h\nu)$$

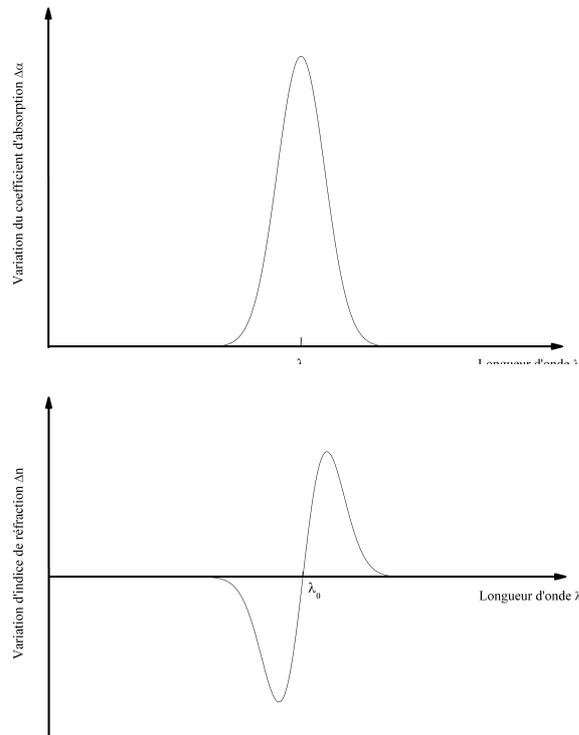
**Équation I-6.**

Dans cette dernière équation,  $c$  est la célérité de la lumière,  $h$  la constante de Planck et  $P$  la partie principale de l'intégrale définie par :

$$P \int_0^\infty = \lim_{a \rightarrow 0} \left( \int_0^{h\nu_0 - a} + \int_{h\nu_0 + a}^\infty \right)$$

**Équation I-7.**

Sur la Figure I.1, nous présentons la variation d'indice de réfraction  $\Delta n$  induit par la variation du coefficient d'absorption  $\Delta\alpha$ . Si la variation  $\Delta\alpha$  est de forme gaussienne centrée sur la longueur d'onde  $\lambda_0$ , il en résulte une variation d'indice de réfraction  $\Delta n$  négative pour une longueur d'onde inférieure à  $\lambda_0$  ( $\lambda < \lambda_0$ ) et une variation positive pour une longueur d'onde supérieure à  $\lambda_0$  ( $\lambda > \lambda_0$ ).



**Figure I.3. Variation de l'indice de réfraction  $\Delta n$  associée à la variation du coefficient d'absorption  $\Delta\alpha$  en fonction de la longueur d'onde**

L'injection de porteurs dans la structure PIN entraîne l'apparition de porteurs libres dans le dispositif responsables de transitions classées en trois catégories :

- transitions inter et intra-bandes : transitions directes ou indirectes entre extrema des sous-bandes de conduction ou de valence,
- transitions indirectes entre états d'une bande ou effet plasma,
- transitions fondamentales : formation de queues de bande, rétrécissement de l'énergie de bande interdite et remplissage de bande.

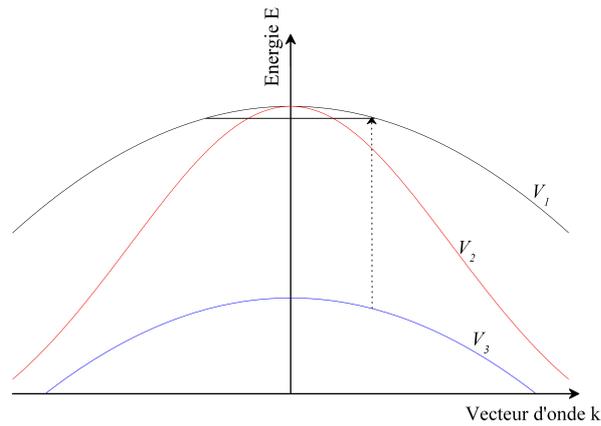


Figure I.4 : Transitions entre sous-bandes de valence

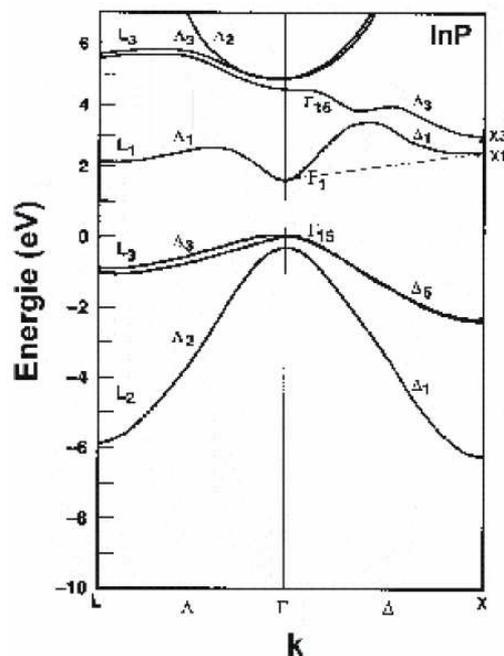


Figure I.5. Transitions dans un semi-conducteur entre deux bandes de conduction et deux minima de la même bande de conduction

### I.1.3.1. *Transitions inter et intra-bandes [JON 95]*

Les transitions inter et intra bandes sont classées principalement en trois types :

- les transitions entre sous bandes de valence,
- les transitions entre deux bandes de conduction,
- et les transitions indirectes entre minima de bande de conduction.

Les transitions entre sous bandes de valence (Inter Valence Band Absorption IVBA) sont des transitions permettant à un électron de passer de l'énergie d'interaction spin orbital  $V_3$  (cf. Figure I.4.) à un état inoccupé de trous lourds  $V_1$ .

Les transitions directes entre deux bandes de conduction le passage d'un électron du point  $X_1$  au point  $X_3$  (cf. Figure I.5.) du diagramme de bandes de l'InP.

Dans les alliages quaternaires InGaAsP, à la longueur d'onde 1550 nm, ces deux types de transitions contribuent fortement à la variation d'absorption  $\Delta\alpha$  mais peu à la variation d'indice de réfraction  $\Delta n$ .

Enfin, les transitions indirectes entre minima de bande de conduction entre les points  $\Gamma_1$  et  $X_1$  du diagramme de bande de l'InP (cf. Figure I.5.) contribuent fortement à l'absorption dans le domaine de transparence du semi-conducteur au voisinage de l'énergie de bande interdite.

### I.1.3.2. *Transitions indirectes entre les états d'une bande ou effet plasma [HUM 85, FIE 87, DEM 01]*

Il correspond aux transitions indirectes de porteurs libres, électrons ou trous, dans leurs bandes respectives vers des niveaux d'énergie plus hauts, avec changement de leurs vecteurs d'onde  $\vec{k}$ . La théorie classique de Drüde-Lorentz décrit l'effet plasma comme une oscillation collective de porteurs libres et la variation d'indice  $\Delta n$  associée à ces transitions peut être calculée à l'aide des relations suivantes :

$$\Delta\alpha_{plasma} = \frac{e^2}{n_0\epsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left( \frac{\Delta N_n \cdot \omega_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p \cdot \omega_p}{m_p^*} \right)$$

$$\Delta n_{plasma} = \frac{e^2}{2n_0\epsilon_0} \frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^2} \left( \frac{\Delta N_n}{m_n^*} + \frac{\Delta N_p}{m_p^*} \right)$$

$$\omega_n = \frac{e}{\mu_n m_n^*}$$

$$\omega_p = \frac{e}{\mu_p m_p^*}$$

**Équation I-8.**

Dans l'Équation I-8.,  $e$  représente la charge élémentaire,  $n_0$  l'indice de réfraction sans injection de porteurs,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $\Delta N_n$  la variation de concentration des électrons,  $\Delta N_p$  la variation de concentration des trous,  $m_n$  la masse effective des électrons,  $m_p$  la masse effective des trous,  $\omega_n$  la fréquence plasma associée aux électrons,  $\omega_p$  la fréquence plasma associée aux trous,  $\mu_n$  la mobilité des électrons et  $\mu_p$  la mobilité des trous.

Au vu des écarts entre les masses effectives et les mobilités entre électrons et trous, l'absorption plasma est environ 10 fois plus faible pour les électrons que pour les trous. Dans ce modèle, les porteurs (électrons et trous) sont libres. Si nous tenons compte des interactions avec les phonons optiques, acoustiques et avec les impuretés, l'absorption varie en  $\lambda^p$ , le coefficient  $p$  variant entre 1,5 et 3,5 ; expérimentalement, pour l'InP  $p = 3$  [DUM 70].

#### I.1.3.3. *Influence des porteurs libres et des impuretés sur les transitions fondamentales [THE 92, DEM 01]*

Nous pouvons distinguer trois effets sur les transitions fondamentales :

- les transitions entre les queues de bandes,
- le rétrécissement du gap,
- et le remplissage de bande.

Les transitions entre queues de bandes sont attribuées aux interactions entre porteurs libres et impuretés ionisées qui se produisent en dessous de l'énergie de bande interdite sur les bords d'absorption. Ces impuretés produisent des forces coulombiennes attractives ou répulsives sur les électrons et les trous. Il en résulte une modification locale de la distribution des états énergétiques dont l'intégration sur tout le volume conduit à une distribution d'états avec « queues de bandes » ; ce phénomène entraîne à l'apparition d'une forme exponentielle de l'absorption en dessous de l'énergie de bande interdite. En pratique, cette absorption n'intervient que pour des énergies proche du gap, et son effet sur la variation d'indice est négligeable par rapport au rétrécissement de gap et au remplissage de bande.

Le rétrécissement de gap est dû à une concentration de porteurs libres importante, qui entraîne l'apparition d'effets de répulsion dues aux forces d'interaction coulombiennes et au principe de Pauli. Il en résulte une diminution du bas de bande de conduction et une augmentation du haut de la bande de valence et donc un rétrécissement du gap. Il y a donc une modification du coefficient d'absorption  $\alpha$  dans la région d'absorption du semi-conducteur et les relations de Kramer-Kronig permettent de dire que cet effet aura des répercussions non négligeables sur la variation d'indice  $\Delta n$  dans le domaine de transparence du semi-conducteur et d'autant plus si l'énergie des photons est proche de l'énergie de bande interdite.

Au vu de la faible densité d'états de la bande de conduction, il suffit de peu d'électrons pour la remplir à une hauteur suffisante, ce phénomène est appelé le remplissage de bande ou effet Moss-Burstein. Ainsi, les états de plus faibles énergies sont occupés et il faut donc une énergie supérieure à l'énergie de bande interdite pour effectuer une transition directe de la bande de valence vers la bande de conduction. Il en résulte une diminution de l'absorption pour les énergies de photons supérieures au gap, ce qui se traduit par une diminution de l'indice dans le domaine de transparence du semi-conducteur ; il se produit le même phénomène avec les trous mais avec une intensité plus faible. La variation d'indice induite est proportionnelle à la variation de la concentration en électrons  $\Delta N_e$  :

$$\Delta n = -B \cdot \Delta N_e$$

Équation I-9.

$B$  est un coefficient qui tient compte des effets de remplissage de bande, et de rétrécissement de gap. Ce coefficient dépend de la composition de l'alliage quaternaire InGaAsP en arsenic As et du dopage (cf. Figure I.6. à 1,55  $\mu\text{m}$ ). Il est à noter que plus l'alliage à une longueur d'onde de coupure (augmentation de la proportion en arsenic As) proche de la longueur d'onde de travail, plus son coefficient  $B$  est important ; ainsi plus l'énergie des photons est proche de l'énergie de bande interdite du semi-conducteur plus l'effet plasma est intense.

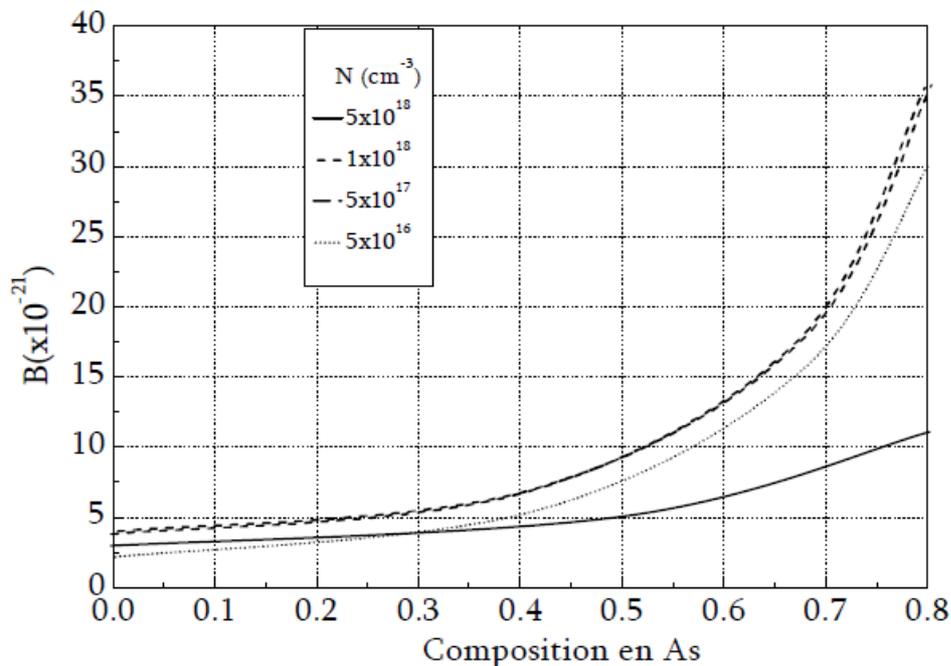


Figure I.6. Variation du coefficient  $B$  en fonction de la composition  $y$  en arsenic As et en fonction du niveau de dopage  $N^+$  dans un alliage quaternaire  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  à 1 550 nm

#### I.1.3.4. Phénomènes de recombinaisons [OLS 84]

Outre les transitions électroniques, des phénomènes de recombinaisons ont lieu lors de l'injection de porteurs libres dans la jonction PIN. Généralement, il s'agit de recombinaisons électron-trous. Ces mécanismes de recombinaisons se résument sous la forme de l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = \frac{I}{e.vol} - R$$

**Équation I-10.**

Où  $\Delta N$  est la densité de porteurs minoritaires injectés,  $I$  le courant dans la diode,  $vol$  le volume actif,  $e$  la charge élémentaire et  $R$  la vitesse de recombinaisons des porteurs.

En régime stationnaire, les densités de porteurs ne varient pas au cours du temps et on obtient :

$$I = e.vol.R$$

**Équation I-11.**

La vitesse de recombinaison  $R$  dépend de la densité  $\Delta N$  des porteurs minoritaires que nous exprimons sous la forme du développement limité suivant :

$$R(\Delta N) = AN + BN^2 + CN^3$$

**Équation I-12.**

En outre, nous pouvons identifier la vitesse de recombinaison  $R(\Delta N)$  à la durée de vie des porteurs  $\tau(\Delta N)$  :

$$R(\Delta N) = \frac{\Delta N}{\tau(\Delta N)}$$

**Équation I-13.**

Il vient :

$$\tau(\Delta N) = \frac{1}{A + B(\Delta N) + C(\Delta N)^2}$$

**Équation I-14.**

$\tau(\Delta N)$  est la durée de vie des porteurs minoritaires dans la jonction ; nous ne travaillons qu'avec des semi-conducteurs à gap direct et donc la majorité des recombinaisons

sont radiatives. Néanmoins, il peut y avoir des recombinaisons non-radiatives, de surface par exemple (dus notamment à la gravure des guides). De même, nous savons que dans les matériaux à petit gap, l'effet Auger peut être important du fait à une forte concentration en porteurs.

Les coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  représentent les différents mécanismes de recombinaisons radiatives et non-radiatives, ainsi :

- $A$  représente le coefficient de recombinaisons non-radiatives,
- $B$  représente le coefficient de recombinaisons radiatives (émissions spontanées),
- $C$  représente le coefficient de recombinaisons Auger.

En outre, nous déduisons l'expression du courant en fonction de la durée de vie  $\tau(\Delta N)$  à partir des Équation I-13. et Équation I-14. :

$$I = \frac{e.vol.\Delta N}{\tau(\Delta N)}$$

**Équation I-15.**

Cette dernière équation montre que le courant est directement lié à la concentration en porteurs dans la structure et à la durée de vie ; nous verrons dans les chapitres II et IV qu'il est possible d'améliorer les commutateurs en modifiant la structure du cœur actif.

## **I.2. Les différents types de commutateur**

Les commutateurs optiques permettent de diriger la lumière dans des directions différentes. Les principes sur lesquels ils reposent dépendent à la fois de leurs géométries et à la fois des phénomènes physiques sous jacents.

Ainsi, il existe des commutateurs optiques mettant à profit des effets purement mécaniques avec l'utilisation de microsystèmes (MEMS) ; ce type de commutateur a de très grandes performances optiques avec une très faible diaphotie (isolation entre deux branches du commutateur) [HOG 91, MAR 99] mais ils présentent le désavantage rédhibitoire pour nos applications (synthèse de retard hyperfréquence) d'avoir des temps de réponse beaucoup trop longs (de l'ordre de la milliseconde). Nous n'avons donc pas étudié ce type de commutateurs dans nos travaux de thèse.

Nous nous sommes principalement intéressés aux commutateurs faisant intervenir des effets électro-optiques permettant un abaissement d'indice de réfraction sous une électrode (cf. I.1.3). Nous pouvons classer ces commutateurs en principalement trois types :

- les commutateurs à réflexion interne totale (Total Internal Reflection ou TIR),

- les commutateurs à couplage de modes (Electro-Optical Directional Coupler ou EODC),
- les commutateurs à transformation adiabatique de mode (Digital Optical Switch ou DOS).

### I.2.1. Les commutateurs à réflexion totale (TIR) [CAY 98, MAG 98]

La géométrie de ce type de commutateurs est simplement deux guides optiques se croisant (cf. Figure I.7.) Sans injection de courant, l'onde optique suit une trajectoire rectiligne ; par contre sous polarisation, il se produit un abaissement d'indice de réfraction sous l'électrode qui crée un miroir électronique qui provoque la réflexion de la lumière dans l'autre branche. Nous avons donc deux états : l'état en transmission sans injection de courant et l'état en réflexion avec injection de courant.

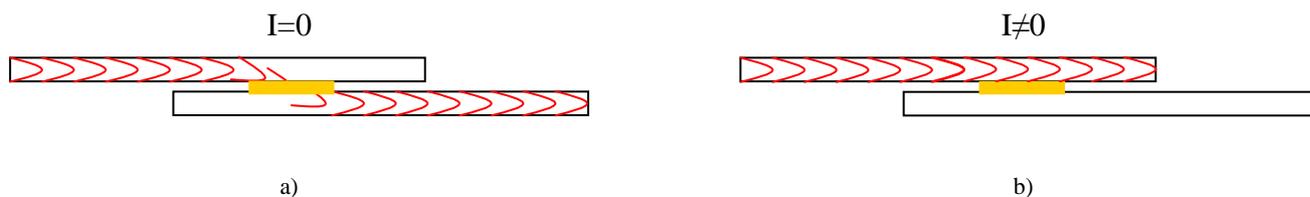


Figure I.7. Commutateur TIR a) Sans polarisation électrique b) Sous polarisation électrique

Ces commutateurs sont décrits par l'angle entre les deux branches ; pour qu'ils aient les performances requises, il faut éviter un couplage entre les différentes branches et donc des angles suffisamment grands. Dans ce cas particulier, il faut que la variation d'indice soit suffisamment importante pour que les conditions de réflexion totale soient réunies ( $\Delta n > 1.10^{-2}$ ). Les derniers travaux effectués dans notre équipe, et qui concerne l'effet plasma (en excluant l'effet thermique), ont montré une variation d'indice  $|\Delta n|$  de  $8.10^{-3}$  au maximum. C'est ce qui rend les TIR sur InP peu envisageable pour l'instant.

### I.2.2. Les commutateurs par couplage (EODC) [HER 01, MAG 98]

La base de ce type de commutateurs est deux guides optiques couplés par proximité. La longueur de couplage est choisie de telle sorte que toute la puissance du faisceau optique est transférée de la branche d'entrée vers la branche de sortie en l'absence de courant (cf. Figure I.8. a)). Lors de l'application d'un courant, l'abaissement de l'indice de réfraction dû à l'effet plasma, change les conditions de couplage et le faisceau optique n'est plus redirigé vers la branche de sortie et reste dans la branche d'entrée.

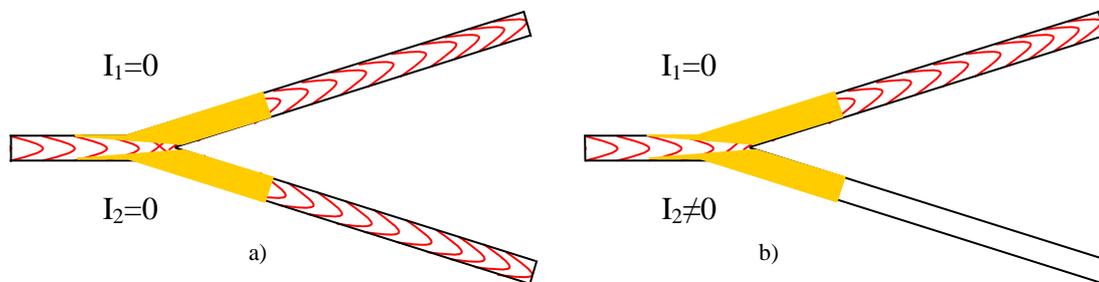


**Figure I.8. Commutateur EODC a) Sans polarisation électrique b) Sous polarisation électrique**

Ce type de commutateur est d'un point de vue théorique très intéressant. Pour changer de voie il ne faut aucun courant et un léger changement de condition (faible abaissement de l'indice de réfraction) aboutit à la non-commutation de la lumière. Des tentatives au sein de l'IEMN ont été menées mais la fabrication est extrêmement délicate car ce commutateur est trop sensible aux contraintes technologiques et finalement nous nous sommes tournés vers le dernier type de commutateur, le commutateur à transformation adiabatique de mode.

### I.2.3. Les commutateurs à transformation adiabatique de mode (DOS) [ZEG 05, CHO 08]

Le commutateur à transformation adiabatique de mode (ou Digital Optical Switch DOS) est une jonction en Y. En l'absence de toute injection de porteurs, le commutateur DOS se comporte comme un diviseur de puissance optique -3 dB (cf. Figure I.9. a)). Par contre, si nous appliquons un courant sur l'une des branches, il y a un transfert adiabatique de toute la puissance optique de la branche alimentée sur l'autre branche (cf. Figure I.9. b)).



**Figure I.9. Commutateur DOS a) Sans aucune polarisation électrique b) Sous polarisation électrique sur la branche 2**

Ce transfert est possible grâce à la diminution de l'indice de réfraction sous l'électrode alimentée.

Le désavantage de ce commutateur est qu'il est obligatoire de l'alimenter en permanence sinon nous avons un diviseur -3 dB. Cependant, sa symétrie permet d'avoir une tolérance à la technologie beaucoup plus grande que les commutateurs présentés précédemment. Dans notre travail de thèse, nous sommes intéressés principalement à ce type de commutateur.

### I.3. Outils de modélisation

Pour concevoir et optimiser nos composants, nous avons utilisé des modèles numériques qui ont été développés dans l'équipe Optoélectronique de l'IEMN [JIN 97, HAR 95, HAR 07, VAN 81, CHU 90].

Ces programmes ont été développés en FORTRAN [JIN 97] ; ils permettent de résoudre les équations de Maxwell et connaître ainsi la propagation d'une onde dans un guide. Dans un premier temps, nous présenterons les équations vectorielles de propagation d'une onde optique et nous expliquerons ensuite la méthode utilisée pour leurs résolutions (méthode des faisceaux propagés ou Beam Propagation Method BPM).

#### I.3.1. Equations vectorielles de propagation des ondes optiques

Les équations de Maxwell (cf. Équation I-16) permettent de connaître les caractéristiques de propagation d'une onde optique dans un milieu continu ;

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) &= \rho(\vec{r}, t) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0\end{aligned}$$

#### Équation I-16.

Dans cette équation,  $\vec{E}$  est le champ électrique,  $\vec{H}$  le champ magnétique,  $\vec{D}$  l'induction électrique,  $\vec{B}$  l'induction magnétique,  $\vec{J}$  le vecteur de la densité de courant,  $\rho$  le densité de charge,  $\vec{r}(x, y, z)$  le vecteur de position dans l'espace et  $t$  le temps

En outre, les champs et les inductions sont reliés par les permittivités magnétique  $\mu(r)$  et électrique  $\varepsilon(r)$  par les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{B}(\vec{r}, t) &= \mu(\vec{r})\vec{H}(\vec{r}, t) \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t)\end{aligned}$$

#### Équation I-17.

$\mu$  est la permittivité magnétique et  $\varepsilon$  la permittivité électrique.

Pour nos applications, nous ne considérons que des milieux électriquement neutres, isolants et non-magnétiques et il vient donc :

$$\begin{aligned}\vec{\mu}(\vec{r}) &= \mu_0 \\ \rho(\vec{r}, t) &= 0 \\ \vec{J}(\vec{r}, t) &= 0\end{aligned}$$

**Équation I-18.**

Il est possible de séparer les dépendances temporelles et spatiales en décomposant les champs électriques et magnétiques en harmoniques ; pour cela, on considère les ondes électromagnétiques comme monochromatiques de pulsation  $\omega$  se propageant dans un milieu. Dans ce cas, la dépendance temporelle des champs est de la forme  $e^{j\omega t}$  et les équations de Maxwell (cf. Équation I-16.) deviennent :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}) &= -j\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) &= j\omega\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \cdot (\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) &= 0\end{aligned}$$

**Équation I-19.**

En outre,  $\epsilon(\vec{r}) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r})$  et si on applique les identités de Lagrange  $\vec{A} \wedge (\vec{B} \wedge \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$  aux Équation I-19. et nous obtenons les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r})) &= -j\omega\mu_0 \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r})) &= (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}(\vec{r}) - (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) \vec{\nabla}\end{aligned}$$

**Équation I-20.**

D'autre part, toujours des Équation I-19, on déduit les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot (\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) &= (\vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r})) \cdot \vec{E}(\vec{r}) + \epsilon(\vec{r}) \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0 \\ \Leftrightarrow (\vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r})) \cdot \vec{E}(\vec{r}) &= -\epsilon(\vec{r}) \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}) &= j\omega\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})\end{aligned}$$

**Équation I-21.**

Il vient donc l'équation de propagation du champ électrique :

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \vec{\nabla} \left( \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\epsilon}_r(\vec{r})}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) + k_0^2 \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \text{ avec } \Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$$

**Équation I-22.**

Si nous considérons la propagation du champ magnétique, nous obtenons son équation d'onde :

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\epsilon}_r(\vec{r})}{\epsilon_r(\vec{r})} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r})) + k_0^2 \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \text{ avec } \Delta = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}$$

**Équation I-23.**

Ces deux équations régissent la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique ; il est à noter que  $k_0$  est le vecteur d'onde dans le vide et il est relié à la longueur d'onde  $\lambda_0$  par la relation suivante :

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

**Équation I-24.**

Si nous effectuons l'hypothèse que la variation d'indice de réfraction  $n$  est faible dans la direction de propagation  $z$ , il est possible de négliger certains termes :

$$\nabla_z \epsilon_r(\vec{r}) \approx 0 \Rightarrow \nabla_z \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) \approx 0$$

et

$$\nabla_z \epsilon_r(\vec{r}) \approx 0 \Rightarrow \nabla_z \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{H}(\vec{r}) \approx 0$$

**Équation I-25.**

Dans ce cas, les équations vectorielles de propagation des champs électrique et magnétique (cf. Équation I-22. et Équation I-23.) deviennent respectivement pour les champs transversaux :

$$\Delta E_t(\vec{r}) + \nabla_t \left( \frac{\nabla_t \cdot \epsilon_r(\vec{r})}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot E_t(\vec{r}) \right) + k_0^2 \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot E_t(\vec{r}) = 0$$

et

$$\Delta H_t(\vec{r}) - \frac{\nabla_t \cdot \epsilon_r(\vec{r})}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot (\nabla_t \cdot H_t(\vec{r}) - \nabla_t \cdot H_t(\vec{r})) + k_0^2 \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot H_t(\vec{r}) = 0 \text{ avec } t' \perp t$$

**Équation I-26.**

Ces équations sont les équations fondamentales utilisées dans les modèles numériques de propagation (analyses modales et méthode des faisceaux propagés ou Beam Propagation Method BPM).

### I.3.2. Principe de la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method BPM)

La méthode des faisceaux propagés BPM repose sur le calcul du champ électromagnétique en fonction du champ incident dans une structure ; pour cela, elle est divisée en tranche d'épaisseur  $\Delta z$  et le champ électromagnétique de la tranche  $j+1$  est calculé à l'aide des équations de propagation (cf. Équation I-26) à partir du champ connu dans la tranche  $j$ .

Pour les résoudre, il existe plusieurs méthodes : soit la transformée de Fourier rapide BPM-FFT soit la méthode des éléments finis ou des différences finies. Tous les modèles numériques utilisés pour étudier nos structures font appel à cette dernière méthode.

Les équations vectorielles de propagation ne peuvent pas être discrétisées directement et certaines simplifications sont nécessaires ; ce sont des approximations dont les plus courantes sont l'approximation scalaire et l'approximation paraxiale.

L'approximation scalaire est la supposition de non-couplage entre les différentes composantes du champ ; ainsi on suppose qu'un faisceau polarisé quasi-TE ou quasi-TM entrant dans le guide optique ne changera pas de polarisation lors de sa propagation. Cette approximation se justifie quand les structures d'optique intégrées ont des changements de direction de propagation relativement doux, ce qui se vérifie tout à fait dans nos composants.

Concernant l'approximation paraxiale, on néglige la dérivée seconde du champ par rapport à  $z$  devant sa dérivée première ; pour cela, il faut que le champ électromagnétique varie lentement selon  $z$  et que l'angle entre la direction de propagation et la direction initiale soit faible. En pratique, pour que cette approximation puisse être effectuée, il suffit que le faisceau lumineux soit à moins de  $30^\circ$  de l'axe principal  $Oz$ .

L'approximation scalaire donne :

$$\Delta_{x,y,z} E(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0$$

**Équation I-27.**

Cette équation admet comme solution la relation suivante :

$$E_i(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \cdot e^{-j\beta z} \text{ avec } i = x, y$$

**Équation I-28.**

$\Psi(x, y, z)$  est l'amplitude complexe de l'onde optique et en appliquant l'approximation paraxiale par rapport à  $z$ .

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2i \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \right|$$

Équation I-29.

Appliquons ces deux approximations aux équations vectorielles (cf. Équation I-26) et ainsi en déduire les équations de base de la BPM :

$$\Delta_{x,y,z} \Psi(x, y, z) - 2i\beta \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} + (k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) - \beta^2) \cdot \Psi(x, y, z) = 0$$

Équation I-30.

$\beta$  est la constante de propagation.

Il existe deux types de BPM :

- la résolution de l'équation est réalisée en deux dimensions avec l'utilisation des indices effectifs,
- la résolution de l'équation est réalisée en trois dimensions avec l'utilisation des indices réels.

### I.3.3. Méthode des faisceaux propagés à deux dimensions (BPM-2D)

La BPM-2D traite de cas d'une structure tridimensionnelle  $(x, y, z)$  (cf. Figure I.10 a)) en la ramenant à une structure bidimensionnelle d'indices effectifs  $(x, z)$  (cf. Figure I.10 b)).

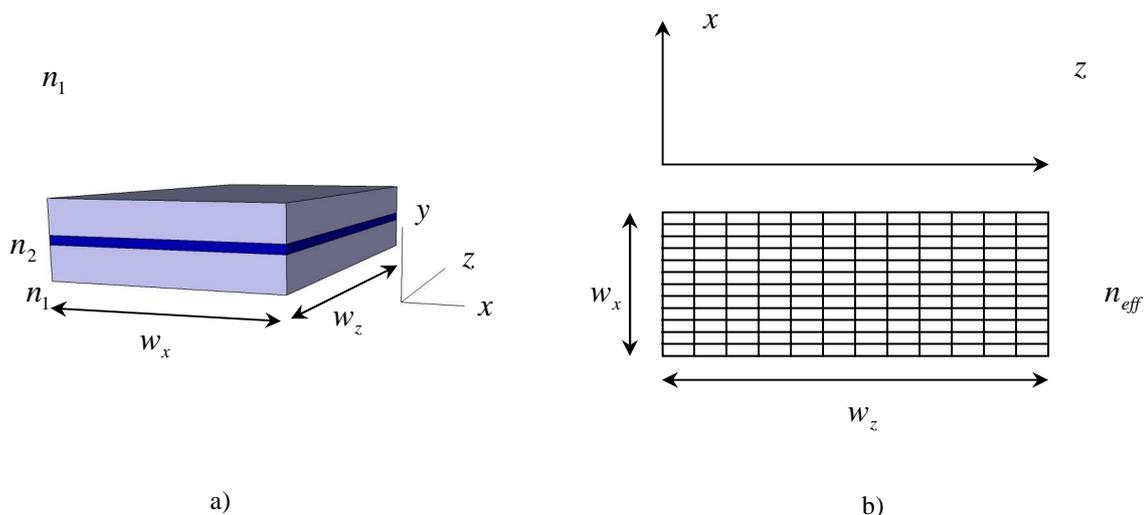


Figure I.10. :a) Structure tridimensionnelle d'indice réel  $n_1/n_2/n_1$  ( $n_2 > n_1$ )

b) Structure bidimensionnelle d'indice effectif  $n_{eff}$

( $w_x$  est discrétisé en  $L$  points et  $w_z$  est discrétisé en  $N$  tranches d'épaisseur  $\Delta z$ )

La méthode des différences finies permet de discrétiser les dérivées d'une fonction. Un développement de Taylor permet d'écrire les dérivées première et seconde d'une fonction :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2)$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) + f(x + \Delta x) - 2 \cdot f(x)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^2)$$

**Équation I-31.**

Nous considérons une structure bidimensionnelle  $(x, z)$  avec  $z$  comme direction de propagation. La largeur de la fenêtre  $w_x$  et la longueur de la structure  $w_z$  sont respectivement discrétisées en  $L$  points et  $N$  tranches d'épaisseur  $\Delta z$ .

A partir de l'équation de Fresnel (cf. Équation I-30.) et des développements de Taylor pour les dérivées première et seconde, nous pouvons écrire les équations d'onde des mode TE et TM [JIN 97] de la façon suivante :

$$j \cdot \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2 \cdot n_0 \cdot k_0} \left\{ \frac{E(x_{l+1}, z_n) + E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[ \frac{2}{\Delta x^2} \cdot (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] \cdot E(x_l, z_n) \right\}$$

$$l = 1, \dots, L \text{ et } n = 1, \dots, N$$

**Équation I-32.**

$$j \cdot \frac{\partial E(x_l, z_n)}{\partial z} = \frac{1}{2 \cdot n_0 \cdot k_0} \left\{ \frac{T_{l+1} \cdot E(x_{l+1}, z_n) + T_{l-1} \cdot E(x_{l-1}, z_n)}{\Delta x^2} - \left[ \frac{2 - R_{l+1} - R_{l-1}}{\Delta x^2} \cdot (k_0^2 \cdot n^2(x_l, z_n) - \beta^2) \right] \cdot E(x_l, z_n) \right\}$$

$$T_{l\pm 1} = \frac{2 \cdot n^2(x_{l\pm 1}, z)}{n^2(x_{l\pm 1}, z) + n^2(x, z)}$$

$$R_{l\pm 1} = T_{l\pm 1} - 1$$

$$l = 1, \dots, L \text{ et } n = 1, \dots, N$$

**Équation I-33.**

$R$  et  $T$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission à l'interface interne du guide. Le champ en  $z + \Delta z$  est exprimé par intégration des équations d'onde (cf. Équation I-32. et Équation I-33.) et ainsi nous connaissons le champ tout le long de l'axe de propagation  $Oz$ . Grâce à ces intégrations on se ramène à un système d'équations résolu par la méthode du double balayage de Choleski.

L'utilisation de la BPM-2D est justifiée lorsque la méthode des indices effectifs est valable, c'est-à-dire lorsque le confinement latéral n'est pas trop fort. Si nous ne pouvons

satisfaire à ces conditions ou si des modifications de la distribution de l'énergie optique l'exigent, nous devons utiliser le BPM-3D, modèle de résolution des équations de propagation à trois dimensions donc beaucoup plus rigoureux mais donc les besoins en ressources informatiques sont plus importants.

### I.3.4. Méthode des faisceaux propagés à trois dimensions (BPM-3D)

La BPM-3D utilisée pour la modélisation de nos composants repose sur la méthode du double balayage alterné. Pour cela, le passage du pas  $z$  au pas  $z + \Delta z$  s'effectue en deux temps : une demi-étape à  $\frac{\Delta z}{2}$  résolvant les équations suivant selon  $x$  et l'autre demi-étape à  $\Delta z$  les résolvant selon  $y$  [HUA 92, HUA 96]. Dans l'hypothèse qu'au début de la propagation le champ a la valeur  $\Psi(i, j, k)$ , nous avons :

$$\begin{aligned} -j2k_0 n_0 \cdot \frac{\Psi^*(i, j) - \Psi(i, j, k)}{\Delta z / 2} &= \partial_x^2 \Psi^*(i, j) + \partial_y^2 \Psi(i, j, k) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) \cdot (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k)) \\ -j2k_0 n_0 \cdot \frac{\Psi(i, j, k+1) - \Psi^*(i, j)}{\Delta z / 2} &= \partial_x^2 \Psi^*(i, j) + \partial_y^2 \Psi(i, j, k+1) + \frac{1}{2} k_0^2 (n^2(i, j) - n_0^2) \cdot (\Psi^*(i, j) + \Psi(i, j, k+1)) \end{aligned}$$

Équation I-34.

Où  $\Psi^*(i, j)$  est la valeur intermédiaire du champ en  $z + \frac{\Delta z}{2}$ .

En considérant les discontinuités du champ électrique à l'interface des milieux [HUA 92], nous obtenons :

$$\begin{aligned} \partial_x^2 \Psi &= \frac{T_{i+1,j} \Psi(i+1, j) - (2 - R_{i+1,j} - R_{i-1,j}) \Psi(i, j) + T_{i-1,j} \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2} \\ \partial_y^2 \Psi &= \frac{\Psi(i, j+1) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2} \end{aligned}$$

Équation I-35.

$$\begin{aligned} \partial_x^2 \Psi &= \frac{\Psi(i+1, j) - 2\Psi(i, j) + \Psi(i-1, j)}{\Delta x^2} \\ \partial_y^2 \Psi &= \frac{T_{i,j+1} \Psi(i, j+1) - (2 - R_{i,j+1} - R_{i,j-1}) \Psi(i, j) + T_{i,j-1} \Psi(i, j-1)}{\Delta y^2} \end{aligned}$$

Équation I-36.

Avec :

$$T_{i\pm 1,j} = \frac{2.n^2(i\pm 1,j)}{n^2(i\pm 1,j) + n^2(i,j)}, R_{i\pm 1,j} = T_{i\pm 1,j} - 1$$

$$T_{i,j\pm 1} \pm 1 = \frac{2.n^2(i,j\pm 1)}{n^2(i,j\pm 1) + n^2(i,j)}, R_{i,j\pm 1} = T_{i,j\pm 1} - 1$$

**Équation I-37.**

$R$  et  $T$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces transverses du guide.

Les équations Équation I-35. et Équation I-36. constituent des ensembles des systèmes tridiagonaux qui sont résolus par la méthode du double balayage. L'échantillonnage s'effectuant dans les deux directions  $x$  et  $y$ , le nombre de points à calculer à chaque pas de propagation est beaucoup plus grand en BPM-3D qu'en BPM-2D ; pour ne pas monopoliser trop longtemps les ressources informatiques, il faut prêter une très grande attention tant à la détermination de la fenêtre de calcul que la discrétisation  $\Delta x$  et  $\Delta y$  en  $x$  et  $y$  respectivement.

Nous avons vu dans ce paragraphe comment déterminer la propagation d'une onde dans un milieu grâce à la résolution des équations de propagation, mais nous n'avons pas considéré le problème de l'analyse modale.

### **I.3.5. Analyses modales**

Les logiciels de BPM-2D et BPM-3D présentés précédemment sont utilisés pour connaître la propagation d'une onde électromagnétique dans une structure guidante mais ils ne permettent pas de déterminer les propriétés intrinsèques des ces structures.

Avec les logiciels d'analyses modales, nous pouvons connaître les caractéristiques intrinsèques des structures telles que la forme du faisceau optique, la vitesse de propagation ou même le nombre de modes ; pour cela, la structure est bien sûr considérée comme droite, infinie et sans perturbation.

Tout comme pour la propagation, nous avons le choix d'étudier les modes soit de façon unidimensionnelle ou soit de manière bidimensionnelle. L'analyse à une dimension est bien souvent suffisante. L'analyse modale permet d'optimiser la structure à partir de l'indice effectif ou même la forme des modes optiques. Les équations de base de l'analyse modale sont les mêmes que celle de la BPM (cf. Équation I-30.), il suffit d'annuler la dérivée suivant  $z$ .

En résolution unidimensionnelle, nous ne conservons qu'une seule coordonnée à la fois, ainsi pour connaître les caractéristiques modales en mode TE on ne travaille que sur la coordonnée  $y$  et pour le mode TM la coordonnée  $x$ . En outre, pour l'analyse modale unidimensionnelle on résout, à l'aide d'un double balayage de Choleski, les équations de propagation de la BPM-2D. Néanmoins, nous devons utiliser au préalable une méthode permettant de calculer les indices effectifs ; ces méthodes de calculs d'indices effectifs sont des méthodes classiques et nous n'allons pas les expliquer ici. Nous allons plutôt nous consacrer à l'analyse modale à deux dimensions, méthode plus originale.

L'analyse modale bidimensionnelle est utilisée quand l'usage des indices effectifs ne permet de rendre compte de manière satisfaisante la complexité de la structure guidante et ainsi décrire ses modes propres. De la même manière que l'analyse modale à une dimension est le pendant de la BPM-2D, l'analyse modale bidimensionnelle l'est de la BPM-3D

Pour cela, nous supposons que le faisceau se propage dans une structure guidante et qu'il adopte progressivement la forme des différents modes propres possibles. Les différents modes trouvés ont des vitesses de phase propres et après une certaine longueur de propagation, il est possible de les séparer.

Tout faisceau optique peut être décomposé selon des modes propres si l'on suppose que la polarisation est rectiligne :

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y).e^{-i\beta_n z}$$

**Équation I-38.**

$\beta_n$  est la constante de propagation du mode  $n$  et  $\vec{E}_n$  son profil.

Si l'onde se propage suivant un axe imaginaire  $iz$ , l'équation Équation I-38 devient :

$$\vec{E} = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y).e^{\beta_n z}$$

**Équation I-39.**

L'énergie dans le guide croît selon l'axe de propagation, mais d'après la relation  $\beta_0 > \beta_1 > \dots > \beta_n > \beta_{n+1}$ , il vient plus l'ordre du mode est petit, plus il est amplifié. Lors de la propagation, les amplitudes des modes d'ordre supérieur croissent moins vite que celle du mode fondamental et au bout d'une certaine longueur de propagation, il devient prépondérant devant les autres modes qui deviennent négligeables.

Pour déterminer les modes supérieurs, nous utilisons le principe d'orthogonalité des modes et leurs indices découlent directement de l'intégration numérique de l'équation de propagation :

$$n_{eff} = \frac{\iint \left[ k_0^2 . n^2(x, y, z) |E|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial y} \right|^2 \right] dx dy}{\iint |E|^2 dx dy}$$

**Équation I-40.**

Tout comme en BPM, des erreurs numériques peuvent apparaître du fait du principe même des résolutions des équations de propagation. Si nous effectuons de mauvais choix tant en terme de discrétisation en  $x$ ,  $y$  ou  $z$  que du profil du mode injecté au départ, nous pouvons avoir des problèmes lors de la détermination des modes ainsi que l'apparition de modes de fenêtre. On doit déterminer des conditions de simulation précises pour avoir des modélisations de qualités.

### **I.3.6. Conditions aux limites et de simulations des composants :**

Nous avons expliqué dans les paragraphes précédents le fonctionnement des modèles numériques utilisés lors de la conception et de l'optimisation de nos composants. Néanmoins, nous devons prendre quelques précautions lors de leurs utilisations et prêter une attention particulière aux limites des fenêtres de calcul ainsi qu'à leurs discrétisations.

#### Conditions aux limites

En BPM, aux limites de la fenêtre de calcul, le champ optique est par défaut nul et les bords de la fenêtre sont donc réfléchissants. Ainsi, si elle est trop étroite, les faisceaux optiques qui devraient normalement en sortir sont réintroduits dedans et perturbent les faisceaux se propageant effectivement dans la structure guidante.

Dans le cas de la BPM-2D, pour diminuer les réflexions parasites, on peut utiliser plusieurs méthodes :

- soit par l'introduction, près des frontières de la fenêtre de calcul, de matériaux absorbants avec des indices complexes dont les coefficients d'extinction sont  $\kappa$  non nuls,
- soit en travaillant sur l'algorithme de calcul du champ optique pour introduire des conditions aux limites transparentes,
- soit en choisissant une fenêtre de calcul suffisamment large pour que les faisceaux parasites ne perturbent pas le faisceau principal.

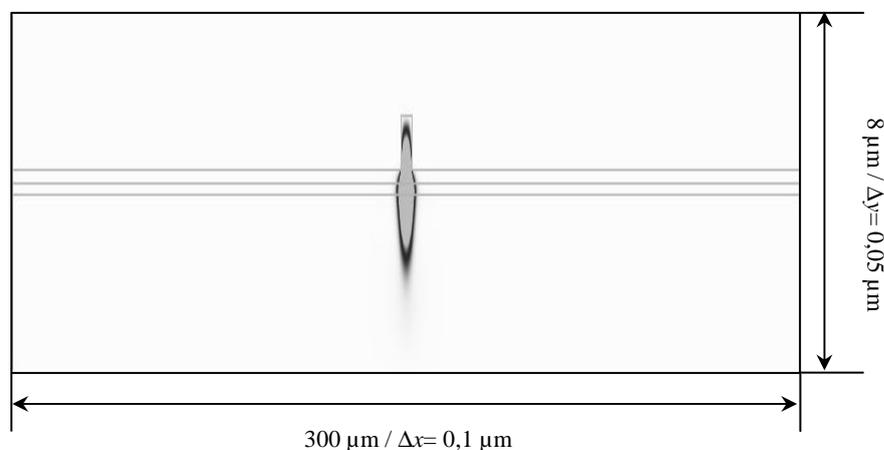
Le travail sur l'algorithme de calcul est la seule méthode permettant d'éliminer totalement les réflexions.

Pour la BPM-3D, l'introduction de conditions aux limites transparentes dans l'algorithme de calcul du champ optique ne permet pas d'obtenir des résultats suffisants pour être mise en œuvre. D'autre part, l'utilisation d'une fenêtre suffisamment large pour ne plus avoir de faisceaux parasites perturbants le faisceau principal n'est pas envisageable au vu du temps nécessaires à de tels calculs. Il ne reste donc plus que l'insertion de matériaux absorbants près des frontières de la fenêtre de calcul et dans ce cas, nous devons calibrer avec le plus grand soin les indices de réfraction  $n$  et coefficient d'extinction  $\kappa$  utilisés.

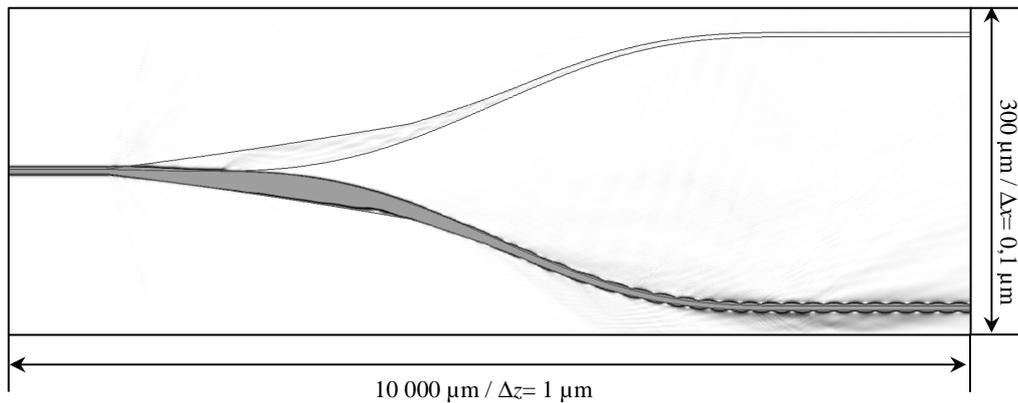
### Conditions de simulation

Un critère de stabilité du programme de modélisation est l'échantillonnage, pour lequel nous devons prendre les plus grandes précautions [JON 97]. Ainsi, pour la modélisation de nos composants en BPM-3D, nous avons choisi d'utiliser une fenêtre de calcul de  $300\ \mu\text{m}$  de large sur  $8\ \mu\text{m}$  de hauteur avec des discrétisations respectives de 3 000 points et 800 points ( $\Delta x = 0,10\ \mu\text{m}$  et  $\Delta y = 0,05\ \mu\text{m}$ , cf. Figure I.11) et une longueur de propagation de  $10\ 000\ \mu\text{m}$  avec un pas  $\Delta z$  de  $1\ \mu\text{m}$  (cf. Figure I.12). Avec ces échantillonnages, nous avons obtenu une stabilité numérique avec un bon compromis définition de la structure / temps de modélisation ; néanmoins, la durée d'une modélisation est de l'ordre de 30 minutes avec un ordinateur de bureau.

Les conditions de simulations sont directement entrées dans le logiciel de simulation en langage FORTRAN et le choix se fait après des études préliminaires sur la stabilité du logiciel ; notamment il faut prêter une grande attention à la non-divergence du modèle.



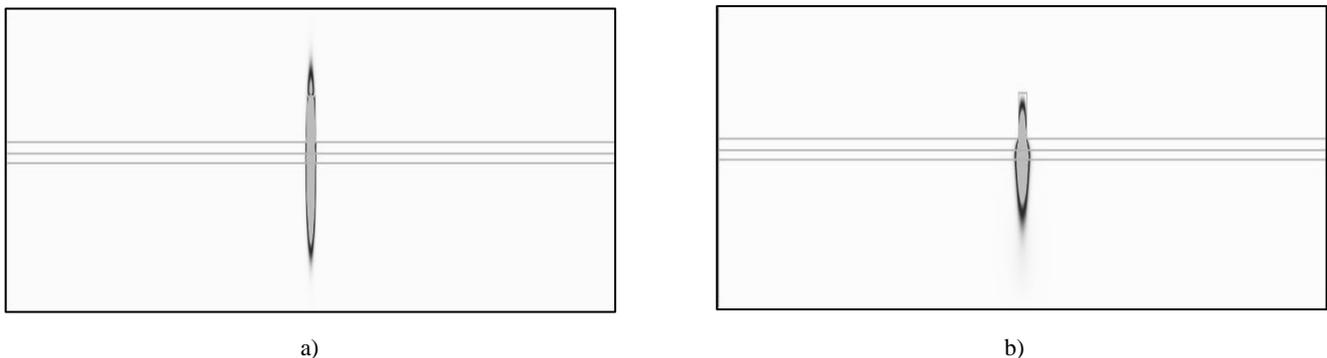
**Figure I.11. Discrétisation dans le plan (x,y)**



**Figure I.12. Discretisation dans le plan (x,z)**

D'autre part, il faut tenir compte du profil du faisceau d'entrée ; ainsi nous n'obtiendrons évidemment pas les mêmes résultats finaux si nous injectons un faisceau gaussien représentant soit une fibre clivée avec un diamètre de mode (ou Mode Field Diameter MFD c'est-à-dire la hauteur à  $\frac{1}{e^2}$ ) de  $10 \mu\text{m}$ , ou soit une fibre lentillée avec un MFD de  $2,5 \mu\text{m}$  ou même si nous injectons un mode propre c'est-à-dire un mode parfaitement adapté à la structure guidante (mode obtenu après plusieurs passage dans le guide). Nous montrons en Figure I.13 une comparaison des différents types d'injection (fibre clivée, lentillée et mode propre). Enfin, il est à noter que nous ne tenons aucunement compte de la réflexion à l'interface d'entrée air / semi-conducteur (coefficient de réflexion  $R$  de l'ordre de 0,3).

La simulation commence une fois le faisceau dans le guide, immédiatement après l'interface d'entrée.



**Figure I.13. Différents types d'injection : a) Faisceau gaussien (fibre lentillée avec un MFD de  $2,5 \mu\text{m}$ )  
b) Mode propre (mode parfaitement à la structure guidante)**

Lors de la phase d'optimisation des composants, nous allons injecter dans la structure guidante un mode propre afin de s'affranchir de l'adaptation du faisceau gaussien au guide et ainsi avoir les performances sans biais des dispositifs.

Si nous injectons un faisceau gaussien, il faut une certaine distance pour qu'il s'adapte au guide et il se met à battre et cela créer des pertes. D'autre part, le battement du mode, perturbe la commutation et dégrade la diaphotie et nous ne pouvons pas séparer les pertes dues à l'adaptation de mode et les pertes de commutation.

## I.4. Rappels sur les composants précédents

### I.4.1. Rappel sur les performances obtenues

Depuis plusieurs années, des études ont été menées pour fabriquer des commutateurs de hautes performances (c'est-à-dire de très faible diaphotie ayant une consommation faible, et un temps de commutation inférieur à 100 ns). Très vite, il a été évident que la commutation utilisant l'effet de porteurs libres sur InP pourrait être la solution. C'est pourquoi de nombreux travaux ont eu lieu, notamment à l'IEMN, pour mettre au point de tels composants [CAY 98, HER 01, BLA 02-03, ZEG 05]. Après des années d'étude et d'essais, ces travaux se sont orientés vers des structures de type DOS à base d'hétérostructures PIN InP/InGaAsP/InP. Et les derniers commutateurs DOS, avec un cœur de guide optique en quaternaire 1,30  $\mu\text{m}$ , avaient les performances suivantes [ZEG 09]:

	Conception	Expérimental
$\Delta n_{eff}$	$5.10^{-3}$	$4,8.10^{-3}$
Diaphotie	-36 dB	-40 dB
Courant injecté		36 mA à 54 mA
Pertes fibre à fibre	13 dB	21 dB
Pertes d'électrode	1 dB	2 dB

**Tableau I-3. Performances des commutateurs DOS fabriqués à l'IEMN depuis 2005 à partir de quaternaire de longueur d'onde de coupure 1,3 $\mu\text{m}$**

De tels commutateurs ont même été intégrés dans une matrice de commutation (2x2 contenant deux commutateurs) [CHO 08] avec des performances tout à fait acceptables, c'est-à-dire une diaphotie de -29dB pour un courant de commutation de 50 mA.

#### **I.4.2. Faiblesses des anciens commutateurs**

Dans la perspective de systèmes de commutation qui intègreraient plusieurs commutateurs en ligne (au minimum quatre), on voit bien que les pertes fibre à fibre sont un point déterminant qu'il faut absolument améliorer. De plus, un enjeu important serait de diminuer la consommation de chaque élément.

Dans les meilleures conditions, avec un guide optique à base de quaternaire  $1,18 \mu\text{m}$ , les pertes fibre à fibre obtenues ont été de  $-12 \text{ dB}$ . Mais ce quaternaire ne permet pas un effet de porteurs libres suffisamment puissant pour atteindre une diaphotie de l'ordre de  $-40 \text{ dB}$ .

C'est dans ce contexte que nous nous sommes attelés à résoudre l'équation décisive consistant à diminuer la consommation tout en réduisant drastiquement les pertes d'insertion et de commutation. Il nous faudrait dans l'idéal des pertes fibre à fibre de l'ordre du décibel avec une fibre lentillée classique de diamètre de mode en  $\frac{1}{e^2}$  de  $2,5 \mu\text{m}$ . D'autre part, un courant de commutation inférieur à  $20 \text{ mA}$  serait plus favorable.

Le composant résultant serait extrêmement intéressant tant pour des applications analogiques que pour les télécommunications.



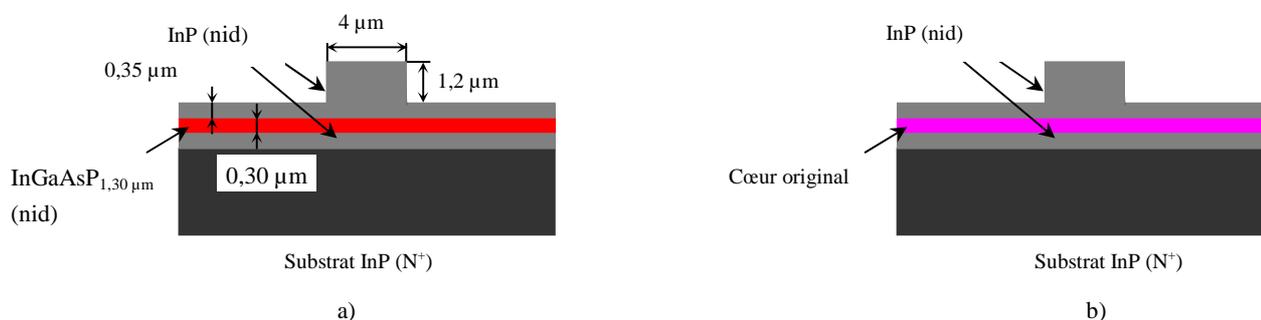
## **Chapitre II**

### **Conception de nouveaux commutateurs à multipuits quantiques**



Les commutateurs électro-optiques de type DOS ont pour finalité d'être intégrés dans des dispositifs plus complexes cascadeant plusieurs composants. Pour que la consommation totale ne soit pas rédhibitoire à leur utilisation, chaque composant doit avoir un courant de commutation aussi faible que possible. Malgré les performances obtenues jusqu'à présent (diaphotie  $\sim -40$  dB pour 30 mA pour un commutateur 1 vers 2 [ZEG 09] et  $\sim -35$  dB pour 50 mA pour une matrice 2 vers 2 [CHO 08]), il est nécessaire d'en encore diminuer la consommation unitaire tout en maintenant une diaphotie de l'ordre à  $-40$  dB (commutateur 1 vers 2).

Jusqu'à présent, les structures classiques de cœur sont constituées d'une croissance massive d'alliage quaternaire InGaAsP (cf. Figure II.1. a)) d'épaisseur de  $0,30 \mu\text{m}$  ne permettant pas un confinement optimum des porteurs ; pour améliorer la variation d'indice (et donc la consommation), nous devons trouver une structure de cœur confinant les porteurs dans ses zones actives (cf. Figure II.1. b)) afin d'optimiser les mécanismes de variation d'indice induite par l'effet plasma. Ainsi, comparativement à un guide classique, si dans les nouvelles structures ces phénomènes sont favorisés, il faudra moins de courant pour obtenir la même variation d'indice.



**Figure II.1. a) Guide classique avec un cœur massif en InGaAsP  
b) « Nouveau » guide avec une structure de cœur spécifique**

Le but de ce chapitre est de concevoir un guide dont la structure de cœur permettra d'obtenir la même variation d'indice ( $5 \cdot 10^{-3}$ ) que précédemment [ZEG 04] avec des densités

de porteurs moindres et de trouver des géométries de commutateur associées ayant des diaphoties comparables avec des courants de commutation plus faibles.

Pour cela, nous allons donc commencer par déterminer une structure de cœur mettant à profit les mécanismes de variation d'indice et définir la structure épitaxiale complète (type de substrat, épaisseurs des couches de confinement optique, largeur de guides, etc.).

Une fois fixées la structure et la géométrie des guides, nous pourrons commencer la conception à proprement parler des commutateurs et trouver des designs de commutateur atteignant les performances désirées.

## II.1. Définition de la structure de guide

La conception des structures guidantes est la première étape de l'optimisation des commutateurs et détermine leurs designs. Il faut définir tant la structure épitaxiale (structure de cœur notamment) que la géométrie de ruban.

### II.1.1. Propriétés des multipuits quantiques

Pour améliorer la consommation, il est nécessaire de concevoir une structure de cœur favorisant les mécanismes de variation d'indice afin que pour un même courant, elle soit plus importante que pour une structure classique à cœur massif (cf. Figure II.1. a)). Comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.2. (cf. Équation I-8. et Équation I-9.), dans une hétérostructure InP/InGaAsP/InP, la variation d'indice  $\Delta n$  est dépendante de la variation des densités de porteurs  $\Delta N$  qui est elle-même reliée au courant injecté dans l'hétérostructure.

$$\Delta n = a.\Delta N$$

et

$$I = \frac{q.\Delta N.vol}{\tau(\Delta N)}$$

**Équation II-1.**

Dans ces équations,  $\Delta n$  représente la variation d'indice,  $\Delta N$  la variation des densités de porteurs dans l'hétérojonction,  $q$  la charge élémentaire,  $I$  le courant,  $vol$  le volume de la zone active et  $\tau(\Delta N)$  la durée de vie des porteurs (dépendante des densités de porteurs).

Pour connaître la distribution des porteurs, nous avons effectué une étude théorique sur leurs injections, à titre d'exemple, dans l'hétérostructure InP/InGaAsP/InP d'un guide optique classique à cœur massif (cf. Figure II.2.).

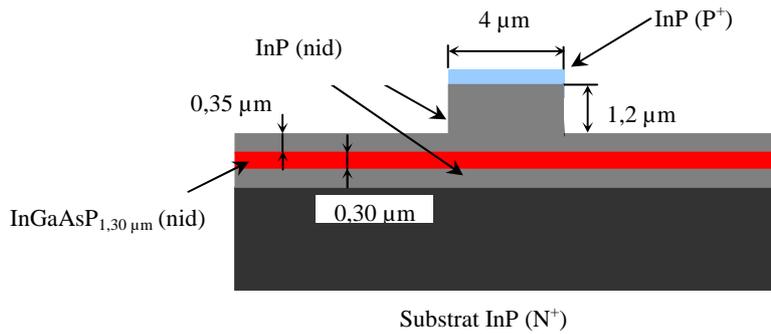


Figure II.2. Structure de guide classique à cœur massif (hétérojonction InP/InGaAsP/InP)

Pour cela, nous avons utilisé un logiciel de modélisation électrique des hétérojonctions incluant les équations qui régissent l'énergie des porteurs ; ce modèle a été développé au sein de notre laboratoire [DAL 92].

Pour effectuer ces simulations, nous avons considéré des niveaux de dopage  $P^+$  et  $N^+$  de  $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et une couche tampon InP (nid) de  $0,30 \mu\text{m}$ .

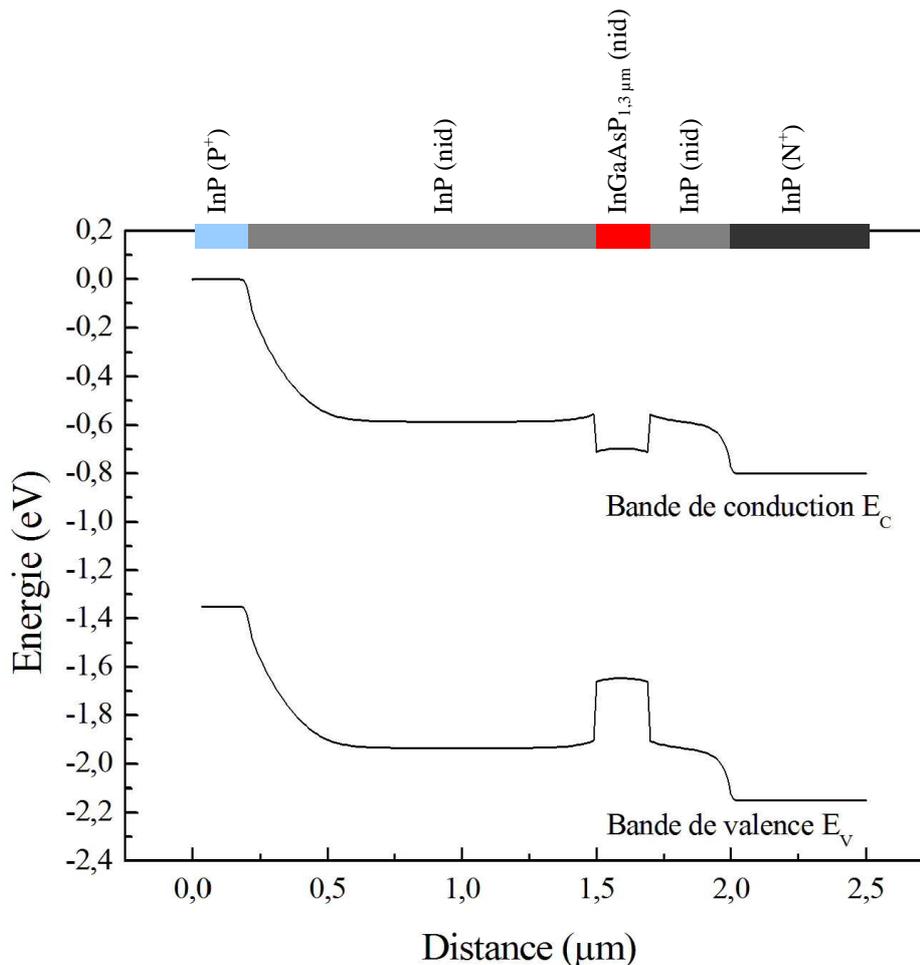
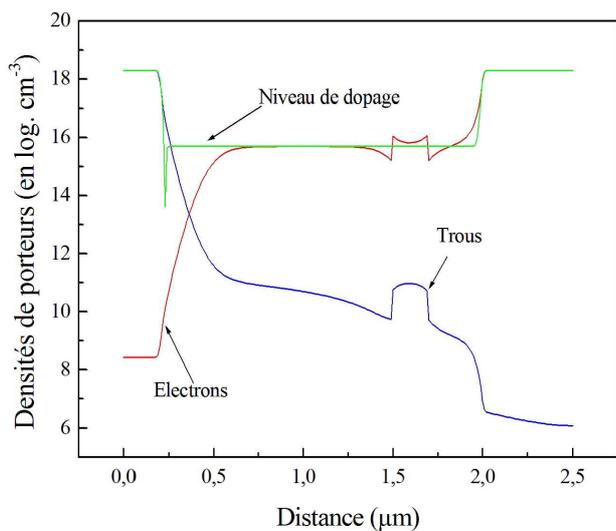
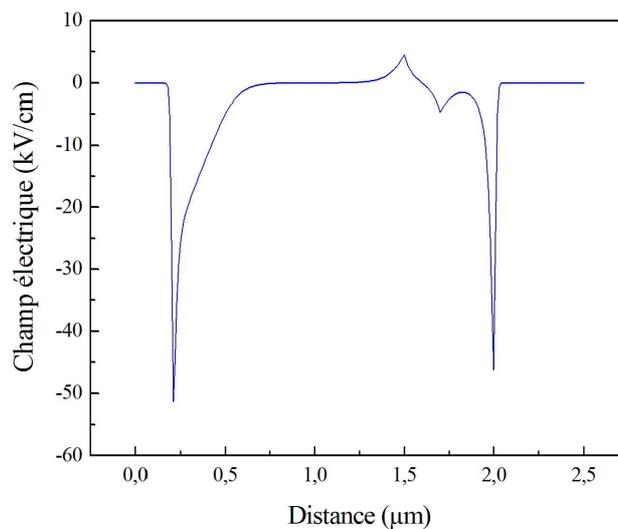


Figure II.3. Structure de bande de l'hétérojonction InP/InGaAsP/InP à l'équilibre thermodynamique



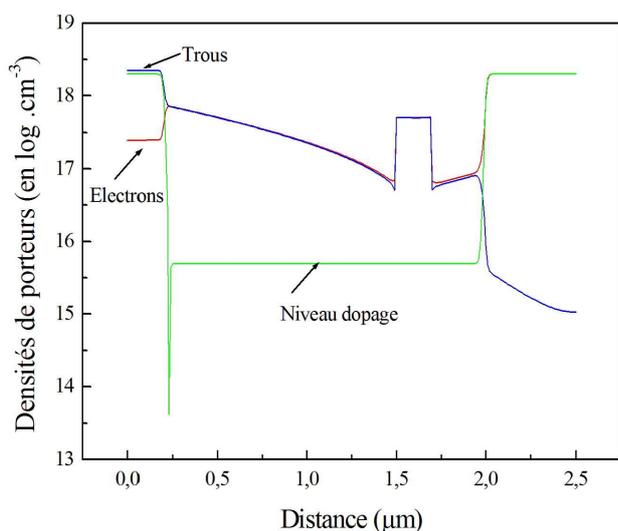
a)



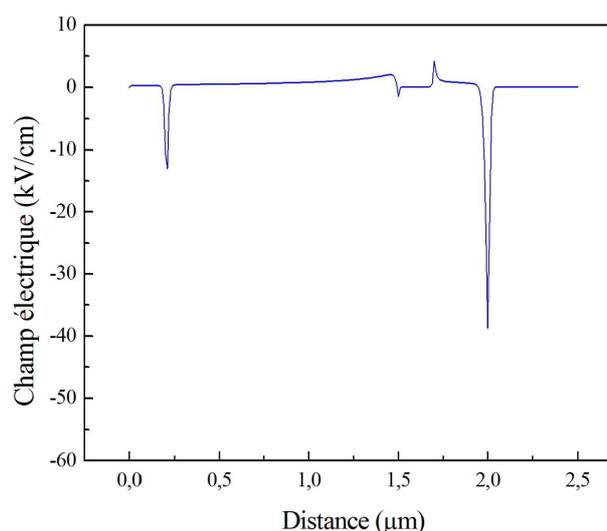
b)

**Figure II.4 .Equilibre thermodynamique a) Densité de porteurs  
b) Distribution du champ électrique**

A l'équilibre thermodynamique et dans le matériau à petit gap ( $\text{InGaAsP}_{1,3 \mu\text{m}}$ ), les trous sont porteurs minoritaires et les électrons porteurs majoritaires (cf. Figure II.4.). Lors d'une forte injection de porteurs (application d'une polarisation électrique), les porteurs libres s'accumulent dans toute la zone active avec un maximum dans l'alliage quaternaire (cf. Figure II.5.), ainsi la variation des densités de porteurs est maximale dans cette région.



a)



b)

**Figure II.5. Sous forte injection de porteurs a) Densité de porteurs  
b) Distribution du champ électrique**

L'utilisation de structures à multipuits quantiques permettrait d'accentuer ce phénomène d'accumulation de porteurs dans les puits et ainsi avoir localement une plus grande variation des densités de porteurs et donc une forte variation d'indice  $\Delta n$ .

La variation d'indice  $\Delta n$  obtenue avec des structures à multipuits quantiques a déjà été mise à profit dans le domaine des lasers [JAC 90]. Une électrode supplémentaire est ajoutée (lasers multi-électrodes) permettant leurs contrôles grâce à la modulation de l'indice de réfraction et ainsi de garantir une stabilité des caractéristiques d'émission (longueur d'onde, courant de seuil, etc.) en fonction de la température. D'autre part, le confinement des porteurs dans les puits est aussi très avantageux pour l'inversion de population (abaissement du seuil d'effet laser) et diminue donc la consommation.

Néanmoins, il faut prêter une attention particulière à la durée de vie des porteurs ; en effet le courant est lié à la durée de vie par la relation  $I = \frac{q \cdot \Delta N \cdot vol}{\tau(\Delta N)} = \frac{a \cdot \Delta n}{\tau(\Delta N)}$  (cf. Équation II-1.) et la durée de vie des porteurs dans la zone active risque de diminuer du fait des multiples interfaces et cela sera en défaveur de ce que nous cherchons.

### II.1.2. Contraintes sur la conception des guides

Les guides passifs sont régis tant par des contraintes technologiques que par des contraintes en termes de caractéristiques modales.

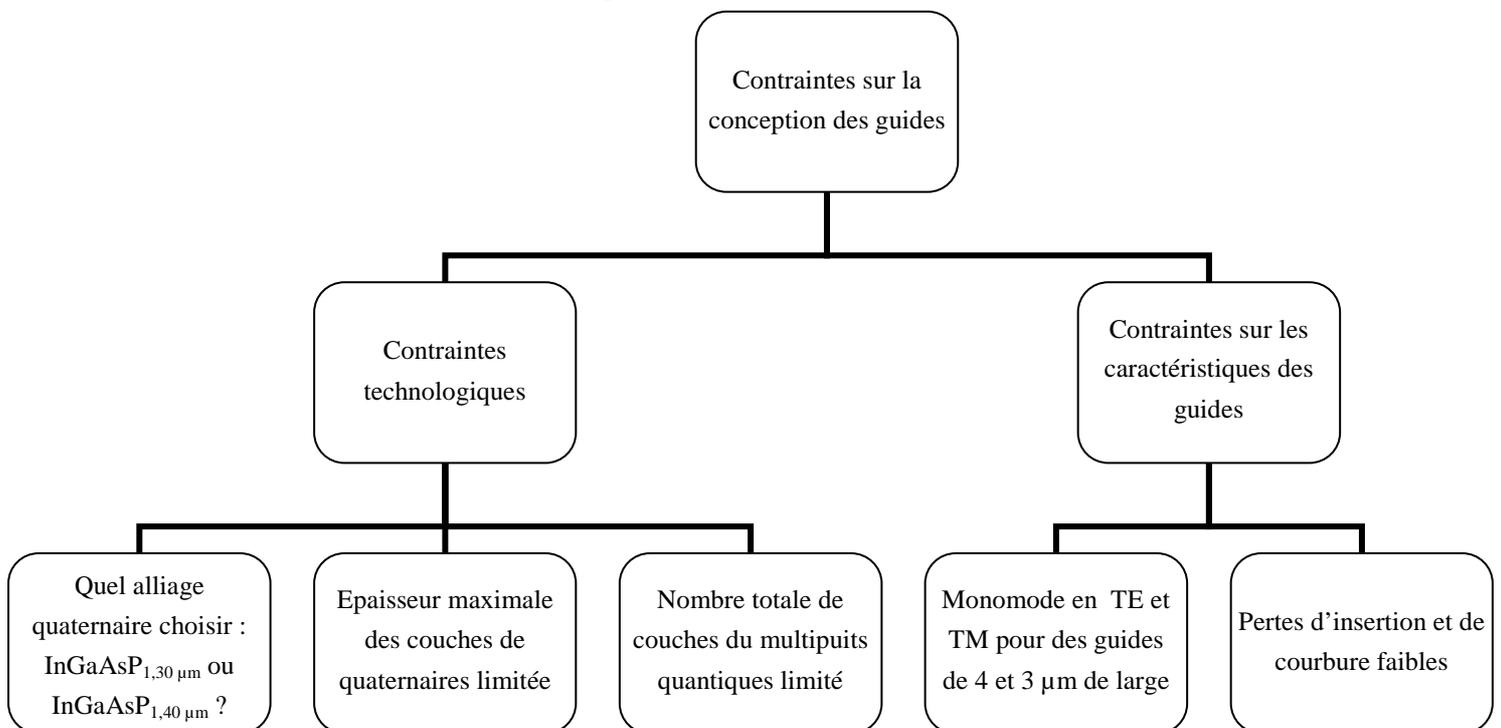


Figure II.6. Synoptique de contraintes à la conception des épitaxies

Les contraintes technologiques sont à prendre en compte dès la conception des guides afin de ne pas nous retrouver avec des composants difficiles à réaliser voire complètement impossibles.

Par exemple, le choix des matériaux du multipuits quantiques est primordial. Il est possible de croître épitaxialement sur substrat InP des alliages quaternaires InGaAsP de différentes compositions, caractérisés par leurs longueurs d'onde de coupure spécifiques (InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>, InGaAsP<sub>1,30 μm</sub>, InGaAsP<sub>1,40 μm</sub> avec des longueurs d'onde de coupure respectives à 1,18 μm, 1,30 μm et 1,40 μm). Pour avoir la variation d'indice maximale, nous devons avoir un matériau avec une longueur d'onde de coupure proche de la longueur d'onde de travail  $\lambda=1550$  nm (cf. I.1.3.) ; donc les alliages InGaAsP<sub>1,30 μm</sub> et InGaAsP<sub>1,40 μm</sub> sont a priori de bons candidats pour être utilisés comme matériau puits dans les cœurs à multipuits quantiques.

Les épitaxies sont effectuées par jets moléculaires (ou Molecular Beam Epitaxy MBE) ; comme toute croissance, elles entraînent l'apparition de défauts dans les mailles cristallines et donc une potentielle augmentation des pertes dues à l'absorption et ce d'autant plus si l'alternance entre matériaux est importante. Pour éviter ce phénomène, nous devons limiter le nombre de couches et déterminer avec précaution les épaisseurs.

Outre les contraintes technologiques, les guides passifs se doivent de respecter certaines caractéristiques comme des pertes de courbure et d'insertion aussi faibles que possibles. Des études précédentes sur la fabrication de commutateurs [ZEG 05-09] et de matrices de commutation [CHO 08] avec une hétérostructure classique (cœur actif massif cf. Figure II.1. a)) ont montré que l'utilisation d'alliage InGaAsP<sub>1,18 μm</sub> permettait de diminuer les pertes de courbure et les pertes d'insertion par rapport à l'utilisation d'alliage d'indice de réfraction plus fort. Il serait donc judicieux d'avoir un indice moyen de cœur proche de l'indice de réfraction du quaternaire InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>.

Enfin, n'oublions pas que nos guides se doivent d'être monomodes, ceci permettant de mieux contrôler la totalité du faisceau optique dans la zone de commutation.

### II.1.3. Structures épitaxiales pour le cœur guidant

Les paramètres des structures épitaxiales sont :

- la nature des matériaux puits / barrières,
- l'épaisseur des puits et des barrières,
- leurs nombres.

Ces différents éléments permettent de déterminer l'épaisseur totale  $ep_{cœur}$  et l'indice moyen du cœur guidant  $n_{cœur}$ . Concernant les matériaux puits et barrières, nous avons le

choix pour le matériau à petit gap (puits) entre les alliages InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>, InGaAsP<sub>1,30 μm</sub> ou InGaAsP<sub>1,40 μm</sub> et pour le matériau à grand gap (barrières) entre les alliages InP, InGaAsP<sub>1,18 μm</sub> ou InGaAsP<sub>1,30 μm</sub>, celui-ci dépendant du matériau puits choisi.

Suite à la concertation avec l'équipe en charge des épitaxies (équipe EPIPHY) et à une étude bibliographique, nous avons fixé les structures épitaxiales.

Tout d'abord, nous avons décidé d'utiliser comme matériau barrière l'InP, matériau qui permet donc d'obtenir des épitaxies avec peu de défauts liés à l'empilement.

D'autre part, l'utilisation de l'InP entraîne la diminution de l'indice moyen  $n_{\text{cœur}}$ , ce qui le rapproche de l'indice de réfraction de l'alliage InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>. Concernant le matériau puits, il convient d'avoir un alliage quaternaire dont la longueur d'onde de coupure est proche de la longueur d'onde de travail ( $\lambda=1550$  nm) pour avoir le maximum d'effet de l'injection de porteurs sur la variation d'indice optique  $\Delta n$  (cf. I.1.2.) et notre choix s'est porté sur l'alliage quaternaire InGaAsP<sub>1,40 μm</sub>.

Enfin concernant les épaisseurs respectives des puits et barrières ainsi que leurs nombres, nous avons effectué une étude bibliographique (dont les résultats marquants sont montrés dans le Tableau II-1.) pour savoir quelles structures avaient été déjà étudiées et quelles étaient leurs variations d'indice  $\Delta n$ .

Référence des articles	Puits		Barrière		Variation d'indice $\Delta n$ à 1 550 nm	Application
	Matériau	Nombre / épaisseur	Matériau	Nombre / épaisseur		
[RAV 88]	InGaAsP <sub>1,30 μm</sub>	16 / 200 Å	InP	15 / 150 Å	$\sim 10^{-2}$	Commutateur 1 vers 2 (diaphotie $\sim -20$ dB)
[JEP 94]	InGaAs <sub>1,65 μm</sub>	4 / 80 Å	InGaAsP <sub>1,15 μm</sub>	3 / 130 Å		Amplificateur optique semi-conducteur
[SHI 95]	InGaAsP <sub>1,44 μm</sub>	15 / 180 Å	InP	14 / 140 Å	$\sim 10^{-2}$	Diode laser accordable
[MAY 05]	InGaAsP <sub>1,50 μm</sub>	14 / 100 Å	InGaAsP <sub>1,15 μm</sub>	13 / 100 Å		Commutateur 1 vers 3 (diaphotie $\sim -20$ dB)

**Tableau II-1. Etude bibliographique sur l'utilisation des multipuits quantique pour la variation d'indice optique**

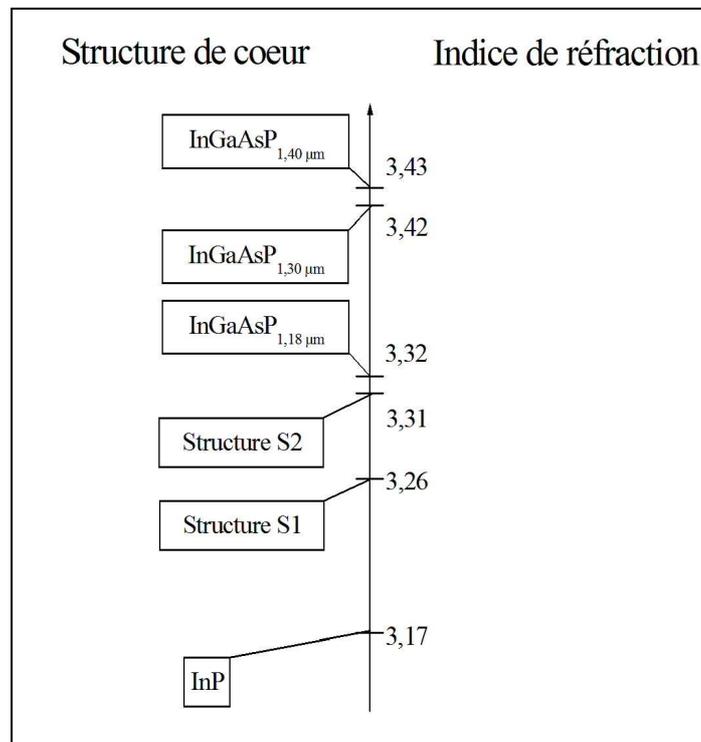
Suite à cela, nous avons décidé d'étudier deux structures de cœur actif, sensiblement équivalentes au niveau des matériaux utilisés : seules les épaisseurs des barrières sont différentes ; ces deux épaisseurs sont de 100 et 200 Å. Les épaisseurs des puits étant les mêmes dans les deux structures (100 Å) (cf. Tableau II-2.). En outre, nous avons choisi d'avoir un nombre d'alternances puits / barrière assez grand pour avoir une épaisseur de cœur guidant suffisamment épaisse pour être proche des structures épitaxiales déjà étudiées précédemment [ZEG 05, CHO 08] ( $\sim 0,3$  μm). Grâce à ces deux structure S1 et S2, nous

pourrons, le cas échéant, étudier l'influence de l'épaisseur des barrières sur la variation d'indice  $\Delta n$ .

	Structure S1	Structure S2
Matériau puits	InGaAsP <sub>1,40μm</sub>	InGaAsP <sub>1,40μm</sub>
Matériau barrière	InP	InP
Nombre de puits (Epaisseur)	13 (100 Å)	13 (100 Å)
Nombre de barrière (Epaisseur)	12 (200 Å)	12 (100 Å)
Epaisseur totale du cœur	0,370 μm	0,250 μm
Indice moyen du cœur	3,26	3,31

**Tableau II-2. Récapitulatifs des nouvelles structures de cœur**

Sur la Figure II.7., nous avons rassemblé les indices de réfraction de différents alliages quaternaires ainsi que les indices moyens des structures S1 et S2.



**Figure II.7. Indice de réfraction des structures S1 et S2**

Les indices moyens des structures à multipuits quantiques S1 et S2 sont plus faibles que l'indice de l'alliage InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>, il serait donc possible que les cœurs à multipuits quantiques aient des comportements comparables, en termes de pertes de courbure et d'insertion, à ceux de structures guidantes de cœur massif en InGaAsP<sub>1,18 μm</sub>.

## II.1.4. Géométries de ruban

Maintenant les structures épitaxiales fixées (S1 et S2), il faut déterminer la géométrie du ruban et de la couche de confinement des guides passifs (Figure II.8.) :

- la hauteur du ruban  $H_R$ ,
- la largeur du ruban  $l_R$ ,
- l'épaisseur de la couche de confinement hors ruban  $ep_{cf}$ .

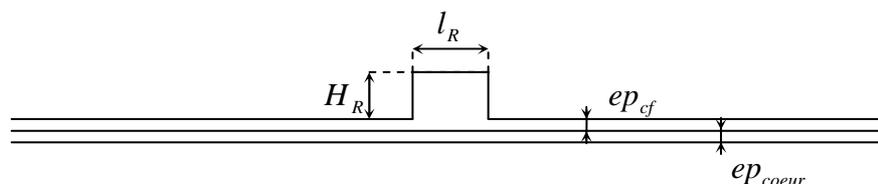


Figure II.8. Géométrie du guide passif

Les études précédentes [BLA 03, ZEG 05, CHO 08] ont permis de trouver une géométrie de ruban convenable : hauteur de  $1,2 \mu\text{m}$ , largeur de  $4 \mu\text{m}$  et couche de confinement hors ruban de  $0,30 \mu\text{m}$ . Pour pouvoir avoir des géométries de commutateurs (cf. II.2.2.) comparables à celles déjà mises au point [ZEG 09], nous avons choisi de conserver cette géométrie de ruban et de l'appliquer à nos structures à multipuits quantiques (structure S1 et S2). Néanmoins, nous devons vérifier qu'avec une telle géométrie de ruban, les guides passifs soient bien monomodes ; pour cela, nous avons utilisé un logiciel d'analyse modale bidimensionnelle (cf. I.3.5.) et nous présentons les modes fondamentaux TE et TM associés aux deux structures S1 et S2 (cf. Figure II.9. et Figure II.10.).

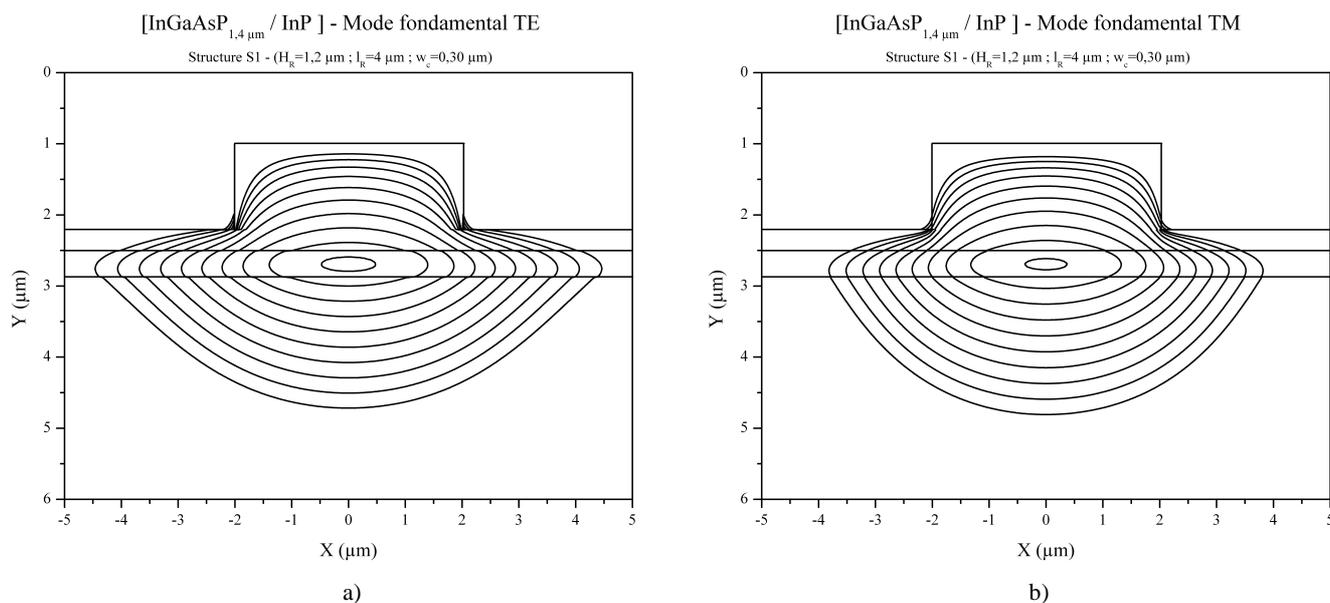
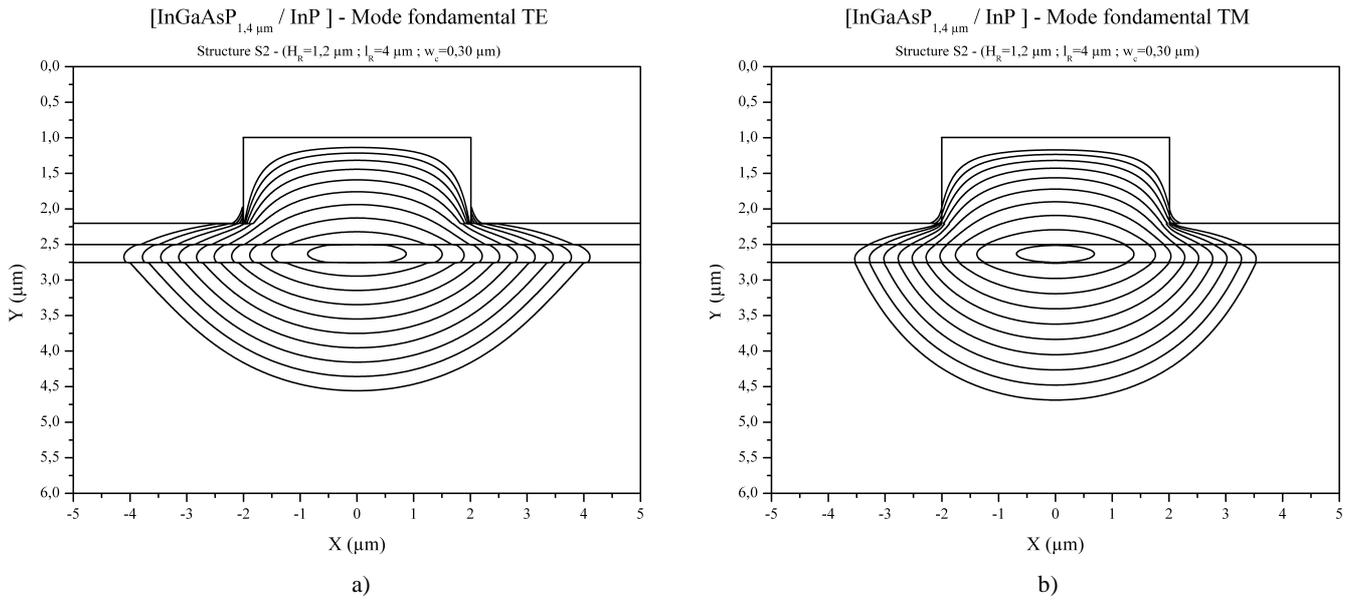
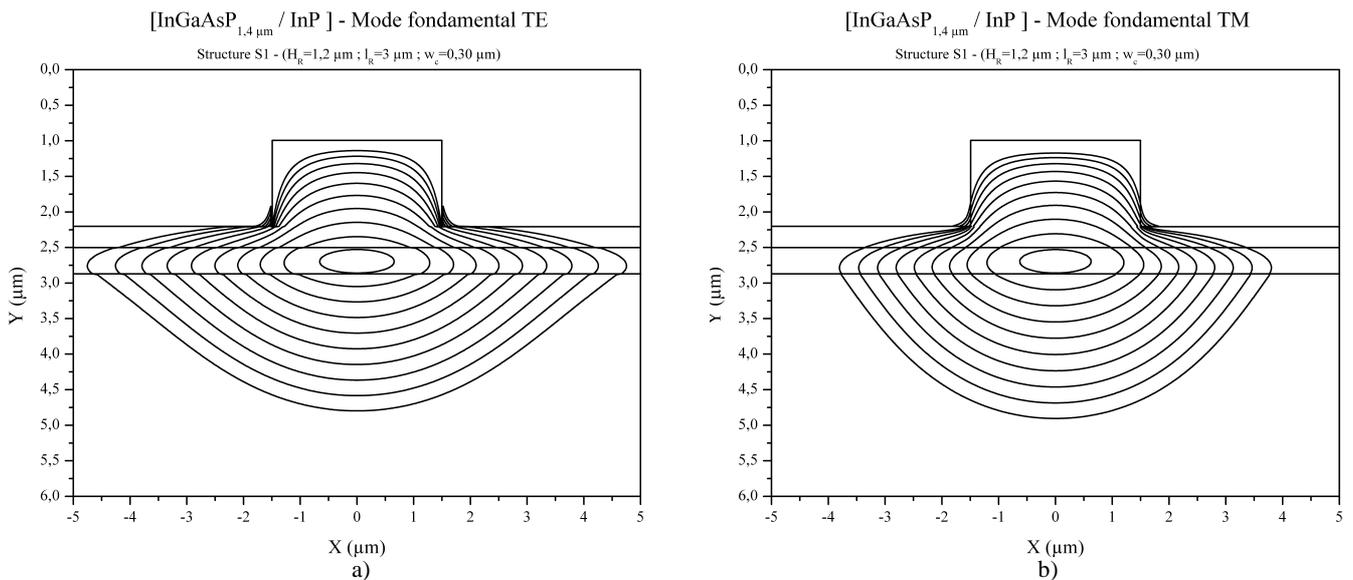


Figure II.9. Modes fondamentaux pour la structure S1 avec une largeur de ruban de  $4 \mu\text{m}$   
a) Mode TE b) Mode TM



**Figure II.10. Modes fondamentaux pour la structure S2 avec une largeur de ruban de 4 µm**  
**a) Mode TE b) Mode TM**

Outre des guides avec de largeur de ruban  $l_R$  de 4 µm, nous avons étudié des guides dont la largeur de ruban  $l_R$  de 3 µm et ce dans un souci de diminution de la consommation. En effet, avec des guides moins larges, les surfaces des électrodes nécessaires à la commutation seront moindres ; ce qui revient à obtenir la même densité de courant pour un courant plus faible. Nous avons vérifié que ces nouveaux guides soient aussi monomodes par analyse modale et nous présentons leurs modes fondamentaux TE et TM (cf. Figure II.11. et Figure II.12.).



**Figure II.11. Modes fondamentaux pour la structure S1 et avec une largeur de ruban de 3 µm**  
**a) Mode TE b) Mode TM**



Les écarts  $\left| n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} \right|$  de nos guides sont compris entre  $4.10^{-3}$  et  $8.10^{-3}$  ; ces écarts sont à comparer à celui d'un guide classique ( $\left| n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} \right| \approx 8.10^{-3}$ ). Ainsi, les guides à multipuits quantiques auraient une sensibilité à la polarisation optique équivalente voire plus faible que les guides classiques déjà fabriqués. D'autre part, les intégrales de recouvrement  $I_{TE/TM}$  des guides à multipuits quantiques sont proches de 1, ce qui tendrait à confirmer une diminution de la sensibilité à la polarisation optique pour nos guides optiques.

## II.2. Conception des commutateurs

Les structures des guides étant définies, nous commençons la conception des commutateurs en tant que telle. Pour cela, nous utilisons un logiciel de modélisation de propagation optique à trois dimensions BPM-3D (cf. I.3.4.). Les commutateurs conçus doivent répondre à certaines exigences. En termes de performances, les pertes de commutation doivent être inférieures au décibel (<1 dB) et les diaphoties inférieures à -40 dB. D'autre part, une contrainte purement géométrique est imposée : l'écart entre les deux branches de sortie doit être de 250  $\mu\text{m}$  (distance entre deux cœurs dans une nappe de fibres).

### II.2.1. Paramètres à optimiser

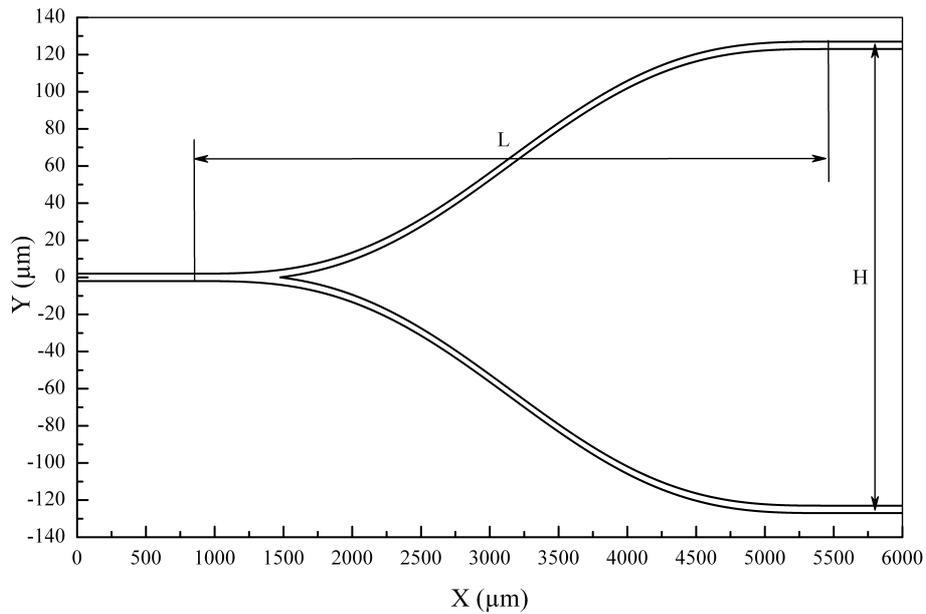
Le commutateur de type DOS est une jonction Y bi-électrode (cf. I.2.3.) dans laquelle, nous injectons des porteurs sur une des électrodes afin de diminuer l'indice de réfraction sous celle-ci. Pour que l'injection de porteurs soit possible dans la jonction PIN, il est nécessaire que l'électrode soit un contact ohmique.

Pour concevoir complètement un commutateur DOS, il nous faut optimiser sept paramètres distincts ; ces paramètres sont issus d'une complexification croissante de la géométrie. La forme de base est une courbure d'équation en sinus linéaire avec comme paramètre fondamental la longueur de courbure  $L$ , longueur pour atteindre un écart entre branches de sortie de 250  $\mu\text{m}$  (cf. Équation II-2. et Figure II.14.).

$$y = x_0 + \frac{H}{L} x + \sin\left(\frac{2\pi}{L} x\right)$$

Équation II-2.

Dans cette équation  $H$  représente la hauteur de courbure d'une branche de sortie et est donc la moitié de l'écart entre les deux branches ;  $H$  est donc fixé à 125  $\mu\text{m}$ .

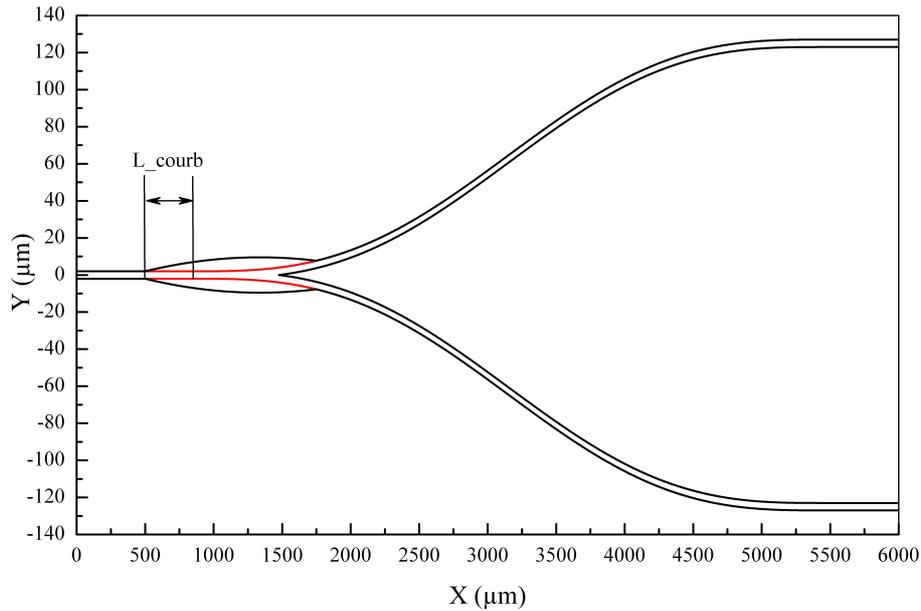


**Figure II.14. Courbure principale**

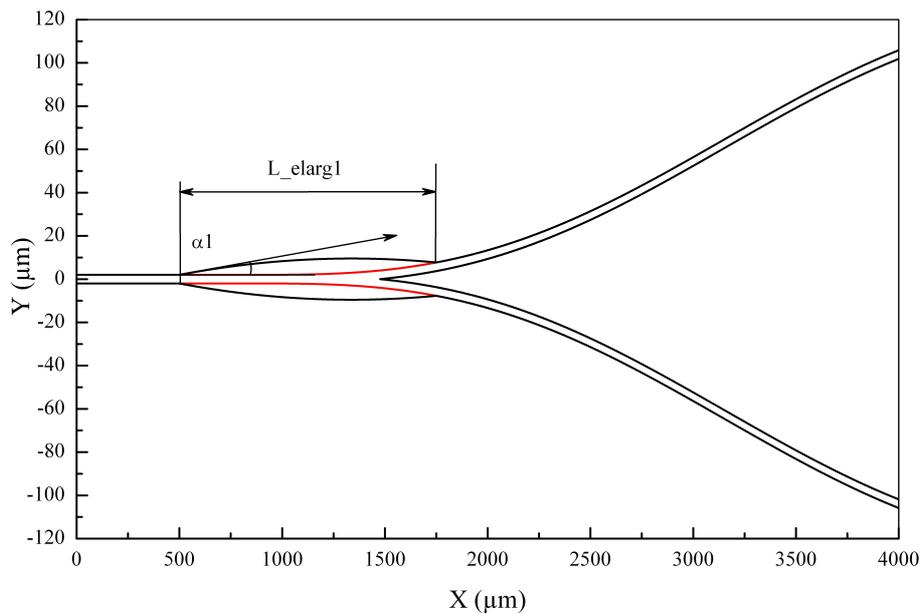
Cette courbure ne sert que de base au commutateur et permet d'avoir l'écartement entre les deux branches nécessaire (250  $\mu\text{m}$ ) ; sur cette courbure, il convient de rajouter plusieurs élargissements afin de permettre un transfert adiabatique du faisceau optique d'une branche à l'autre. Il est nécessaire d'avoir une zone multimode au niveau de la zone de commutation (séparation des deux branches et emplacement des électrodes donc des diminutions d'indice) afin que lors du basculement, le faisceau optique ne soit pas confiné mais qu'il ait plutôt la possibilité d'aller sur la branche non-alimentée.

Pour avoir la zone multimode nécessaire à la commutation, nous avons ajouté à la courbure de base un premier élargissement ; cet élargissement est un arc de parabole ( $y = ax^2 + bx + c$ ) et est défini par trois paramètres supplémentaires :  $L\_courb$ ,  $\alpha 1$  et  $L\_elarg1$  (cf. Figure II.15. et Figure II.16.).

$L\_courb$  est la distance entre le début de la courbure et le début de l'élargissement,  $\alpha 1$  est son « ouverture » et  $L\_elarg1$  sa longueur.

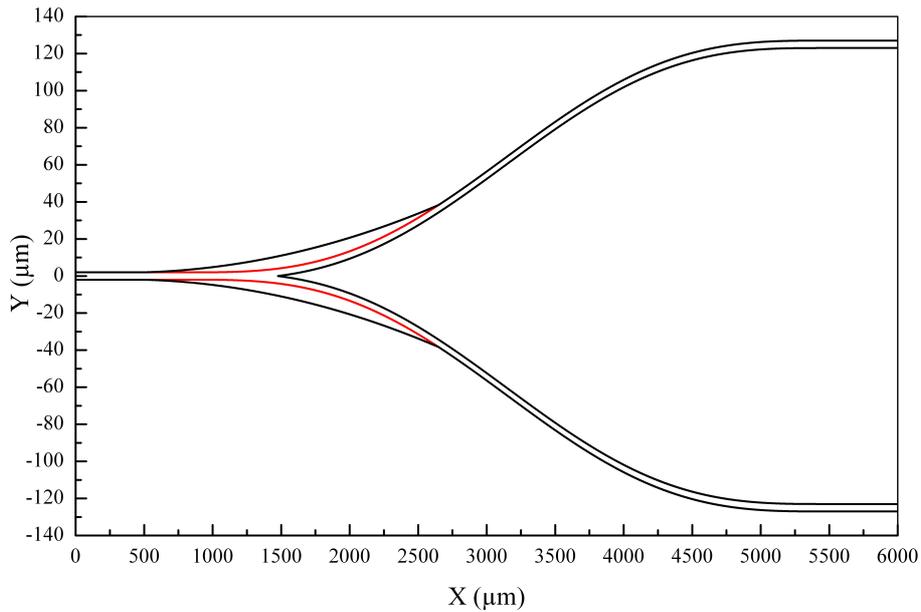


**Figure II.15. Premier élargissement**

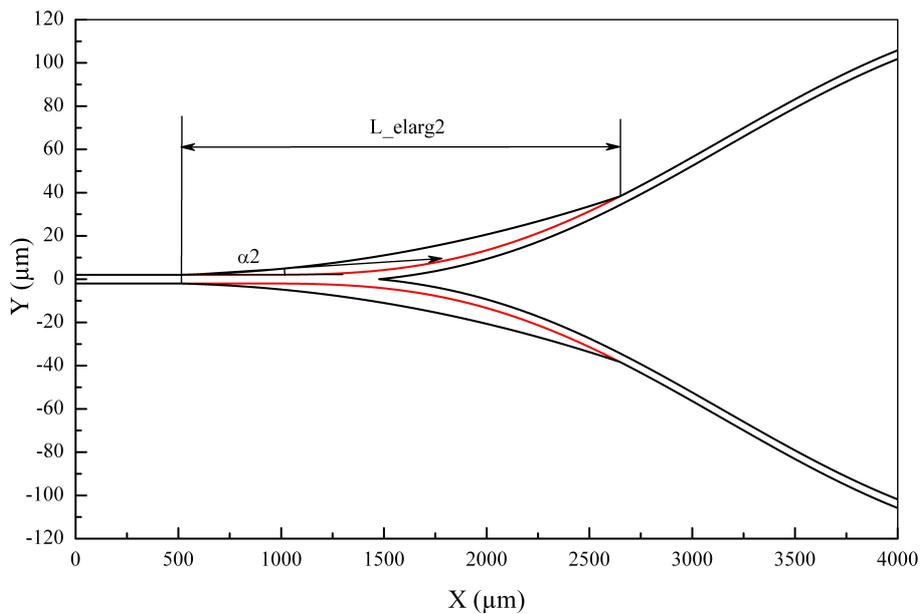


**Figure II.16. Détail du premier élargissement au niveau de la séparation**

Nous avons commencé notre optimisation avec seulement cette modification et nous avons obtenu des pertes de commutation trop importantes (cf. II.2.2.) et nous avons décidé de rajouter un élargissement supplémentaire afin que le passage de la zone multimode au guide monomode ne soit pas trop abrupt pour le faisceau optique. Ce deuxième élargissement est aussi un arc de parabole dont les paramètres sont :  $\alpha 2$  et  $L\_elarg2$  (cf. Figure II.17. et Figure II.18.).  $\alpha 2$  est l'ouverture du deuxième élargissement et  $L\_elarg2$  sa longueur.

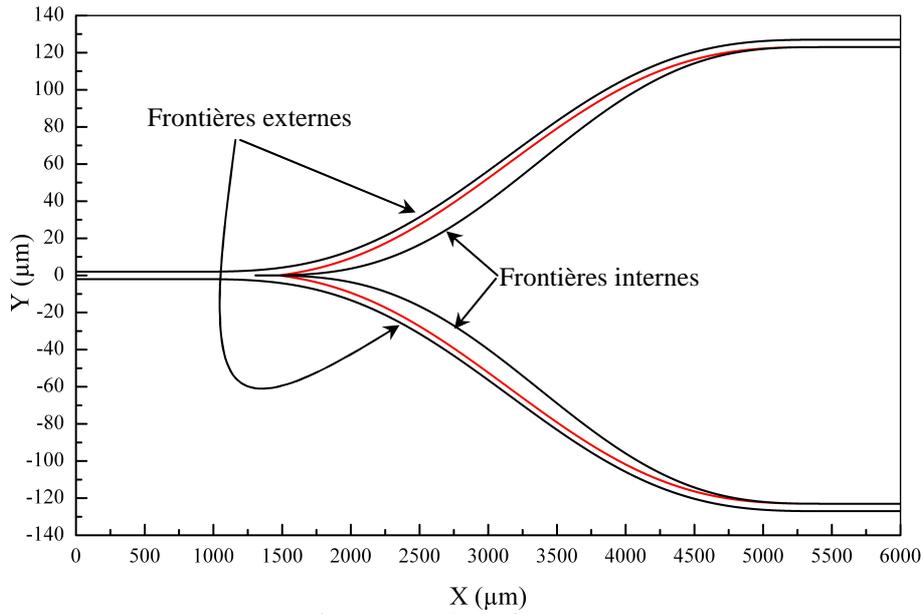


**Figure II.17. Deuxième élargissement**

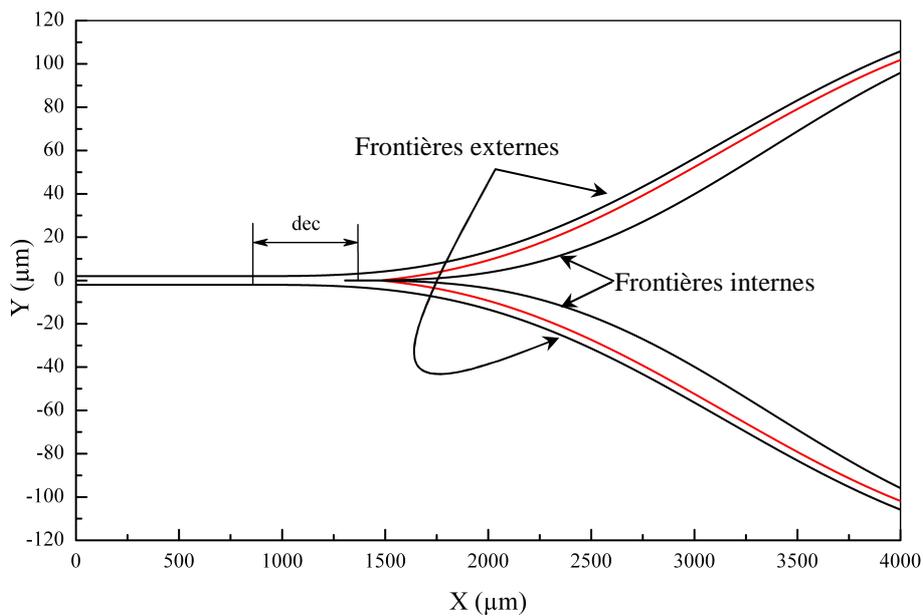


**Figure II.18. Détail du deuxième élargissement au niveau de la séparation**

Cette modification a permis de diminuer grandement les pertes de commutation en permettant de reconcentrer le faisceau dans le guide monomode. Néanmoins, la diaphotie obtenue avec cette imbrication de modifications n'étant assez faible, nous avons donc rajouté une dernière modification : un décalage entre les frontières internes et externes au niveau de la séparation. Les courbures internes et externes ne débutent pas à la même abscisse mais avec un décalage  $dec$ , ce qui augmente encore la taille de la zone multimode et permet d'obtenir une très faible diaphotie (cf. Figure II.19. et Figure II.20.).



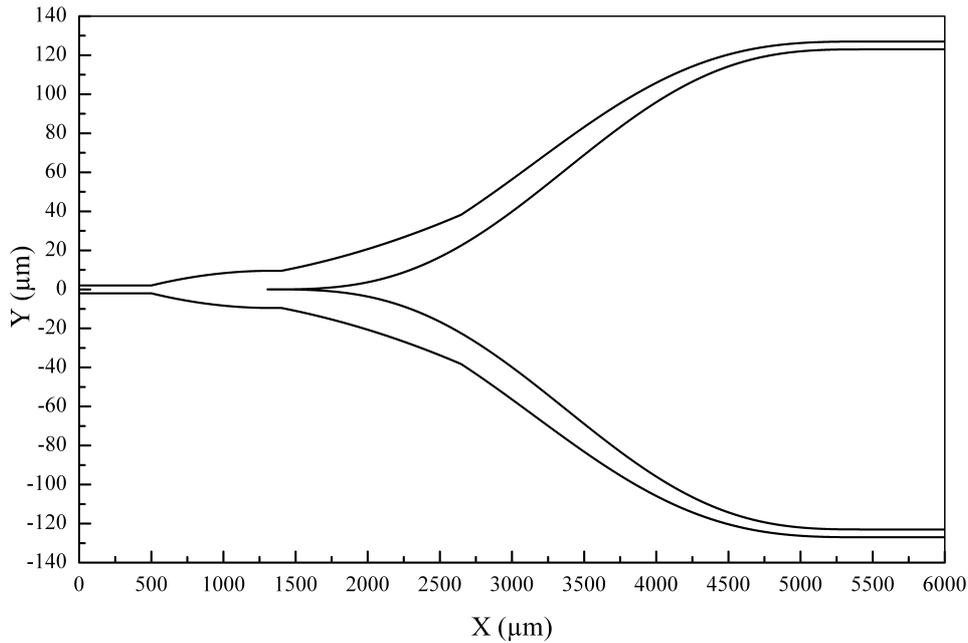
**Figure II.19. Décalage des frontières internes et externes**



**Figure II.20. Détail du décalage au niveau de la séparation**

Ces modifications successives ont permis de trouver une géométrie de commutateur avec de faibles pertes de commutation et une très faible diaphotie.

Elles ont pour conséquences de créer une zone multimode au niveau de la séparation et ainsi faciliter le passage adiabatique à travers le commutateur et donc avoir la meilleure diaphotie possible tout en ayant des pertes de commutation les plus faibles.



**Figure II.21. Géométrie finale (imbrication des différentes modifications)**

Cette géométrie complexe nécessite donc l'optimisation de sept paramètres que sont :

- la longueur de courbure ( $L$ ),
- la longueur de début d'élargissement ( $L_{courb}$ ),
- le décalage entre les frontières extérieures et intérieures ( $dec$ ),
- la longueur du premier élargissement ( $L_{elarg1}$ ),
- l'ouverture du premier élargissement ( $\alpha_1$ ),
- la longueur du deuxième élargissement ( $L_{elarg2}$ ),
- et l'ouverture du deuxième élargissement ( $\alpha_2$ ).

Pour l'optimisation des géométries de commutateur, nous avons choisi une méthode itérative, c'est-à-dire que nous étudions un paramètre en gardant les six autres fixes.

Nous suivons les évolutions des pertes de commutation et de la diaphotie en fonction de la valeur du paramètre et une fois l'itération finie, nous fixons ce paramètre et nous passons au suivant. Une fois tous les paramètres étudiés, nous revenons au premier et nous effectuons les mêmes opérations avec un pas plus faible et ainsi de suite jusqu'à trouver une combinaison convenable des sept variables.

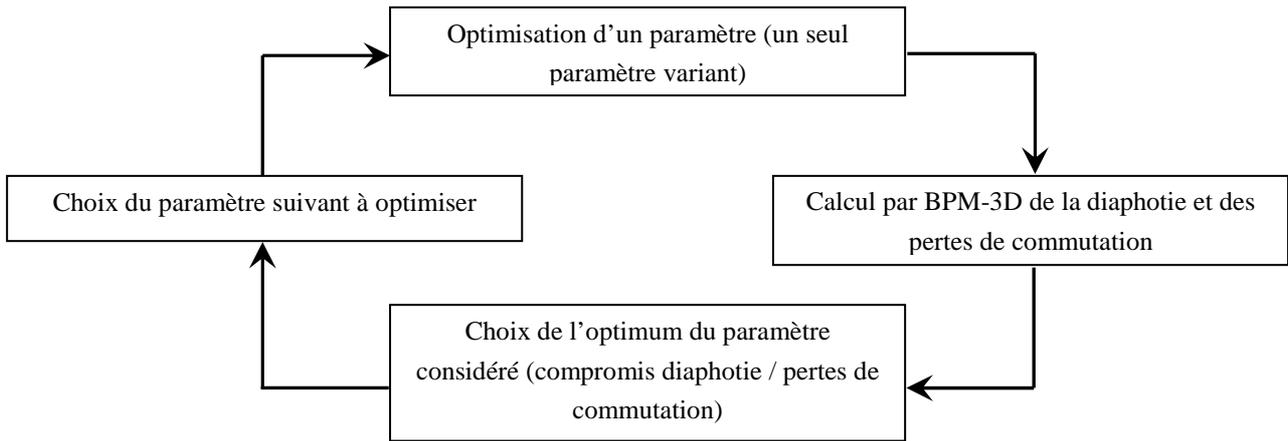


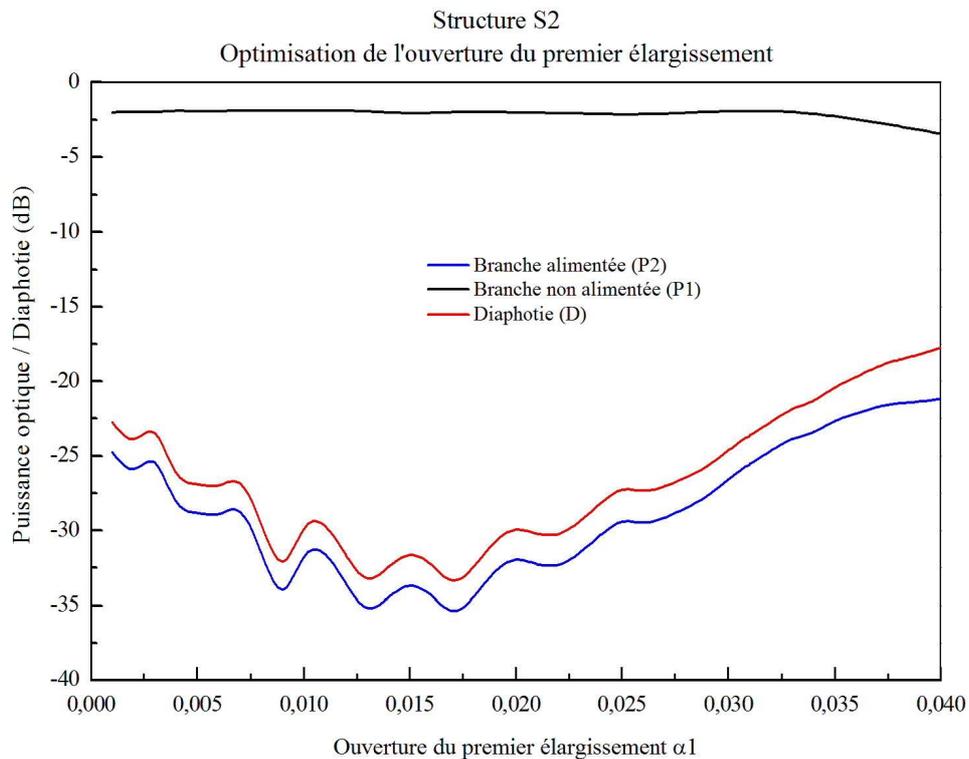
Figure II.22. Synoptique de la méthode d'optimisation

## II.2.2. Conception des commutateurs

Comme nous l'avons vu précédemment, pour effectuer l'optimisation complète du commutateur, il est nécessaire de trouver la meilleure combinaison possible de sept paramètres. Pour cela, nous utilisons un logiciel de BPM-3D. Ce logiciel nous permet de connaître les puissances en sortie des deux branches du commutateur par rapport à la puissance d'entrée  $P = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\text{sortie}}}{P_{\text{entrée}}}\right)$  ( $P_1$  et  $P_2$  puissance des branches non-alimentée et alimentée respectivement) ; ainsi nous connaissons les pertes de commutation (puissance  $P_1$ ) et la diaphotie ( $D = 10 \cdot \log\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$ ). Bien sûr, nous effectuons un suivi des puissances en fonction de la valeur du paramètre variant. Nous validons la valeur du paramètre étudié en cherchant le meilleur compromis entre diaphotie et pertes de commutation.

La Figure II.23. est un exemple de résultats obtenus pour l'itération d'un des paramètres, en l'occurrence celui étudié ici est l'ouverture du premier élargissement  $\alpha_1$ .

Nous suivons l'évolution des puissances des deux branches en fonction de la valeur de  $\alpha_1$  et une fois l'itération terminée, nous effectuons un choix sur la valeur à adopter pour ce paramètre. Dans ce cas précis, nous avons choisi de fixer, pour cette itération, l'ouverture  $\alpha_1$  à  $1,7 \cdot 10^{-2}$  car les pertes de commutation étaient aux plus faibles et la diaphotie minimale.



**Figure II.23. Exemple d'itération : Etude du paramètre  $\alpha_1$**

$L= 6000 \mu\text{m}$  ;  $L_{\text{courb}}= 710 \mu\text{m}$  ;  $L_{\text{elarg}}= 2050 \mu\text{m}$  ;  $L_{\text{elect}}=2300 \mu\text{m}$  ;  $\text{ecart}_{\text{elect}}= 0,4\mu\text{m}$  ;  $\Delta n= 5.10^{-3}$

Néanmoins, nous avons dû faire certaines hypothèses. Concernant la variation d'indice  $\Delta n$ , nous avons considérée une variation de  $-5.10^{-3}$ , variation déjà obtenue dans des structures à cœur actif massif [ZEG 04].

Concernant les électrodes du commutateur, nous avons décidé, pour des questions de praticité, de fixer leurs longueurs et leurs écarts inter-électrodes respectivement maintenus à  $2300 \mu\text{m}$  et  $0,4 \mu\text{m}$ .

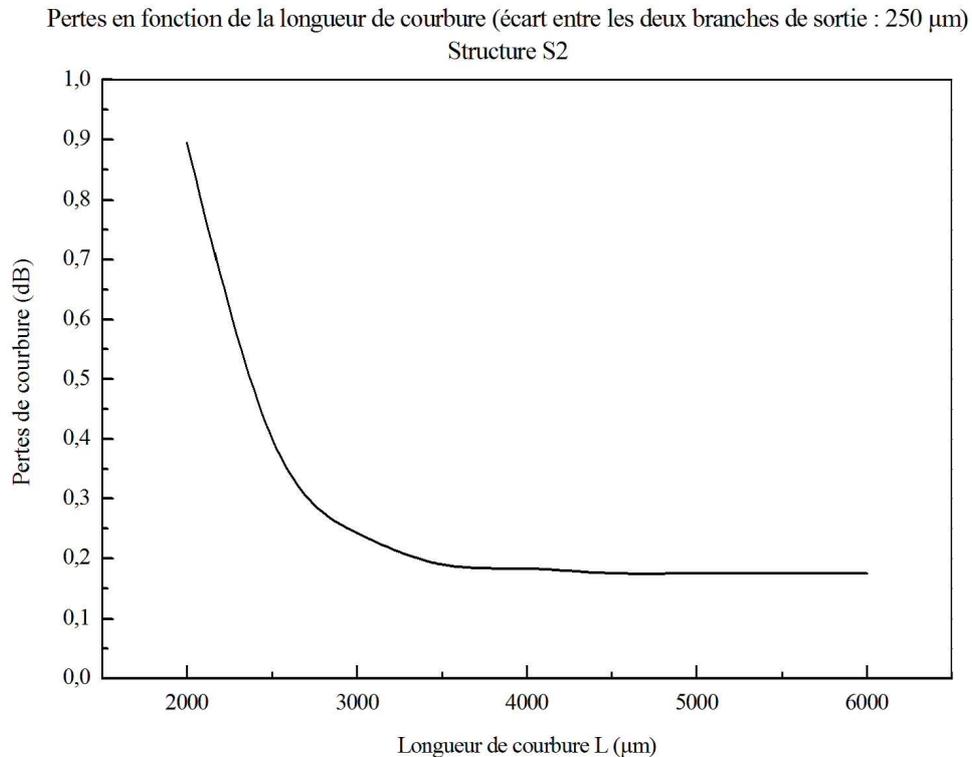
De plus, nous avons considéré des injections modales dans nos structures. Les faisceaux optiques injectés en entrée de nos commutateurs sont des modes propres parfaitement adaptés à nos guides et ainsi nous avons pu faire abstraction des pertes de réflexion et de couplage (adaptation modale du faisceau d'entrée au mode fondamentale du guide) qui perturbe le phénomène de commutation si l'injection est proche de la zone active.

Toujours pour des questions de praticité et afin de ne pas multiplier les modélisations, toutes les optimisations ont été effectuées en polarisation TE et nous avons ensuite vérifié les performances en polarisation TM.

D'autre part, nous avons vu dans le paragraphe II.1.4. que nous avons choisi d'étudier deux structures ; nous avons effectué l'optimisation sur une des deux structures (en l'occurrence la structure S2 avec des puits et barrières de  $100 \text{ \AA}$ ) et nous avons ensuite vérifié les performances obtenues sur l'autre structure (structure S1).

Enfin, une étude préliminaire sur les pertes de courbure (cf. Figure II.24.), nous a permis de constater qu'à partir d'une longueur de courbure de  $4000 \mu\text{m}$ , les pertes restent constantes ( $0,2 \text{ dB}$ ). Ainsi, nous avons choisi d'optimiser des commutateurs « courts » et des

commutateurs « longs » avec des longueurs de courbure respectives d'environ 4000  $\mu\text{m}$  et 6000  $\mu\text{m}$ . Les commutateurs courts permettront d'avoir un gain de compacité mais nous verrons que leurs performances théoriques sont légèrement inférieures à celles des commutateurs plus longs.



**Figure II.24. Pertes dues à la courbure**

Pour finir, nous avons testé un dernier type de commutateurs avec une largeur de ruban de 3  $\mu\text{m}$  afin de diminuer la consommation ; en effet, en diminuant la largeur de ruban nous pouvons espérer avoir une surface d'électrode plus petite et ainsi pour un même courant avoir une densité de porteurs plus importante.

En résumé, nous avons trois familles de commutateurs à optimiser :

- des commutateurs longs ( $\sim 6000 \mu\text{m}$ ) avec une largeur de ruban de 4  $\mu\text{m}$ ,
- des commutateurs courts ( $\sim 4000 \mu\text{m}$ ) avec une largeur de ruban de 4  $\mu\text{m}$ ,
- des commutateurs longs ( $\sim 6000 \mu\text{m}$ ) avec une largeur de ruban de 3  $\mu\text{m}$ .

Nous avons donc conçu tout un panel de commutateurs pour étudier tant la compacité que la consommation.

#### II.2.2.1. Commutateur long ( $\sim 6000 \mu\text{m}$ ) avec un ruban de 4 $\mu\text{m}$ de large

Un grand nombre d'itérations étant nécessaires pour un cycle complet d'optimisation de la géométrie des commutateurs, nous présenterons les résultats sous forme de tableau avec les résultats obtenus pour chaque itération. L'optimisation a été effectuée comme précisé au

paragraphe II.2. et à la Figure II.22. ; pour le choix de la valeur du paramètre nous avons cherché le meilleur compromis pertes de commutation / diaphotie. Dans le tableau suivant « ? » correspond au paramètre étudié et  correspond à un paramètre non considéré à une itération donnée.

Numéro d'optimisation	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	
$L$ ( $\mu\text{m}$ )	6000	6000	6000	?	6550	6550	6550	6550	6550	6550	6550	?	6350	6350	6350	
$\alpha_1$	?	$1,70 \cdot 10^{-2}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	?	$1,70 \cdot 10^{-2}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	?	$1,16 \cdot 10^{-2}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$	$1,16 \cdot 10^{-2}$	?	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$1,11 \cdot 10^{-2}$	
$L_{\text{elarg1}}$ ( $\mu\text{m}$ )	2050	?	3000	3000	3000	?	3000	3000	3000	?	3300	3300	3300	?	3300	
$L_{\text{courb}}$ ( $\mu\text{m}$ )	710	710	?	700	700	700	700	700	700	700	?	675	675	675	675	
$\alpha_2$							?	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,00 \cdot 10^{-4}$	?
$L_{\text{elarg2}}$ ( $\mu\text{m}$ )							5000	?	4400	4400	4400	4400	4400	4400	4400	
$dec$ ( $\mu\text{m}$ )													200	200	200	
Valeur retenue	$1,70 \cdot 10^{-2}$	3000	700	6550	$1,70 \cdot 10^{-2}$	3000	$2,00 \cdot 10^{-4}$	4400	$1,16 \cdot 10^{-2}$	3300	675	6350	$1,11 \cdot 10^{-4}$	3550	$4,00 \cdot 10^{-4}$	
Résultats	$P_1$ (dB)	-2,0	-2,2	-2,2	-1,8	-1,8	-1,8	-1,3	-1,2	-1,1	-1,1	-1,1	-1,1	-0,7	-0,7	-0,7
	$P_2$ (dB)	-35,4	-37,2	-37,7	-41,8	-41,8	-41,8	-40,8	-40,1	-39,1	-39,9	-40,3	-41,3	-40,8	-41,5	-41,6
	$D$ (dB)	-33,4	-35,0	-35,5	-40,0	-40,0	-40,0	-39,5	-38,9	-38,0	-38,8	-39,2	-40,1	-40,1	-40,8	-40,9
Nombre d'itérations nécessaires	44	31	11	31	84	21	29	27	79	21	21	101	20	21	51	

**Tableau II-3. Résultats des itérations successives pour le commutateur long avec un ruban de  $4\mu\text{m}$**

Au bout de ce cycle d'optimisation, nous avons mis au point une géométrie de commutateur permettant d'obtenir des performances en accord avec nos applications.

$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_1$	$L_{\text{elarg1}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{\text{courb}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_2$	$L_{\text{elarg2}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$dec$ ( $\mu\text{m}$ )	Résultats		
							$P_1$ (dB)	$P_2$ (dB)	$D$ (dB)
<b>6350</b>	<b><math>1,11 \cdot 10^{-2}</math></b>	<b>3550</b>	<b>675</b>	<b><math>4,00 \cdot 10^{-4}</math></b>	<b>4400</b>	<b>200</b>	<b>-0,7</b>	<b>-41,6</b>	<b>-40,9</b>

**Tableau II-4. Récapitulatif pour le commutateur long avec un ruban de  $4\mu\text{m}$  (noté C1)**

Le cycle complet d'optimisation a nécessité quinze optimisation de paramètres, ce qui au final correspond à 600 itérations de 30 minutes chacune.

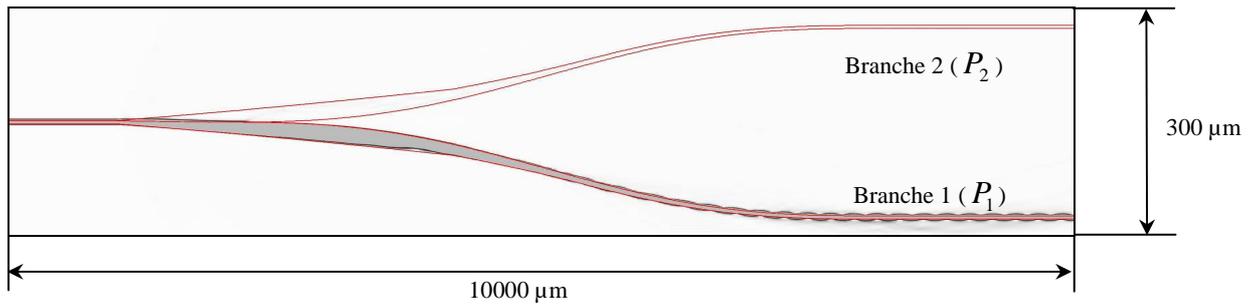


Figure II.25. Commutateur C1 L= 6 550  $\mu\text{m}$

### II.2.2.2. Commutateur court ( $\sim 4\ 000\ \mu\text{m}$ ) avec un ruban de $4\ \mu\text{m}$ de large

Comme nous l'avons sur la Figure II.24, à partir de  $4\ 000\ \mu\text{m}$ , les pertes dues aux courbures sont stables ( $0,2\ \text{dB}$ ) et nous avons décidé d'optimiser un commutateur avec des courbures plus fortes et donc avoir une compacité plus grande.

Numéro d'optimisation	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	
$L\ (\mu\text{m})$	4500	4500	4500	?	4550	4550	4550	?	4600	4600	4600	4600	4600	4600	4600	4600	
$\alpha_1$	?	$1,20 \cdot 10^{-2}$	$1,20 \cdot 10^{-2}$	$1,20 \cdot 10^{-2}$	?	$1,30 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	?	$1,30 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	?	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	
$L_{\text{elarg1}}\ (\mu\text{m})$	1000	?	2500	2500	2500	?	2550	2550	2550	?	2550	1250	?	1250	1250	1250	
$L_{\text{courb}}\ (\mu\text{m})$	200	200	?	350	350	350	?	350	350	350	?	350	350	?	350	350	
$\alpha_2$	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-4}$	?	$2,15 \cdot 10^{-4}$	
$L_{\text{elarg2}}\ (\mu\text{m})$	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	4000	4000	4000	4000	4000	
$dec\ (\mu\text{m})$	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	/	150	150	150	150	-	
Valeur retenue	$1,20 \cdot 10^{-2}$	2500	350	4550	$1,30 \cdot 10^{-2}$	2550	350	4600	$1,30 \cdot 10^{-2}$	2550	350	$1,80 \cdot 10^{-2}$	1250	350	$2,15 \cdot 10^{-4}$	450	
Résultats	$P_1\ (\text{dB})$	-2,0	-1,2	-1,6	-1,7	-1,8	-1,6	-1,6	-1,7	-1,7	-1,7	-1,7	-0,8	-0,8	-0,8	-0,7	-0,6
	$P_2\ (\text{dB})$	-25,5	-31,4	-34,1	-34,4	-34,9	-35,1	-35,1	-36,2	-36,2	-36,2	-36,2	-33,8	-33,8	-33,8	-33,2	-37,7
	$D\ (\text{dB})$	-23,5	-30,2	-32,5	-32,7	-33,1	-33,5	-33,5	-34,5	-34,5	-34,5	-34,5	-33,0	-33,0	-33,0	-32,5	-37,1
Nombre d'itérations nécessaires	63	27	14	21	11	21	12	21	11	21	11	76	10	7	61	20	

Tableau II-5. Résultats des itérations successives pour le commutateur court avec un ruban de  $4\ \mu\text{m}$

Pour ce commutateur nous avons donc du effectuer seize optimisations de paramètre pour atteindre les performances visées et le nombre total d'itérations est de l'ordre de 400 pour le cycle complet d'optimisation.

$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_1$	$L_{\text{elarg1}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{\text{courb}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_2$	$L_{\text{elarg2}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$dec$ ( $\mu\text{m}$ )	Résultats		
							$P_1$ (dB)	$P_2$ (dB)	$D$ (dB)
<b>4600</b>	<b><math>1,80 \cdot 10^{-2}</math></b>	<b>1250</b>	<b>350</b>	<b><math>2,15 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b>4000</b>	<b>450</b>	<b>-0,6</b>	<b>-37,7</b>	<b>-37,1</b>

Tableau II-6. Récapitulatif pour le commutateur court avec un ruban de  $4\mu\text{m}$  (noté C2)

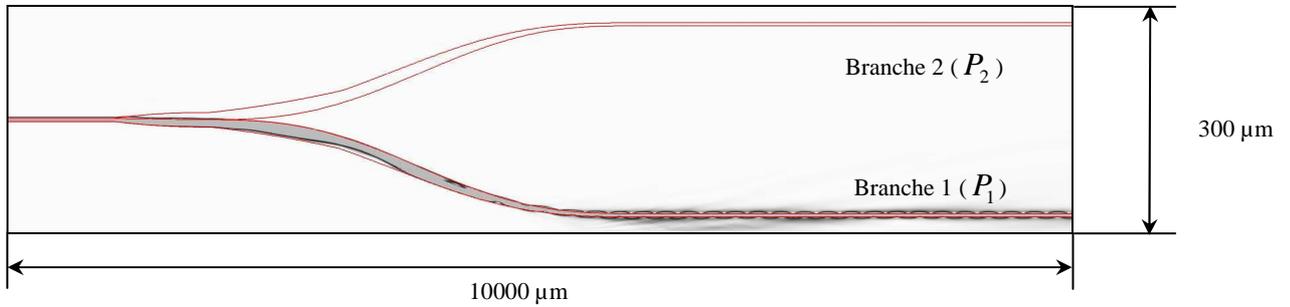


Figure II.26. Commutateur C2  $L=4600 \mu\text{m}$

### II.2.2.3. Commutateur long ( $\sim 6000 \mu\text{m}$ ) avec un ruban de $3 \mu\text{m}$ de large

Numéro d'optimisation	1	2	3	4	5	
$L$ ( $\mu\text{m}$ )	6000	6000	6000	?	6200	
$\alpha_1$	?	$1,50 \cdot 10^{-2}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$	$1,50 \cdot 10^{-2}$	?	
$L_{\text{elarg1}}$ ( $\mu\text{m}$ )	2050	?	3000	3000	3000	
$L_{\text{courb}}$ ( $\mu\text{m}$ )	710	710	?	450	450	
$\alpha_2$	/	/	/	/	$2,00 \cdot 10^{-4}$	
$L_{\text{elarg2}}$ ( $\mu\text{m}$ )	/	/	/	/	4400	
$dec$ ( $\mu\text{m}$ )	/	/	/	/	200	
Valeur retenue	$1,50 \cdot 10^{-2}$	3000	450	6200	$1,12 \cdot 10^{-2}$	
Résultats	$P_1$ (dB)	-3,3	-2,8	-2,5	-2,4	-1,0
	$P_2$ (dB)	-35,5	-37,3	-38,6	-39,6	-38,9
	$D$ (dB)	-32,3	-34,5	-36,1	-37,2	-37,9
Nombre d'itérations nécessaires	42	46	11	41	100	

Tableau II-7. Résultats des itérations successives pour le commutateur long avec un ruban de  $3\mu\text{m}$

Cette géométrie de commutateur a nécessité environ 250 itérations.

$L$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_1$	$L_{\text{elarg1}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{\text{courb}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_2$	$L_{\text{elarg2}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$dec$ ( $\mu\text{m}$ )	Résultats		
							$P_1$ (dB)	$P_2$ (dB)	$D$ (dB)
6200	$1,12 \cdot 10^{-2}$	3000	450	$2,00 \cdot 10^{-4}$	4400	200	-1,0	-38,9	-37,9

Tableau II-8. Récapitulatif pour le commutateur long avec un ruban de 3  $\mu\text{m}$  (noté C3)

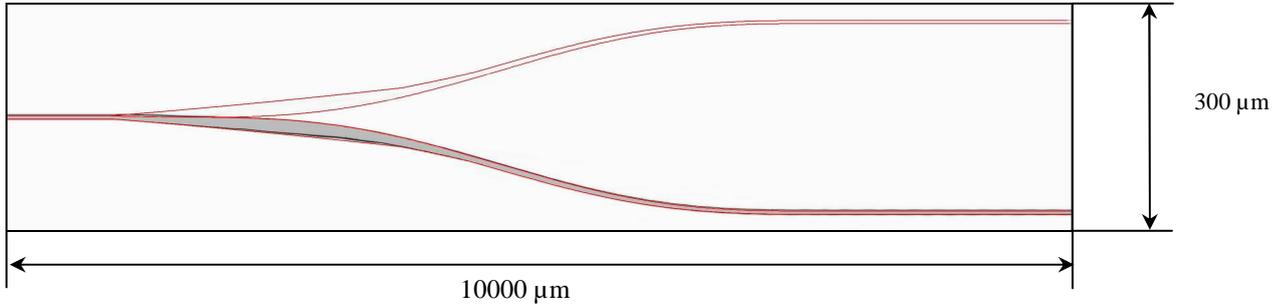


Figure II.27. Commutateur C3  $L= 6200 \mu\text{m}$

#### II.2.2.4. Diminution de la surface d'électrode

Nous avons envisagé une dernière possibilité pour diminuer la consommation : une réduction supplémentaire de la surface des électrodes et nous avons étudié l'influence de la longueur des électrodes sur la diaphotie (cf. Figure II.28.).

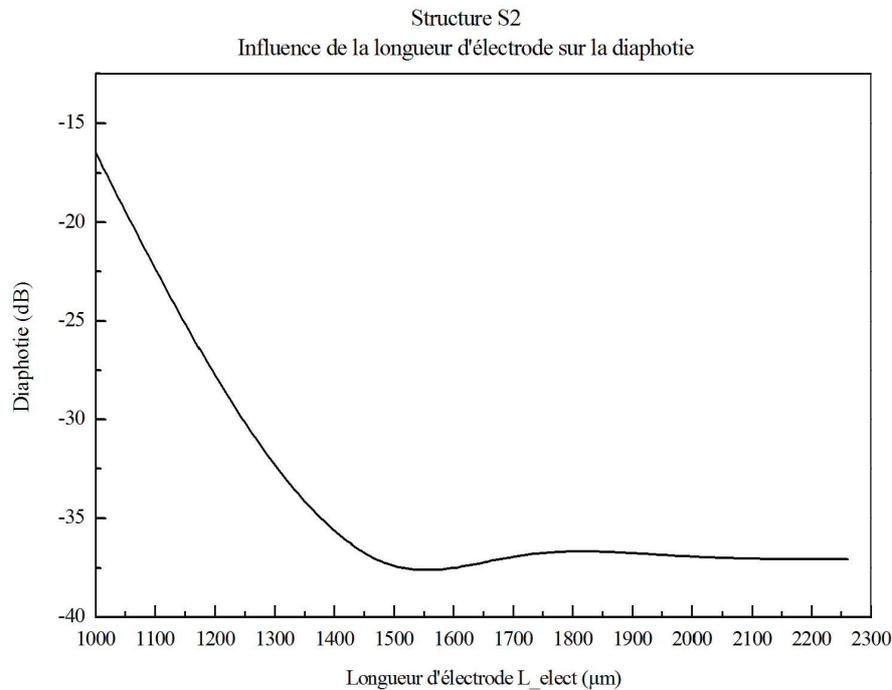


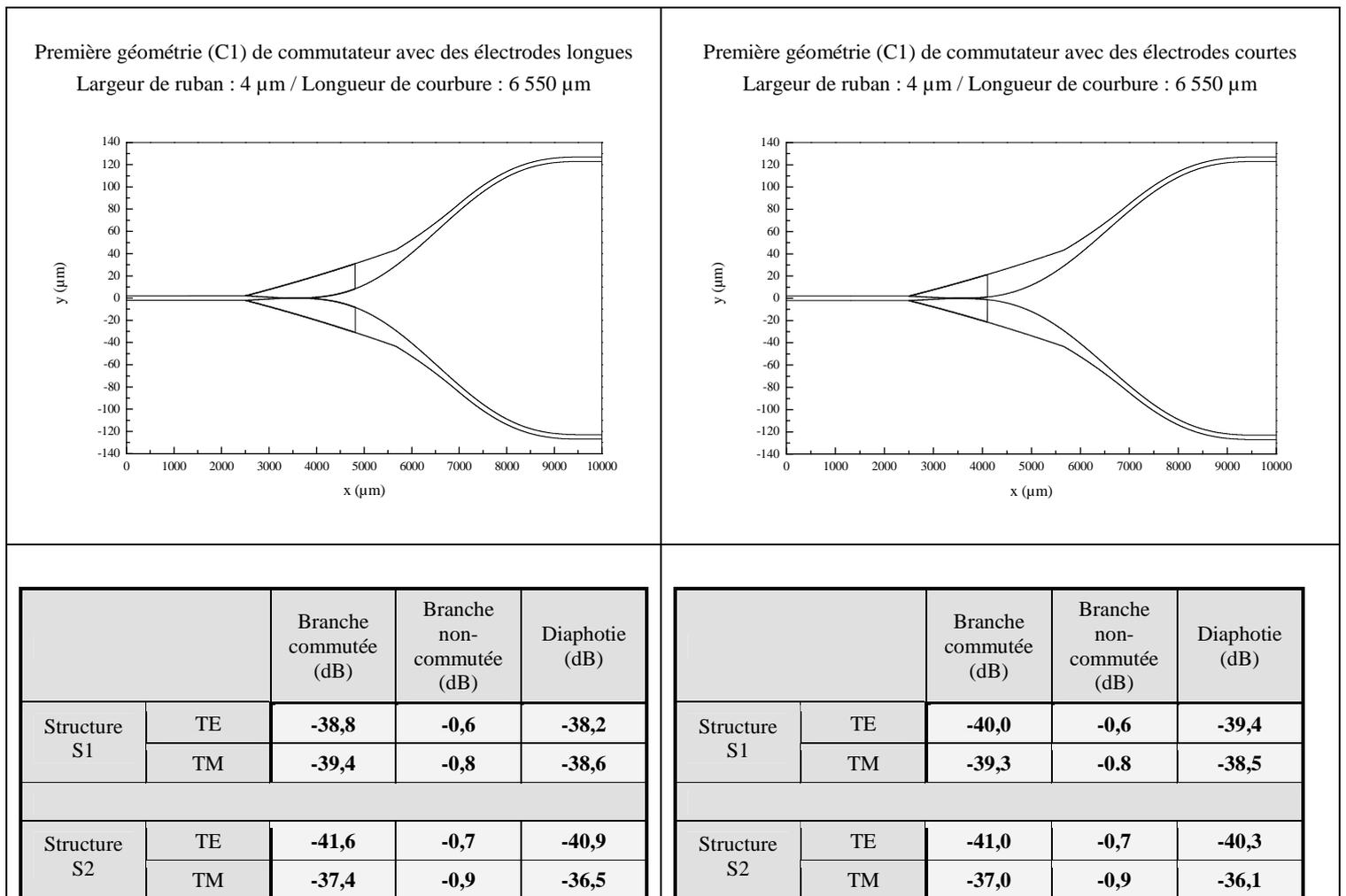
Figure II.28. Influence de la longueur d'électrode sur la diaphotie  
Structure S2 - Commutateur C1 ( $L= 6550 \mu\text{m}$ )

Nous avons effectué cette étude sur un commutateur long et basé sur la structure S2 ; nous voyons que la diaphotie reste constante après une longueur d'électrode d'environ 1 600  $\mu\text{m}$ . Suite à cela, nous avons pris la décision de comparer les performances obtenues avec des électrodes courtes à celles obtenues avec des électrodes plus longues ; nous avons donc modélisé en BPM-3D des commutateurs avec des longueurs d'électrodes plus courtes (1600  $\mu\text{m}$ ). Les résultats théoriques obtenus sont présentés dans le paragraphe suivant où nous répertorions toutes les combinaisons de commutateurs que nous avons définis.

### II.2.3. Récapitulatif des performances théoriques des commutateurs

Dans toutes les optimisations précédentes, seule la structure S2 en polarisation TE a été considérée et nous avons vérifié les performances obtenues en polarisation TM et avec la structure S1.

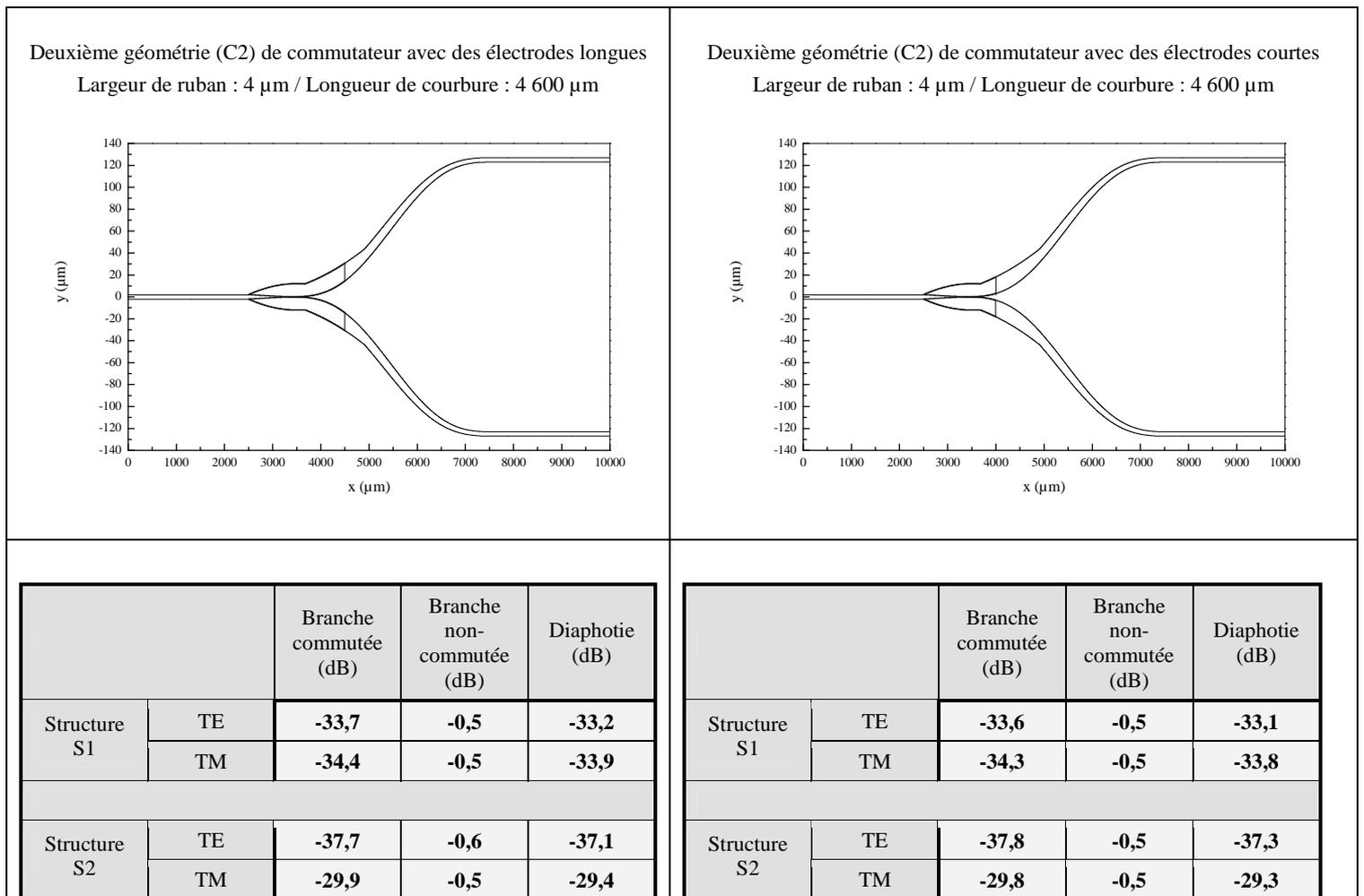
D'autre part, nous présentons pour chaque type de commutateurs, les résultats théoriques obtenus avec des électrodes courtes (1 600  $\mu\text{m}$ ).



**Figure II.29. Résultats théoriques pour la première géométrie de commutateur C1 pour les structure S1 et S2 en polarisation TE et TM**

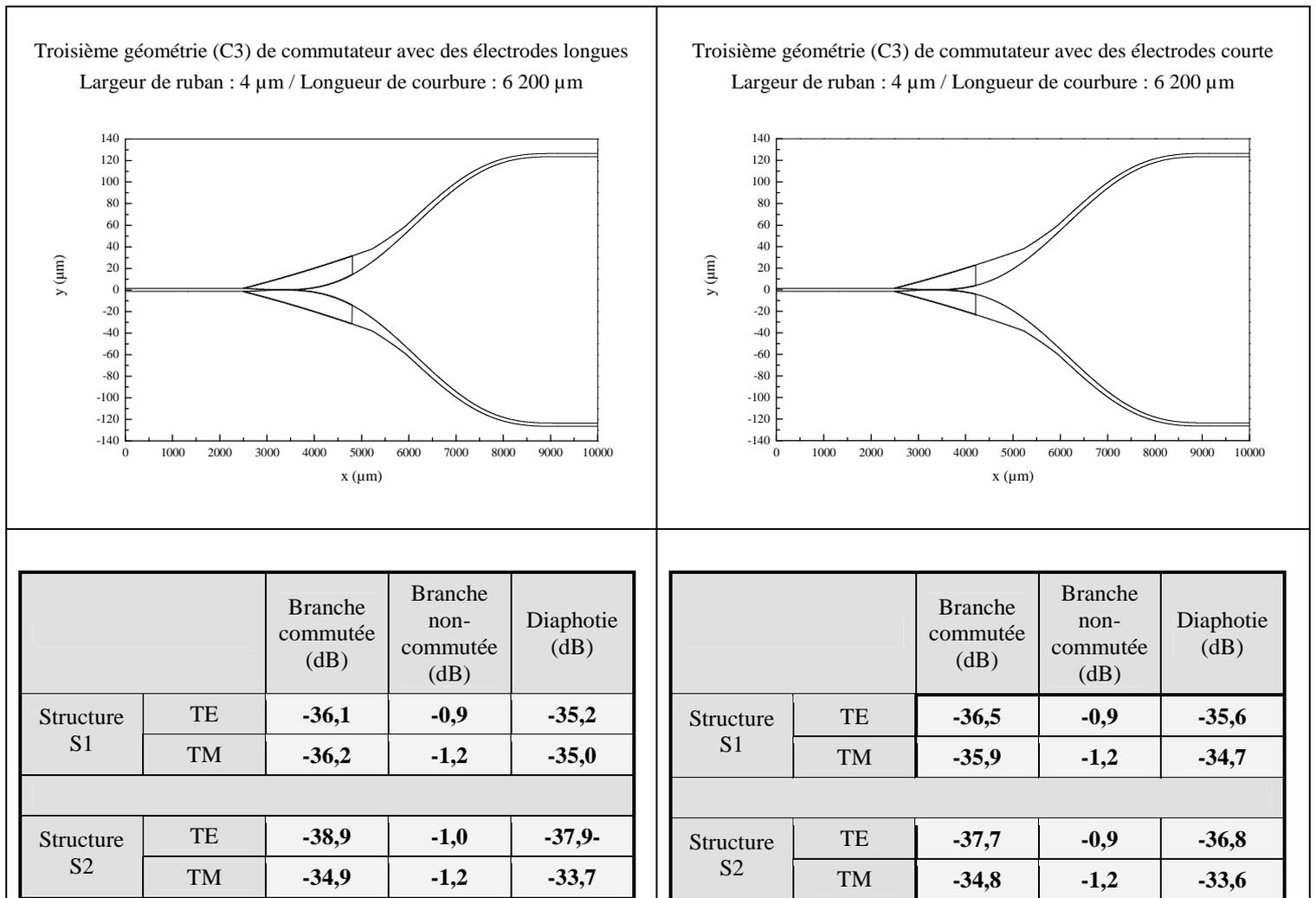
Les résultats théoriques tant pour la structure S2 que pour la structure S1 sont très convenables (diaphoties proches de -40 dB et pertes de commutation entre 0,5 et 1 dB) pour cette géométrie de commutateurs. D'autre part, il est à noter que même avec des électrodes beaucoup plus courtes, les performances théoriques sont équivalentes à celles obtenues avec des électrodes longues.

Toutefois, notons que toutes les tentatives faites lors des thèses précédentes pour réduire la longueur d'électrode après séparation des branches, ont conduit à des résultats expérimentaux décevants. Nos géométries n'étant pas les mêmes, nous allons aussi fabriquer des commutateurs à courtes électrodes pour tester ce paramètre.



**Figure II.30. Résultats théoriques pour la deuxième géométrie de commutateur C2 pour les structure S1 et S2 en polarisation TE et TM**

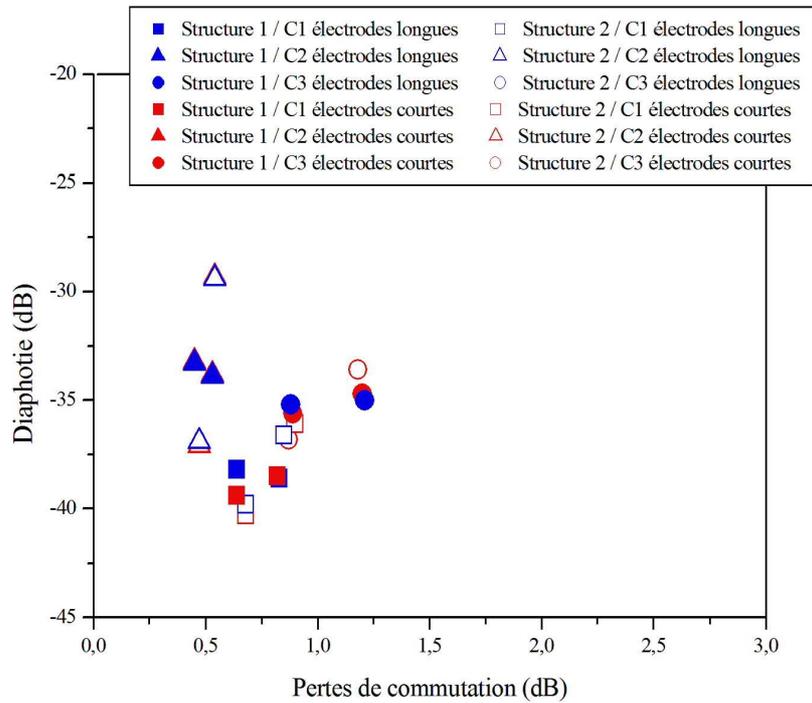
Cette géométrie C2 de commutateur plus compacte a des performances moins bonnes que la géométrie C1 mais la diaphotie reste tout de même inférieure ou égale à -30 dB. Comme pour la géométrie précédente, la longueur d'électrode n'influe que peu sur les performances théoriques.



**Figure II.31. Résultats théoriques pour la troisième géométrie de commutateur C3 pour les structure S1 et S2 en polarisation TE et TM**

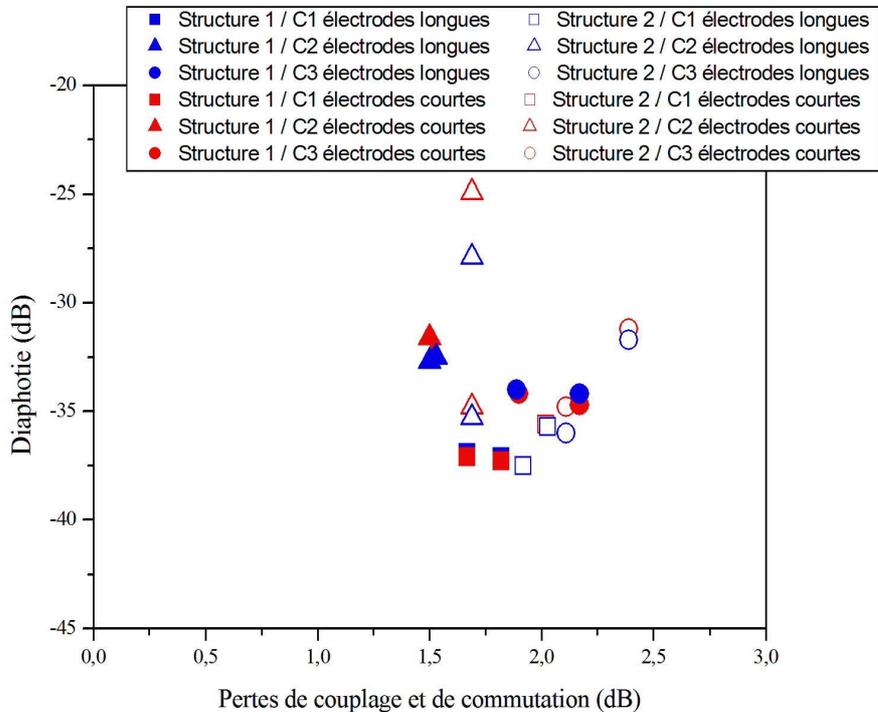
Le dernier type de commutateur C3 avec une largeur de ruban plus faible (3  $\mu\text{m}$ ) à des performances théoriques moins bonnes que le commutateur C1 mais la diaphotie reste inférieure à -30 dB.

Nous récapitulons tous ces résultats dans le diagramme suivant où nous montrons pour chaque combinaison possible, les performances tant en diaphotie qu'en pertes de commutation. Dans un premier temps, nous avons considéré un mode propre (c'est-à-dire parfaitement adapté au guide) et nous faisons donc abstraction des pertes de réflexion et à l'adaptation modale.



**Figure II.32. Performances des commutateurs (injection modale)**

Nous avons calculé les mêmes performances en injectant non plus un mode propre mais un mode gaussien symétrique qui simule la sortie d'une fibre. Nous tentons ainsi d'estimer les pertes d'adaptation modale de nos composants. Les pertes dues aux réflexions du faisceau incident à l'entrée des composants (interface air / semi-conducteur) ne sont pas prises en compte.



**Figure II.33. Performances des commutateurs (injection gaussienne)**

Comme nous l'avons déjà précisé, les performances de tous les commutateurs et pour les deux structures sont en accord avec les objectifs que nous nous étions fixés. Les pertes de commutation sont inférieures à 1 dB et les diaphoties sont comprises entre -30 et -40 dB (avec une majorité de composants compris entre -35 dB et -40 dB).

D'autre part, si nous injectons non plus un mode propre mais un faisceau gaussien, nous voyons que les performances restent encore convenables avec tout de même une légère dégradation de la diaphotie.

### **II.3. Conclusion du chapitre**

Dans ce chapitre, nous avons mené une étude complète sur un commutateur électro-optique DOS. Son but était de trouver une structure épitaxiale et une géométrie de commutateurs permettant d'atteindre des performances de commutation déjà obtenues (pertes de commutations inférieures à 1dB et diaphotie proche de -40 dB pour un courant injecté inférieur à 50 mA) mais avec des consommations plus faibles.

Nous avons débuté ce travail par la conception de nouvelles structures épitaxiales optimisant les mécanismes de variation d'indice due à l'injection de porteurs (effet plasma). Ces nouvelles structures ont un meilleur confinement des porteurs que les structures précédentes afin de maximiser la variation négative d'indice  $\Delta n$  dans le but de diminuer la consommation des commutateurs. Pour cela, nous nous sommes orientés vers des structures à multipuits quantiques ; deux structures de guide S1 et S2 ont été mises au point, dont les caractéristiques sont respectivement 13 puits de 100 Å en  $\text{InGaAsP}_{1,40 \mu\text{m}}$  et 12 barrière de 200 Å en InP pour la première et 13 puits de 100 Å en  $\text{InGaAsP}_{1,40 \mu\text{m}}$  et 12 barrière de 100 Å pour la deuxième.

Une fois les structures épitaxiales fixées, nous avons optimisé les géométries des guides afin qu'ils soient monomodes. Nous avons définis deux géométries dont seules les largeurs de ruban diffèrent ; l'une a une largeur de 4  $\mu\text{m}$  et l'autre de 3  $\mu\text{m}$ . Une largeur de ruban plus faible permet de diminuer la surface d'électrode et donc, à densités de porteurs constantes, de diminuer le courant injecté.

Les structures épitaxiales et les rubans étant déterminés, nous avons pu commencer la conception des commutateurs en tant que telle grâce à un logiciel de BPM-3D conçu dans notre équipe de recherche ; ces modélisations ont abouti à l'optimisation de trois familles de commutateurs C1, C2 et C3. Nous avons mis au point deux commutateurs C1 et C2 dont les largeurs de ruban sont de 4  $\mu\text{m}$  mais de longueurs de courbure respectives de 6350  $\mu\text{m}$  et 4600  $\mu\text{m}$  (longueur pour atteindre 250  $\mu\text{m}$  entre les deux branches de sortie). Un troisième commutateur avec une largeur de ruban de 3  $\mu\text{m}$  et de longueur de 6200  $\mu\text{m}$ . Le design de

référence est le commutateur C1, le commutateur C2, plus court, a de moins bonnes performances théoriques mais permet de gagner en compacité et enfin le commutateur C3 avec un ruban de 3  $\mu\text{m}$  de large est moins consommateur de courant (surfaces d'électrode plus faibles).

Pour diminuer encore la consommation, nous avons mené une étude supplémentaire pour réduire la longueur des électrodes en conservant une diaphotie faible. Cela nous a donné des structures nouvelles de commutateur à électrodes courtes.

Tout ceci nous a conduit à deux structures épitaxiales S1 et S2 et trois géométries de commutateur C1, C2 et C3, chacune avec deux longueurs d'électrode. En fait, toutes ces géométries restent valables tant que l'indice moyen de cœur n'augmente pas trop. Elles peuvent donc être appliquées à d'autres guides optiques.

Maintenant que nous avons optimisé les structures dont nous avons besoin, nous allons présenter le travail de fabrication en salle blanche de tous ces composants.

## **Chapitre III**

### **Fabrication de commutateurs à multipuits quantiques et caractérisation**



Le processus complet de fabrication en salle blanche des commutateurs optimisés au chapitre précédent comprend, comme nous le verrons, huit étapes principales allant de la métallisation des électrodes au clivage.

Une fois les composants terminés, il faudra les caractériser tant en passif pour connaître les pertes de propagation et de couplage (adaptation modale et réflexion) qu'en actif pour connaître la variation d'indice.

### **III.1. Fabrication en salle blanche**

#### **III.1.1. Conception des masques**

Avant la fabrication à proprement parler des composants, nous devons mettre au point les différents niveaux de masquage pour les étapes de lithographie.

Les caractérisations complètes tant en termes de pertes que de variation d'indice  $\Delta n$  nécessitent d'avoir une large diversité de composants actifs (commutateurs et interféromètres de Mach-Zehnder) et passifs (guides droits). Les différents niveaux de masquage doivent prendre en compte les spécificités de chacun des composants.

Dès la création du masque, nous devons tenir compte des difficultés liées au processus technologique et notamment à l'alignement des niveaux de masquage.

Un autre point dont nous devons tenir compte est la disposition des différents composants les uns par rapport aux autres ; en effet certains composants sont plus faciles à aligner (guide droit) que d'autres (commutateurs). Pour faciliter l'alignement optique ultérieur lors de la caractérisation, nous intercalons des guides droits entre des composants plus complexes et finalement la disposition suit la cellule de répétition suivante : guide droit – commutateur – guide droit – interféromètre de Mach Zehnder – guide droit.

Le masque total est prévu pour un demi-substrat 2 pouces qui correspond à la surface de nos échantillons (cf. Figure III.1.) et il a été réalisé à l'aide du logiciel Wavemaker.

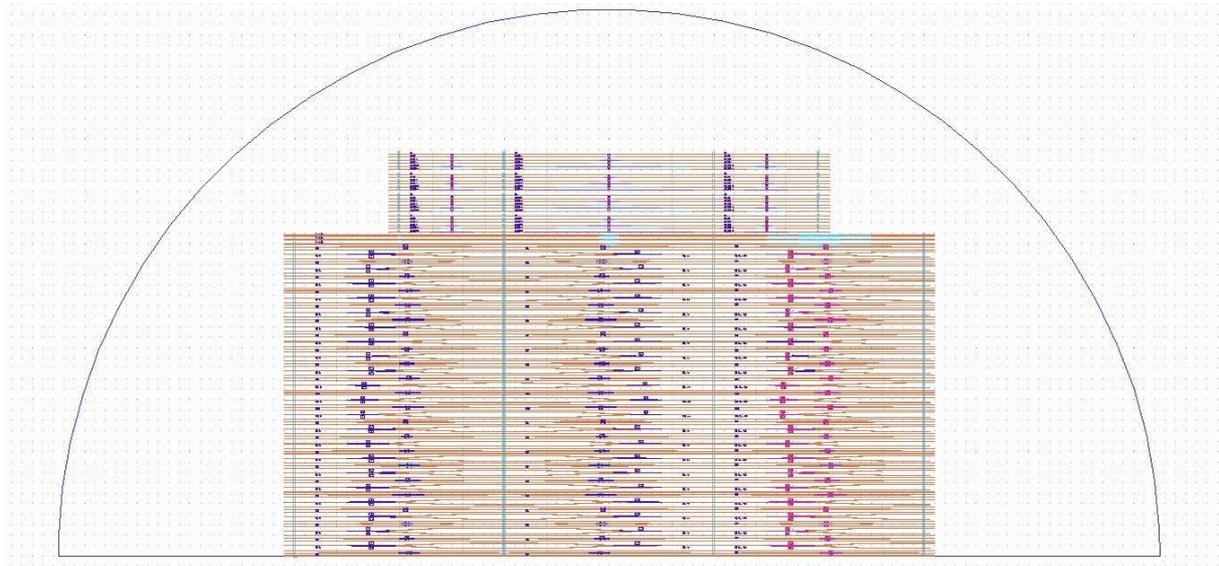


Figure III.1. Masque de lithographie complet pour un demi-substrat 2 pouces

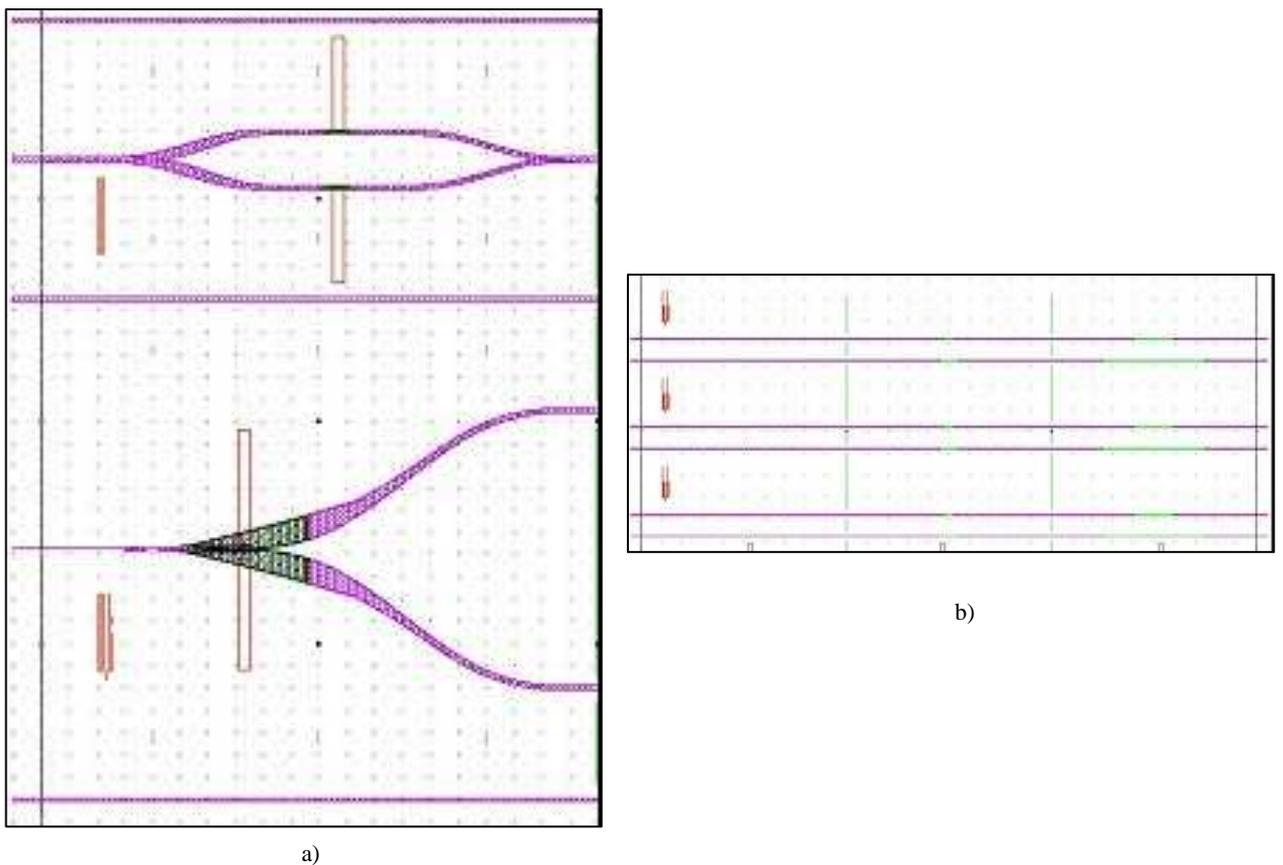
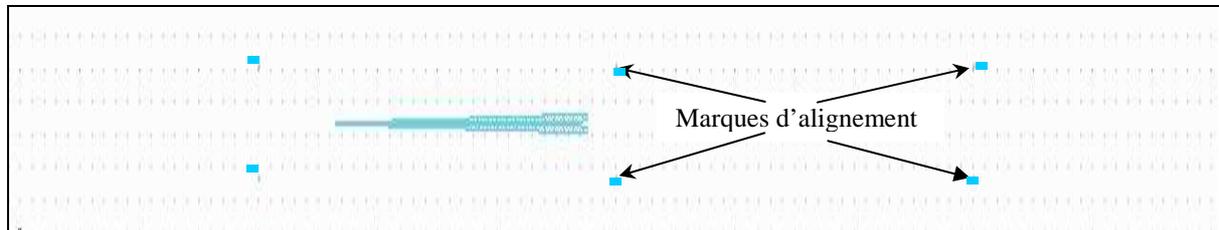


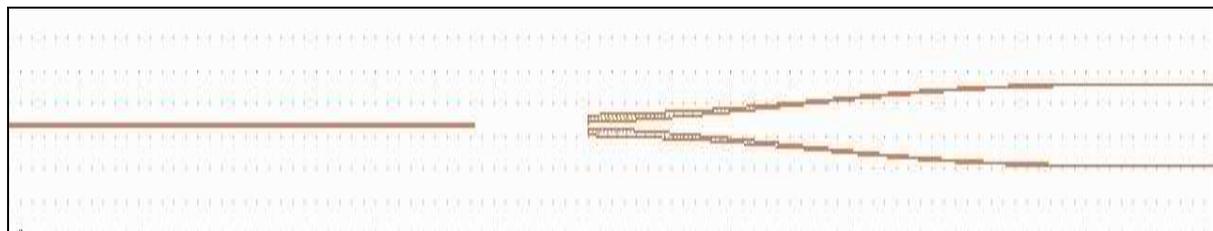
Figure III.2. a) Cellule de répétition guide droit passif – commutateur - guide droit passif- interféromètre de Mach-Zehnder - guide droit passif (rapport d'aspect 1/20)  
 b) Guides droits métallisés (interféromètres de Pérot-Fabry)

Nous présentons ici les différents niveaux de masquages nécessaires à la fabrication des composants ; les étapes technologiques seront expliquées plus en détail dans les paragraphes suivants.



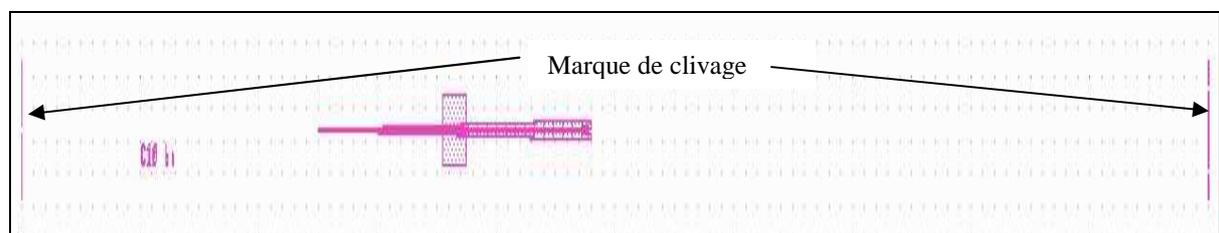
**Figure III.3. Premier niveau de masquage : Dépôt des électrodes et des marques d'alignement**

Le premier niveau de masquage correspond au dépôt des électrodes et des marques d'alignement servant à la superposition des différents niveaux. Ces motifs sont des carrés de  $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ .



**Figure III.4. Deuxième niveau de masquage : Gravure des rubans**

Ce deuxième niveau de masquage est nécessaire pour définir la géométrie des rubans. Au niveau des électrodes, il n'y a pas de masquage car lors de la lithographie électronique le faisceau électronique pourrait interagir avec le métal des électrodes (effet de proximité) et la définition du masque ne serait plus optimale ; les électrodes serviront donc de masque de gravure.



**Figure III.5. Troisième niveau de masquage : Dépôt des plots de contact, des noms et des marques de clivage**

Le dernier niveau de masquage permet de déposer les plots de contact, les noms les composants et des marques de clivage. Elles sont nécessaires pour repérer l'emplacement des amorces de clivage.

Pour que le processus de fabrication soit total il est donc nécessaire d'avoir trois niveaux de masquage.

### III.1.2. Les épitaxies

Les bases de la fabrication de nos composants sont les épitaxies ; nous avons vu dans le chapitre II que nous étudions deux structures (structure S1 et S2) à multipuits quantiques. D'autre part, pour avoir une variation d'indice nous devons injecter des porteurs dans notre structure et donc avoir une diode PIN ; pour cela, les couches épitaxiales formant les structures sont crues sur des substrats InP dopés au soufre S (type N<sup>+</sup>).

Les différentes croissances sont effectuées par épitaxie par jets moléculaires au sein de l'équipe EPIPHY de l'IEMN. Les deux épitaxies demandées ont globalement le même schéma de croissance :

- substrat InP (dopé N<sup>+</sup> 10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup>)
- couche tampon InP non intentionnellement dopée (nid) : 1 μm
- couche active multipuits quantiques : structure S1 (100 Å / 200 Å) et structure S2 (100 Å / 100 Å)
- couche InP (nid) : 1,5 μm
- couche InP (dopé P<sup>+</sup> 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>) : 500 Å
- couche InGaAsP<sub>λ=1,18 μm</sub> (dopé P<sup>+</sup> 10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>) : 1 500 Å

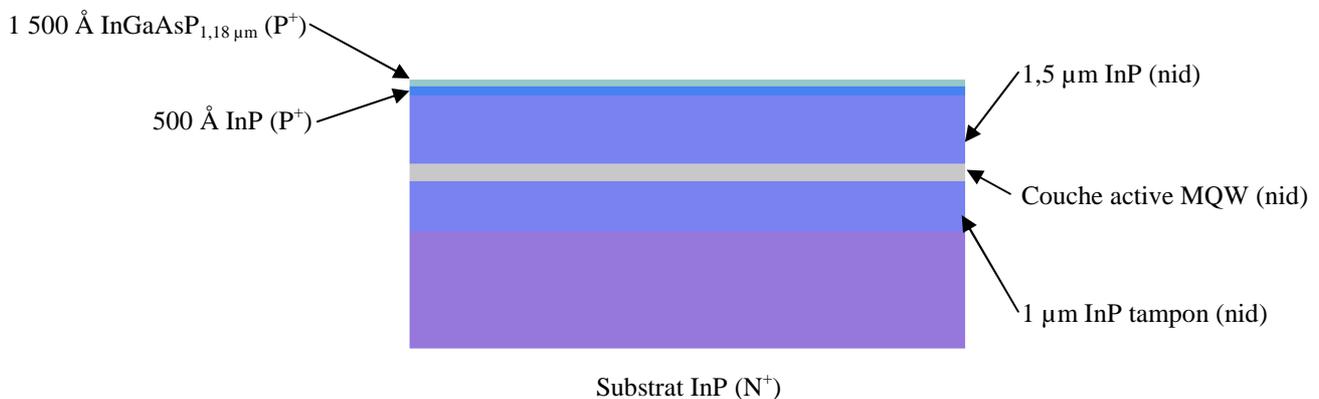


Figure III.6. Schéma de l'épitaxie active

### III.1.3. Les étapes technologiques

La fabrication complète des dispositifs passifs et actifs nécessite la succession de huit étapes technologiques. Ces étapes sont aussi bien des étapes de métallisation, que de gravure ou de planarisation. Au vue de la taille des plus petits motifs (notamment les écarts inter-électrodes de 0,4 μm), les étapes de lithographie sont réalisées par masqueur électronique.

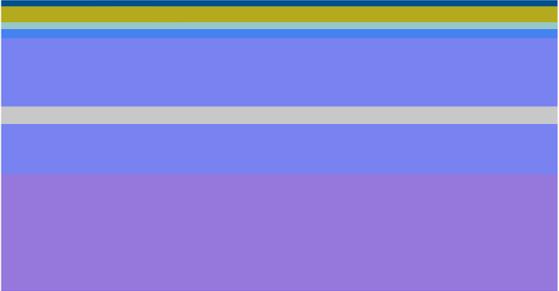
Nous avons eu à notre disposition, pour effectuer nos fabrications, deux substrats épitaxiés (un substrat avec la structure S1 et un autre avec la structure S2). Ces substrats ont été clivés en deux et les quatre échantillons ainsi obtenus ont été processer séparément.

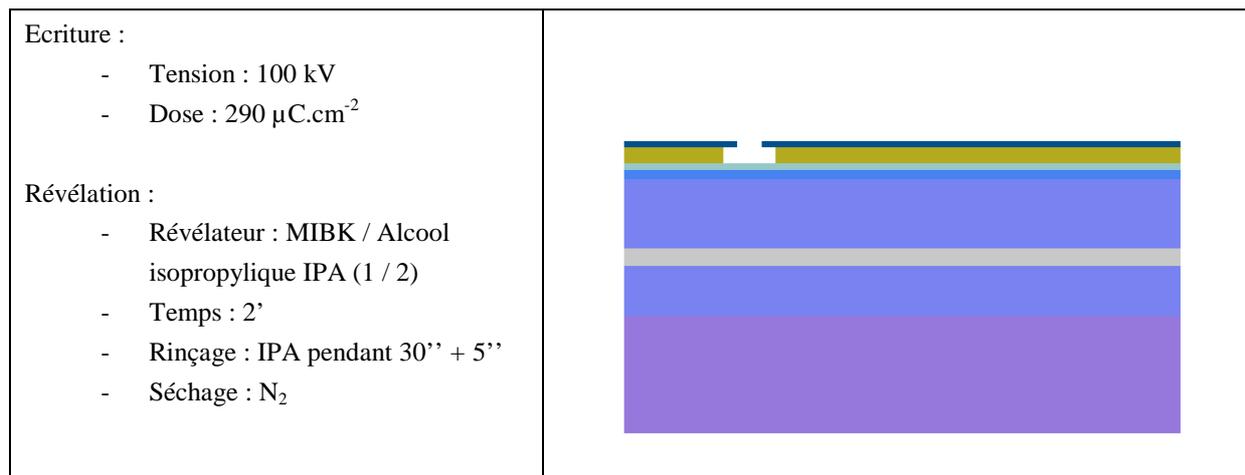
### III.1.3.1. Préparation du substrat

Avant de commencer la fabrication des composants, une désoxydation et un nettoyage du substrat sont nécessaires ; pour cela il est placé dans un bain d'acide fluorhydrique HF à 50 % pendant 2 minutes. Dans ce bain, l'oxyde natif et les produits organiques potentiels sont éliminés. Un simple rinçage à l'eau dé-ionisée (eau DI) suffit. Une fois cette étape préliminaire effectuée, nous commençons le processus technologique à proprement parler.

### III.1.3.2. 1<sup>ère</sup> étape : Dépôt des électrodes et marques d'alignement

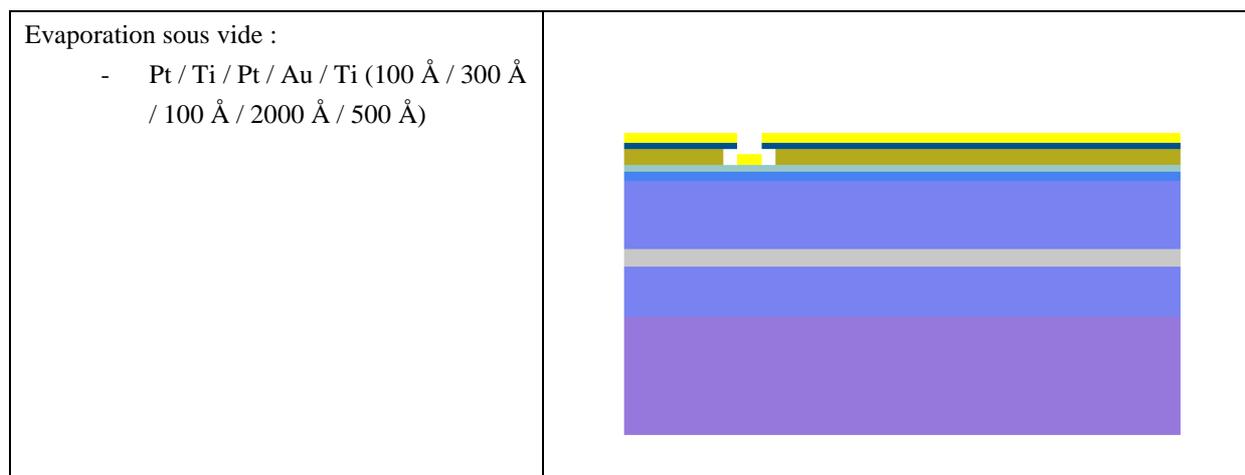
Cette étape consiste au dépôt des métallisations (électrodes et motifs d'alignement) ; pour ce faire, nous utilisons la technique du lift-off et nous déposons donc deux couches de résines différentes afin d'avoir, après écriture électronique et révélation, un profil casquette. Au vu des dimensions des électrodes et de l'épaisseur de métal à déposer, nous avons opté pour deux résines : une première couche de résine EL13 % et pour la casquette la résine PMMA3 %. Ces deux résines sont des résines positives, ainsi seuls les endroits non insolés par le faisceau électronique restent après révélation.

<p>Enduction EL 13% (capot fermé) :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse : 1 700 rpm</li> <li>- Accélération : 1 000 rpm.s<sup>-1</sup></li> <li>- Temps : 12''</li> <li>- Recuit : 80°C pendant 60'' 200°C pendant 10'</li> </ul> <p>Enduction PMMA 3% (capot fermé) :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse : 3 400 rpm</li> <li>- Accélération : 1 000 rpm.s<sup>-1</sup></li> <li>- Temps : 12''</li> <li>- Recuit : 80°C pendant 60'' 200°C pendant 10'</li> </ul> <p>Epaisseur de résine totale : 650 nm</p>	
---	--



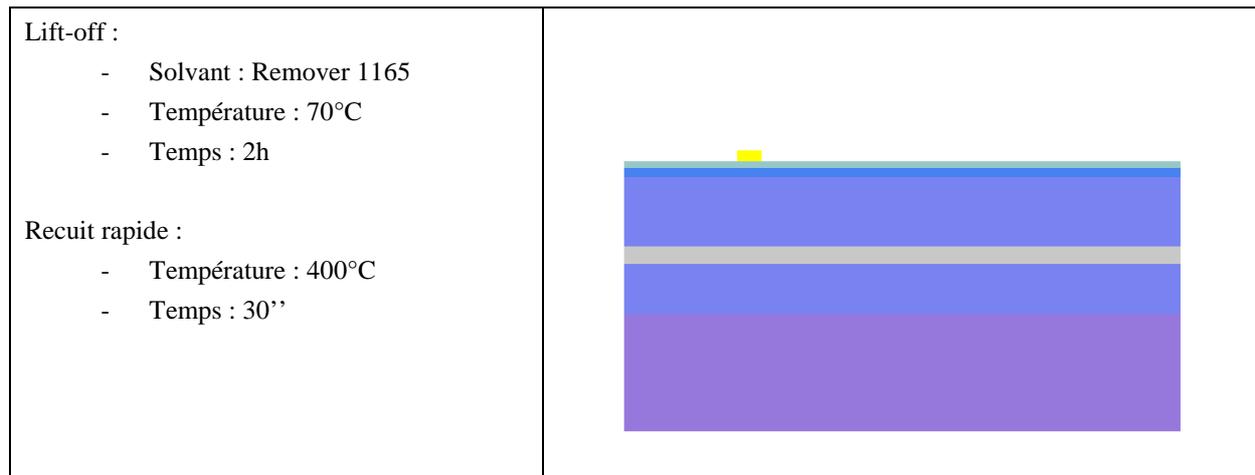
**Figure III.7. Profil casquette**

Suite à l'obtention du profil casquette, nous déposons pleine plaque par évaporation la succession de métaux suivante : Pt / Ti / Pt / Au / Ti (épaisseurs respectives 100 Å / 300 Å / 100 Å / 2000 Å / 500 Å). Ceci permet à la fois une bonne accroche et un bon contact ohmique sur InP dopé  $\text{P}^+$ .



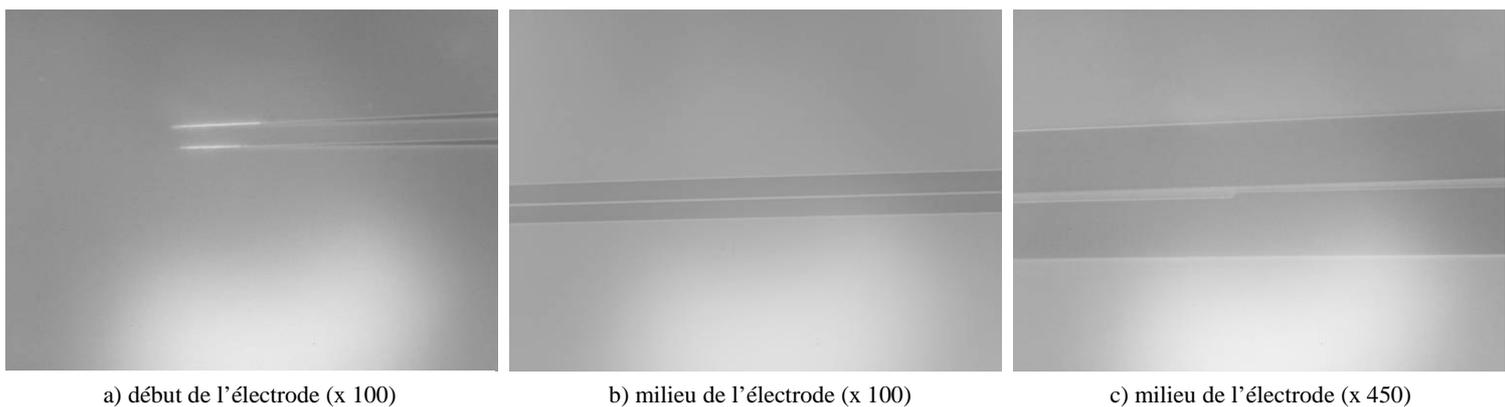
**Figure III.8. Dépôt métallique pleine plaque**

Une fois la métallisation réalisée, nous procédons au lift-off ; pour cela, nous plongeons l'échantillon dans une solution de solvant Remover 1165 chauffée à 70°C. Cette mise en solution permet la dissolution de la résine EL13 % et aussi l'enlèvement du surplus de métal.



**Figure III.9. Electrodes**

Suite au dépôt, nous effectuons un recuit rapide afin de diffuser le métal dans les couches P<sup>+</sup> et parachever les contacts ohmiques (recuit à 400°C pendant 30'').



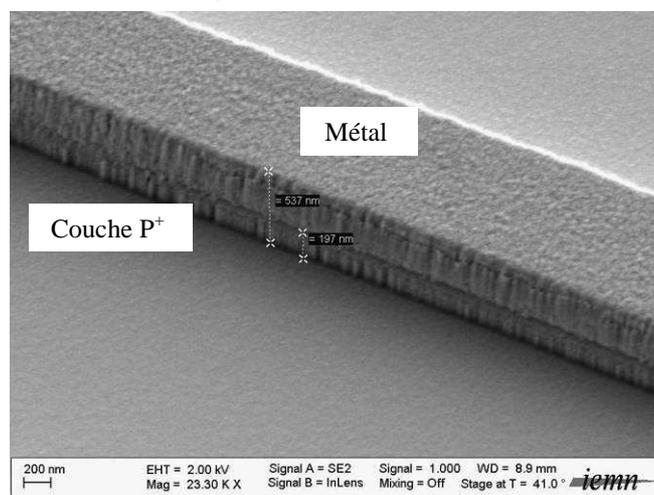
**Figure III.10. Electrodes du commutateur (microscope optique)**

### III.1.3.3. 2<sup>ème</sup> étape : Gravure des couches P<sup>+</sup>

Afin d'éviter tout court-circuit entre électrodes au moment de la commutation, il est indispensable de les isoler l'une de l'autre en gravant les couches P<sup>+</sup>. Cette gravure de matériaux semi-conducteur est réalisée par un plasma RIE (Reactive Ion Etching) avec comme gaz d'attaque un mélange méthane CH<sub>4</sub> / dihydrogène H<sub>2</sub>. Cette gravure est autoalignée car nous utilisons les électrodes comme masque.

<p>Gravure RIE des couches P<sup>+</sup> (InP / InGaAsP<sub>λ=1,18 μm</sub> - 500 Å / 1 500 Å)</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Gaz : CH<sub>4</sub> / H<sub>2</sub> (20 sccm / 80 sccm)</li> <li>- Puissance : 150 W</li> <li>- Pression : 30 mT</li> <li>- Temps : 17'</li> </ul>	
---	--

**Figure III.11. Gravure P<sup>+</sup>**



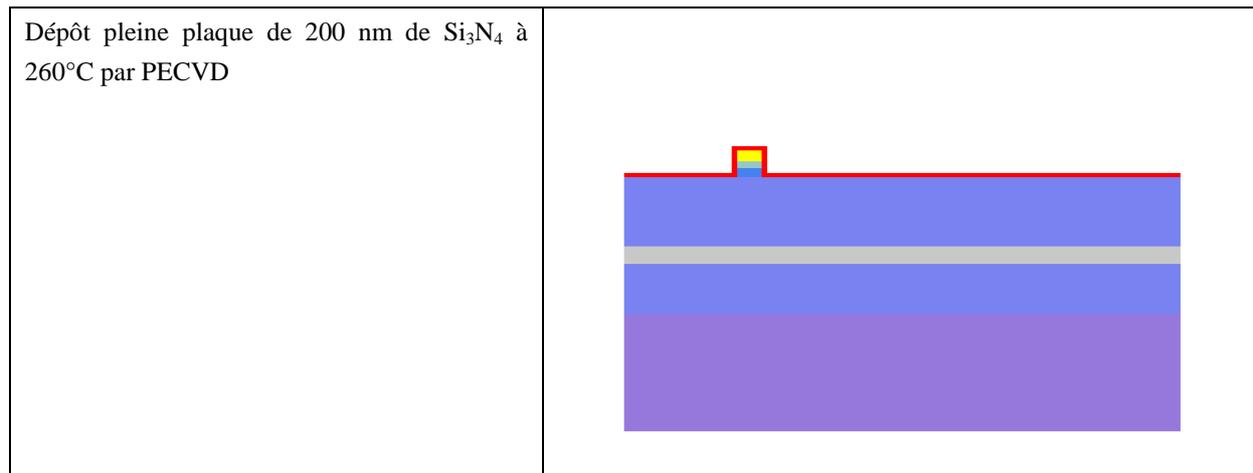
**Figure III.12. Résultat après gravure des couches P<sup>+</sup> (photo MEB)**

#### III.1.3.4. 3<sup>ème</sup> étape : Gravure des rubans

Après le dépôt des électrodes et la gravure des couches P<sup>+</sup>, nous gravons les rubans dans l'InP afin d'obtenir les guides optiques.

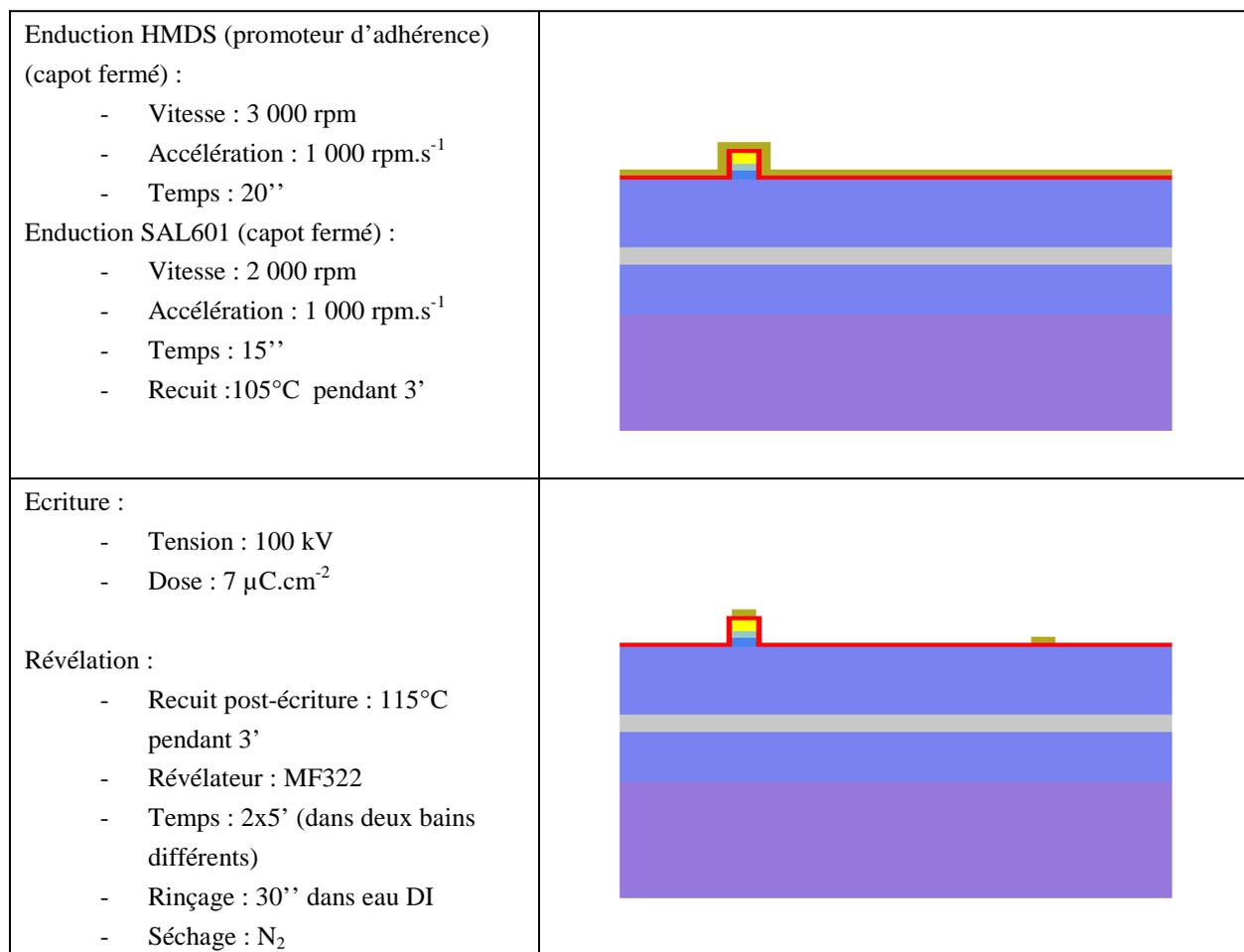
La gravure de l'InP doit répondre à des exigences de rugosité tant au niveau des flancs que du fond. A l'heure actuelle, le meilleur compromis que nous ayons trouvé au sein de l'IEMN est l'utilisation d'une gravure sèche RIE permettant d'avoir des fonds de gravure avec peu de rugosité et des flancs de gravure acceptables pour nos applications. Ces gravures se font dans un bâti de gravure RIE.

Cette étape technologique se divise en plusieurs sous-étapes ; pour avoir de bonnes conditions de gravure, nous devons utiliser un masque de diélectrique. Pour cela, dans un premier temps, nous déposons pleine plaque ce diélectrique par dépôt PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition). Il est possible d'utiliser deux types de diélectrique : le nitrure de silicium (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) ou la silice (SiO<sub>2</sub>). Par expérience, le nitrure permet d'avoir des flancs moins rugueux, donc tout naturellement notre choix s'est porté sur ce matériau.



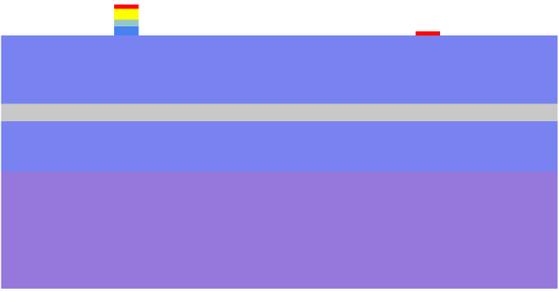
**Figure III.13. Dépôt PECVD pleine plaque du diélectrique**

Une fois déposé les 200 nm de nitrure, nous effectuons la gravure de ce diélectrique ; nous réalisons donc une étape de lithographie permettant d'avoir la géométrie des rubans souhaitée suivie d'une étape de gravure. Nous utilisons la résine SAL601, résine négative et dont les seules parties insolées restent après la révélation.



**Figure III.14. Dépôt et révélation de la SAL601**

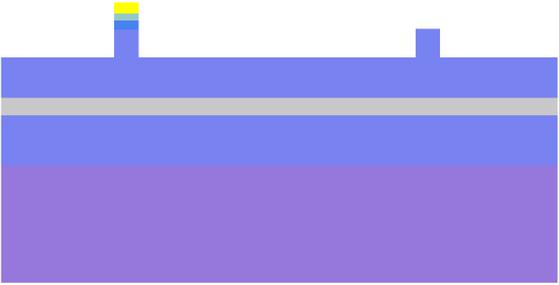
La SAL601 sert de masque pour la gravure du nitrure et ainsi nous transposons les motifs de la résine sur le diélectrique. Un plasma RIE à base d'un mélange gazeux trifluorométhane  $\text{CHF}_3$  / tétrafluorométhane  $\text{CF}_4$  est nécessaire pour graver le nitrure ; cette étape terminée nous effectuons un deuxième plasma RIE à base de dioxygène afin de nettoyer les restes de résine.

<p>Gravure RIE des 200 nm de nitrure :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Gaz : <math>\text{CHF}_4</math> / <math>\text{CF}_3</math> (40 sccm / 40 sccm)</li> <li>- Puissance : 180 W</li> <li>- Pression : 50 mT</li> <li>- Temps : 2'30''</li> </ul> <p>Plasma de nettoyage :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Gaz : <math>\text{O}_2</math> (30 sccm)</li> <li>- Puissance : 100 W</li> <li>- Pression : 200 mT</li> <li>- Temps : 10'</li> </ul>	
--	--

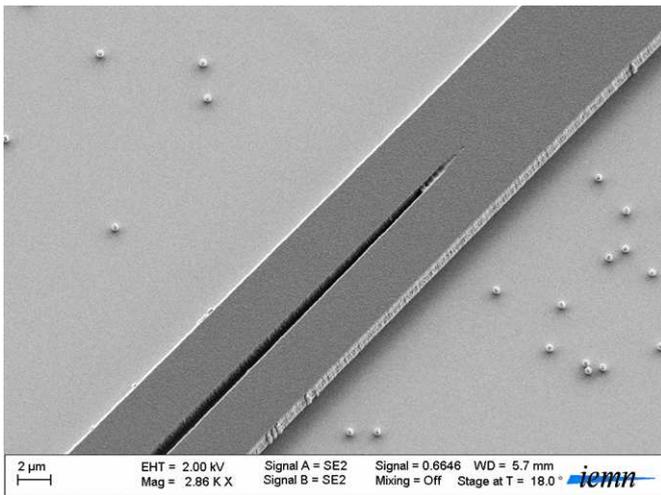
**Figure III.15. Masque de nitrure de silicium  $\text{S}_3\text{N}_4$**

Le masque de nitrure obtenu est utilisé pour la gravure de l'InP ; pour ce faire, nous utilisons toujours une gravure sèche RIE avec le même mélange ( $\text{CH}_4$  /  $\text{H}_2$ ) que celui utilisé pour graver les couches  $\text{P}^+$ . Durant cette étape, nous devons graver  $1,2 \mu\text{m}$  d'InP, une telle hauteur nécessite un temps de gravure de l'ordre de 60 minutes consécutives (la vitesse de gravure dépendant tant de la surface à graver que du matériau) ; avec le bâti que nous utilisons, il est difficile de graver plus de 20 minutes consécutivement sans créer une pollution importante (polymères) et nous avons donc divisé le temps de gravure en trois séquences entrecoupées de plasma de nettoyage (plasma  $\text{O}_2$ ).

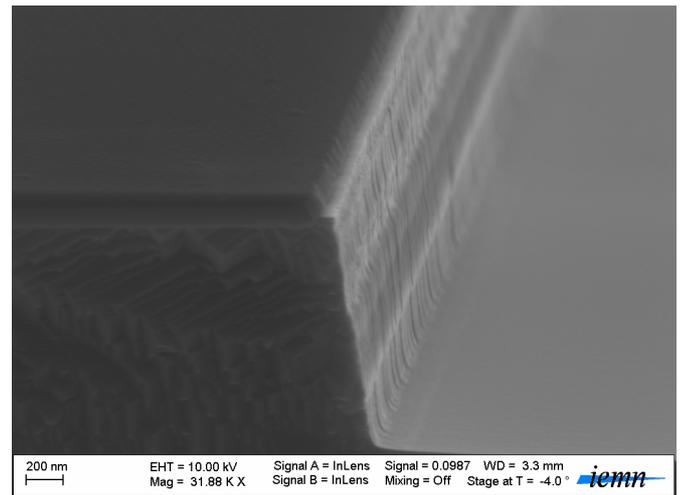
Une fois la hauteur d'InP gravée atteinte (vérification par suivi au profilomètre et MEB), nous éliminons le restant de nitrure par une gravure humide dans un bain d'acide fluorhydrique HF 5 %.

<p>Gravure RIE de <math>1,2 \mu\text{m}</math> d'InP</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Gaz : <math>\text{CH}_4</math> / <math>\text{H}_2</math> (20 sccm / 80 sccm)</li> <li>- Puissance : 150 W</li> <li>- Pression : 30 mT</li> <li>- Temps : 3x20'</li> </ul> <p>Enlèvement des reliquats de nitrure :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Solution chimique : HF 5 %</li> <li>- Temps : 5'</li> </ul>	
---	--

**Figure III.16. Gravure de l'InP**



a) fond et flanc de gravure



b) vue en coupe

**Figure III.17 : Résultat après gravure de l'InP (photo MEB)**

Les électrodes ayant des surfaces faibles, nous devons, pour poser nos pointes de polarisation ou faire une microsoudure, créer des plots de report ( $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ) ; mais avant de pouvoir réaliser le dépôt métallique, nous devons rehausser le fond de gravure afin d'éviter des microcoupures qui rendraient impossible l'injection de porteurs dans la structure.

#### III.1.3.5. 4<sup>ème</sup> étape : Planarisation par résine de type HSQ

Le dénivelé entre le fond de gravure et les électrodes est de plus de  $1,2 \mu\text{m}$ . Pour effectuer cette planarisation nous utilisons un procédé mis au point dans l'équipe par M. ZEGAUI [ZEGA 09], et pour compenser la hauteur nous allons utiliser de la résine HSQ (Hydrogen SilsesQuioxane FOX16) densifiée par un plasma  $\text{O}_2$ . Après la densification, nous devons libérer le haut des électrodes et pour cela, nous effectuons une gravure RIE de la HSQ par un plasma  $\text{CHF}_3/\text{CF}_4$ .

<p>Induction de la HSQ FOX16 (capot ouvert) :</p>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse : 1 200 rpm</li> <li>- Accélération : <math>1\,000 \text{ rpm}\cdot\text{s}^{-1}</math></li> <li>- Temps : 30''</li> <li>- Recuit : <math>120^\circ\text{C}</math> pendant 10'</li> </ul>	
<p>Densification de la HSQ :</p>	
<ul style="list-style-type: none"> <li>- Gaz : <math>\text{O}_2</math> (50 sccm)</li> <li>- Puissance : 200 W</li> <li>- Pression : 100 mT</li> <li>- Temps : 30'</li> </ul>	

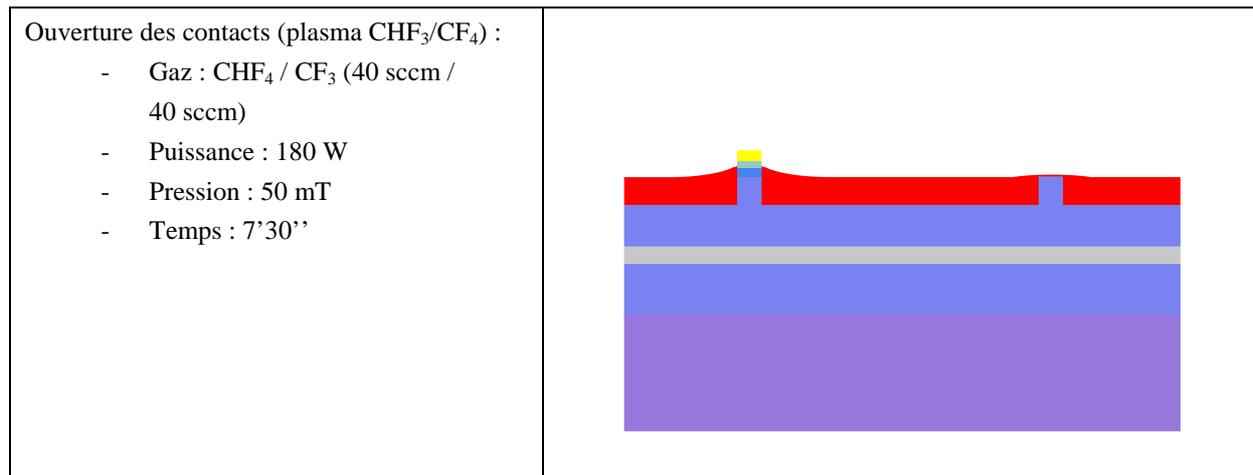
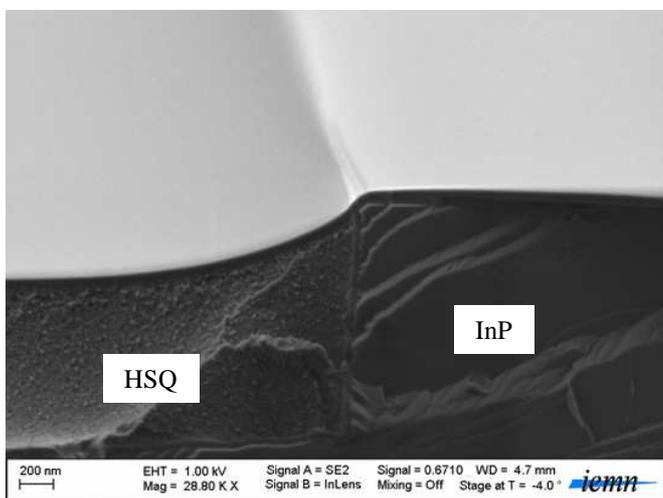
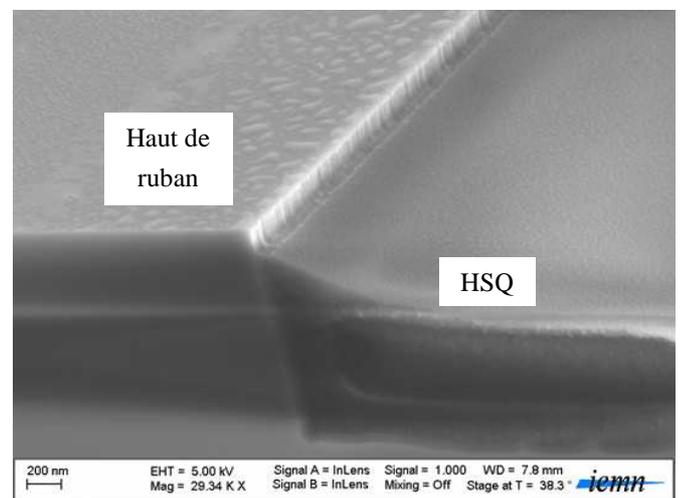


Figure III.18. Planarisation HSQ



a) avant ouverture



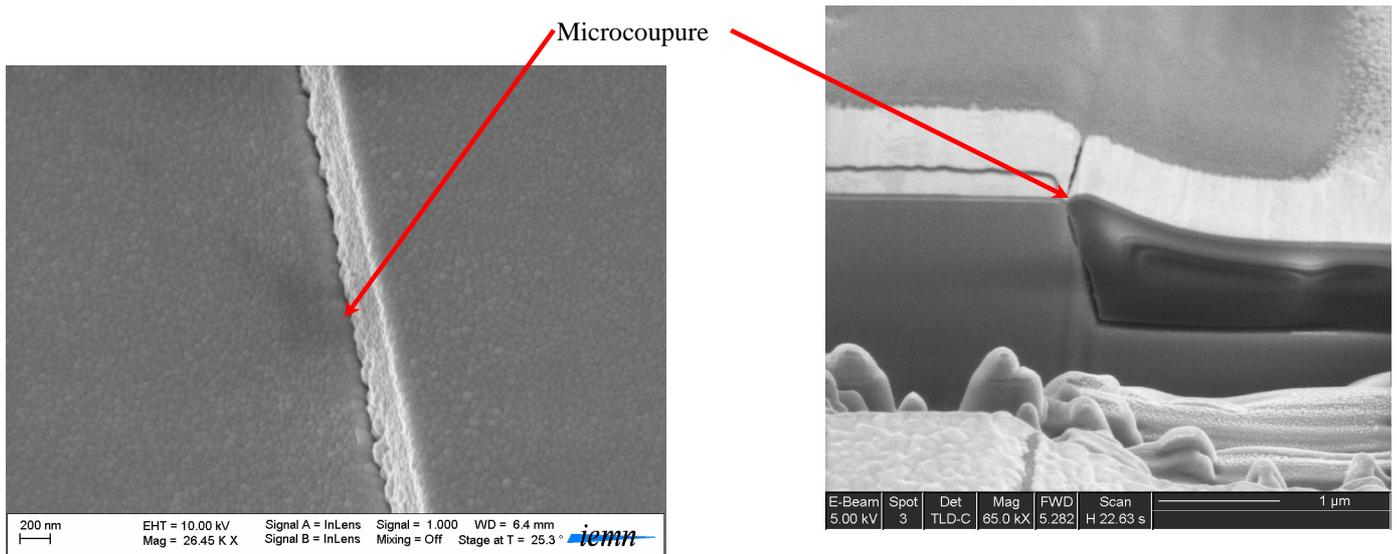
b) après ouverture

Figure III.19. Planarisation HSQ

### III.1.3.6. 5<sup>ème</sup> étape : Dépôt des plots de report

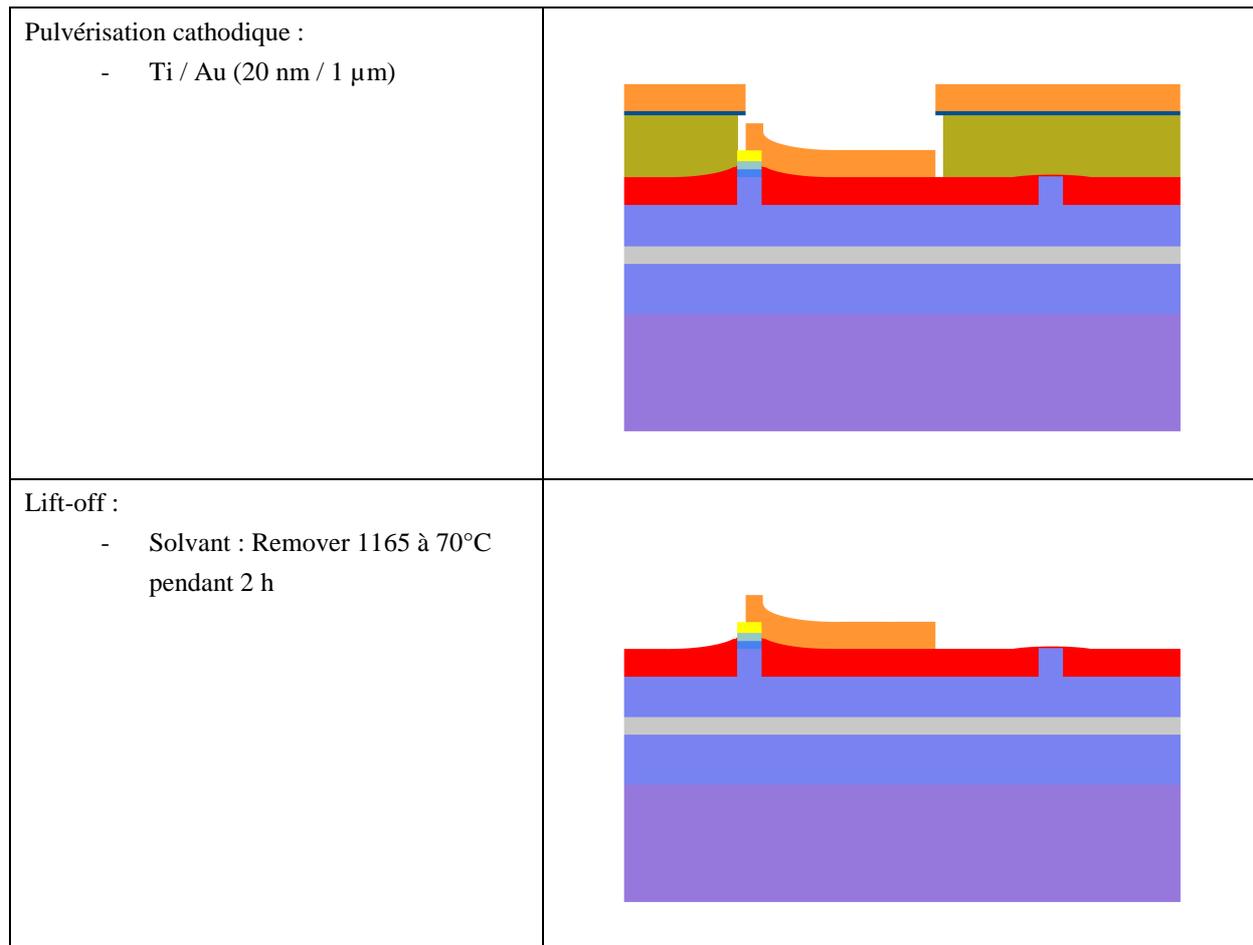
Les plots de contact doivent avoir une épaisseur suffisante pour éviter des phénomènes de microcoupure au niveau de l'arête des guides (cf. Figure III.20.).

Le fait d'avoir une forte épaisseur de métal implique d'avoir un profil casquette de grande hauteur et nous avons donc utilisé un dépôt tricouche d'une hauteur totale de l'ordre de 7 µm permettant d'effectuer un dépôt par pulvérisation cathodique (et donc multidirectionnel) de 1 µm. Ce dépôt est formé par l'enduction successive de deux couches de résine ARP forte épaisseur et d'une couche de PMMA3 % pour avoir un profil casquette.

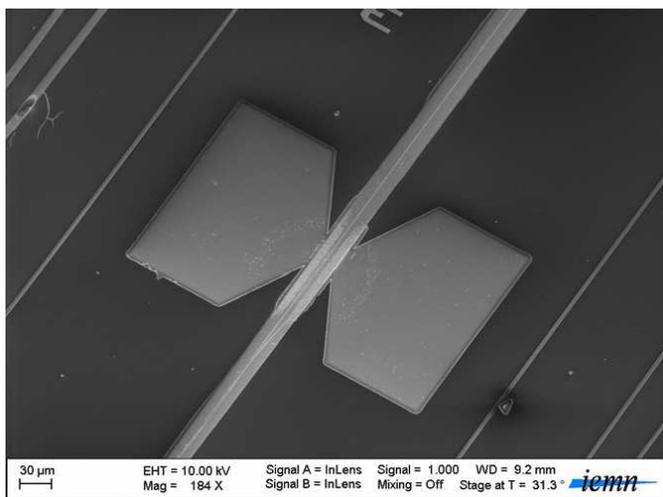


**Figure III.20. Phénomène de microcoupure**

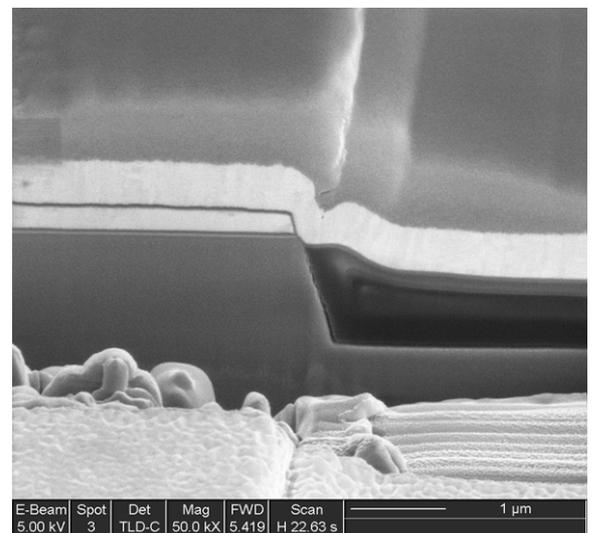
<p>Induction ARP-2µm (capot ouvert) répétée deux fois :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse : 1 200 rpm</li> <li>- Accélération : 1 000 rpm.s<sup>-1</sup></li> <li>- Temps : 20''</li> <li>- Recuit : 80°C pendant 30'' 180°C pendant 10'</li> </ul> <p>Induction PMMA 3% (capot fermé) :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse : 3 400 rpm</li> <li>- Accélération : 1 000 rpm.s<sup>-1</sup></li> <li>- Temps : 12''</li> <li>- Recuit : 80°C pendant 30'' 180°C pendant 10'</li> </ul> <p>Epaisseur de résine totale : 7 µm</p>	
<p>Ecriture :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Tension : 100 kV</li> <li>- Dose : 300 µC.cm<sup>-2</sup></li> </ul> <p>Révélation :</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Révélateur : MIBK / Alcool isopropylique IPA (1 / 2)</li> <li>- Temps : 10'</li> <li>- Rinçage : IPA pendant 30'' + 5'' à la pissette</li> <li>- Séchage : N<sub>2</sub></li> </ul>	



**Figure III.21. Plots de contact**



a)



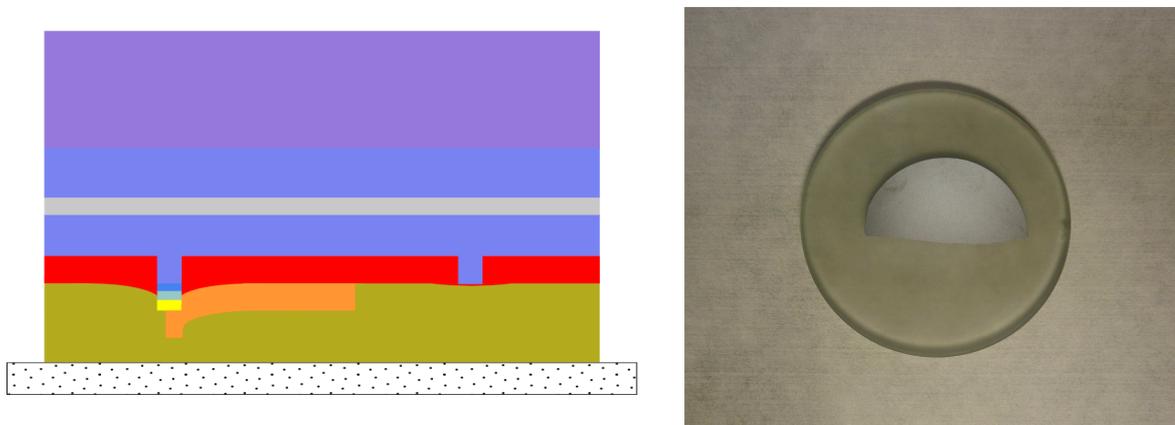
b)

**Figure III.22. Dépôt des plots de contact : a) Vue de dessus (photo MEB)  
b) Vue en coupe (photo FIB)**

### III.1.3.7. 6<sup>ème</sup> étape : Amincissement

Cette étape consiste à diminuer l'épaisseur du substrat et ainsi de passer d'une épaisseur d'environ 330  $\mu\text{m}$  à une épaisseur d'environ 120  $\mu\text{m}$ . L'amincissement facilite le clivage et permet d'avoir des flancs sans facettes et donc une meilleure injection de la lumière dans les guides optiques (évitement des réflexions parasites).

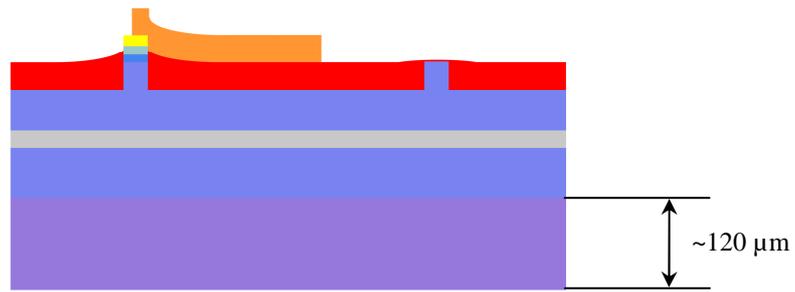
L'amincissement s'effectue en trois étapes, premièrement nous collons avec de la cire l'échantillon préalablement protégé par de la résine AZ4562 sur un substrat hôte en verre servant de support pour la machine d'amincissement.



**Figure III.23. Substrat hôte en verre et échantillon à amincir**

Une fois le substrat collé, nous pouvons commencer l'amincissement en lui-même. Il s'agit d'un amincissement physico-chimique. Le principe repose sur l'abrasion du substrat par des poudres d'alumine de 15  $\mu\text{m}$  et de 3  $\mu\text{m}$  de diamètre. Après ce premier amincissement grossier, un deuxième qui s'apparente à un polissage est effectué avec une solution javellisée pour avoir une surface de qualité poli-miroir ; ce polissage permet de relâcher les contraintes et limiter les risques de clivages intempestifs lors de la dernière étape de clivage, qui est décisive.

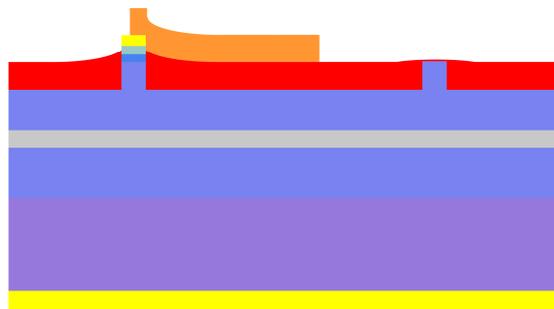
Une fois l'échantillon aminci nous le décollons à l'aide d'une solution organique chauffé à 80°C dissolvant la cire de collage.



**Figure III.24. Echantillon aminci**

#### III.1.3.8. 7<sup>ème</sup> étape : Dépôt face arrière et clivage

Pour permettre la connexion de la jonction PIN, il s'agit maintenant de métalliser la face arrière sur le substrat dopé  $N^+$ . Nous utilisons un bâti de pulvérisation cathodique pour déposer pleine plaque 20 nm de titane et 500 nm d'or.



**Figure III.25. Dépôt face arrière**

Cette métallisation effectuée, il ne nous reste plus qu'à cliver nos échantillons ; pour cela, nous utilisons une machine de clivage qui nous permet d'effectuer des amorces suivant des marques initialement prévues sur le masque.

#### III.1.4. Les problèmes rencontrés

Comme nous l'avons vu précédemment, le processus technologique complet comprend huit étapes principales, ce qui multiplie d'autant les risques.

Dès la première étape, nous avons eu des problèmes de dépôts de diélectrique en vu de réaliser les masques de gravure des guides. Initialement, ils étaient en nitrure de silicium déposé à 300°C, dans ces conditions, le dépôt pleine plaque présentait des défauts rendant son utilisation impossible (cf. Figure III.26.).

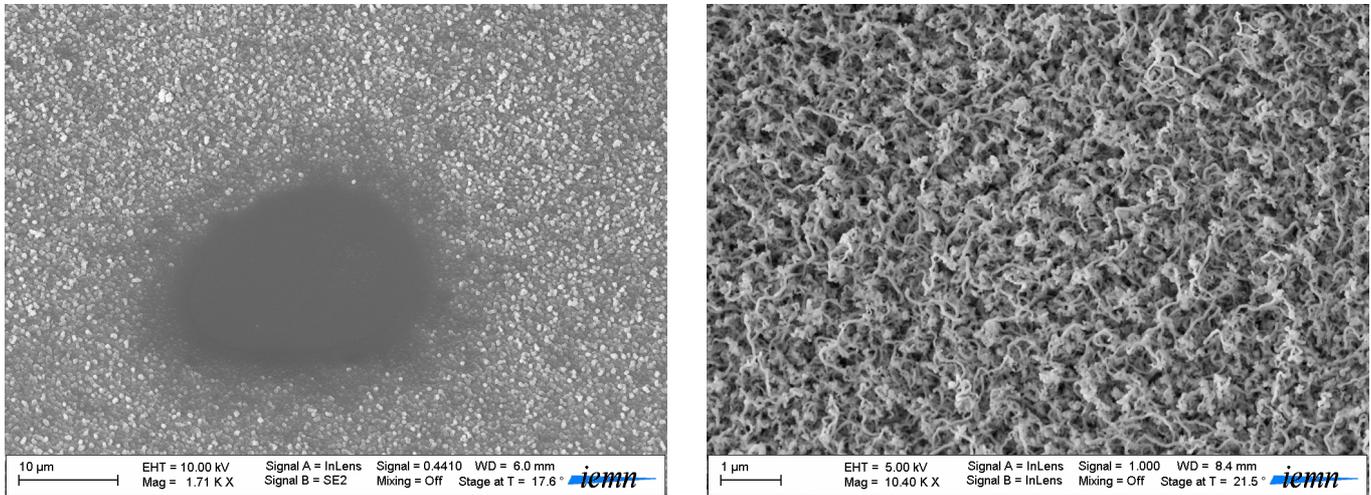


Figure III.26. Dépôt de nitrure de silicium  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à 300°C

Lors de la gravure ruban du nitrure (transfert de masque SAL601 sur nitrure), une rugosité de surface trop importante se transférait sur les flancs de gravure et donc une mauvaise définition de la géométrie des guides. Ce phénomène ne pourra que s'amplifier lors de la gravure des guides InP.

Pour ne plus avoir de rugosité de surface trop importante, nous avons deux possibilités : soit changer de diélectrique et utiliser de la silice  $\text{SiO}_2$  ou soit modifier les conditions de dépôt. Le dépôt de silice est moins sensible aux pollutions éventuelles et donc est plus facile à déposer que le nitrure mais lors de son utilisation comme masque de gravure, les flancs du ruban d'InP sont plus rugueux que dans le cas de l'utilisation d'un nitrure correct. Nous avons donc effectué des modifications sur le processus de dépôt de nitrure pour trouver les meilleures conditions de dépôt. Une étude en température de dépôt a permis de l'optimiser ; une température de 260°C permet d'avoir un nitrure de bonne qualité et ainsi d'avoir peu de rugosité au niveau des flancs du ruban de nitrure et par conséquent sur les flancs du ruban d'InP.

Outre les problèmes de masque de diélectrique, nous avons dû faire face à des problèmes tout au long de la fabrication.

Un demi-substrat épitaxié a été cassé lors d'une étape de lithographie électronique et aucun composant n'a pu être récupéré.

A chaque fois l'amincissement a été très délicat et nous avons perdu une plaque et demie processées par clivages intempestifs qui ont rendu nos composants inutilisables tant leurs rapports d'aspect sont importants. Finalement, nous n'avons pu récupérer que quelques

interféromètres de Mach-Zehnder, avec, bien sûr, des guides optiques droits (métallisés ou non).

## III.2. Caractérisations passives et actives

Comme nous l'avons indiqué précédemment, seuls quelques interféromètres de Mach-Zehnder et des guides droits passifs sont arrivés au bout de la totalité des étapes technologiques ; nous allons donc maintenant nous attacher à les caractériser.

Avec les guides droits passifs, les pertes de propagation pourront être calculées et à partir des pertes totales, nous pourrions déduire les pertes de couplage.

A l'aide des interféromètres de Mach-Zehnder, la variation d'indice induite par l'injection de porteurs (effet plasma) sera estimée.

### III.2.1. Banc de caractérisation et principe d'alignement des composants

Le banc de caractérisation (cf. Figure III.27.) passif est composé de :

- d'une source laser accordable (EXFO FLS2600),
- un contrôleur de polarisation (FPC-031)
- de positionneurs piézoélectriques trois axes (x, y, z) (MAX-312) d'une précision de déplacement de 20 nm,
- du porte-échantillon micrométriques quatre axes (y, z,  $\alpha$ ,  $\theta$ ) (MBT-401) permettant l'alignement angulaire fibre - guide semi - conducteur,
- et d'un détecteur (HP 8153A).

Pour les caractérisations sous polarisation, il suffit de rajouter un générateur (TTI QL355P), un multimètre électrique (Metrix MX579) et une micropointe (Karl Suss).

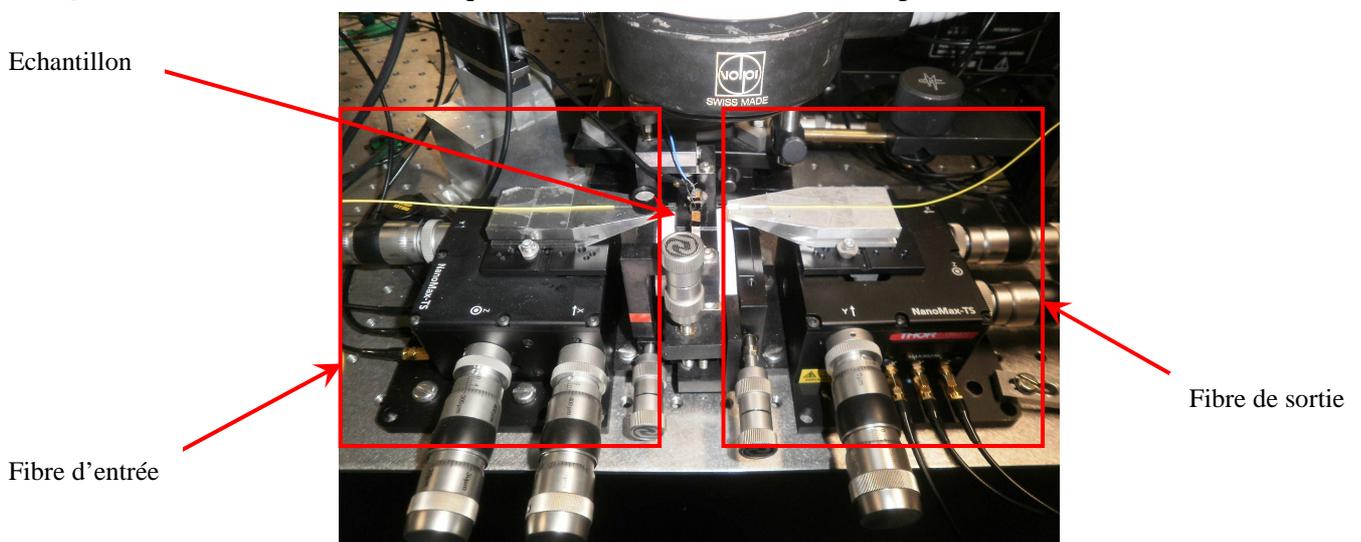
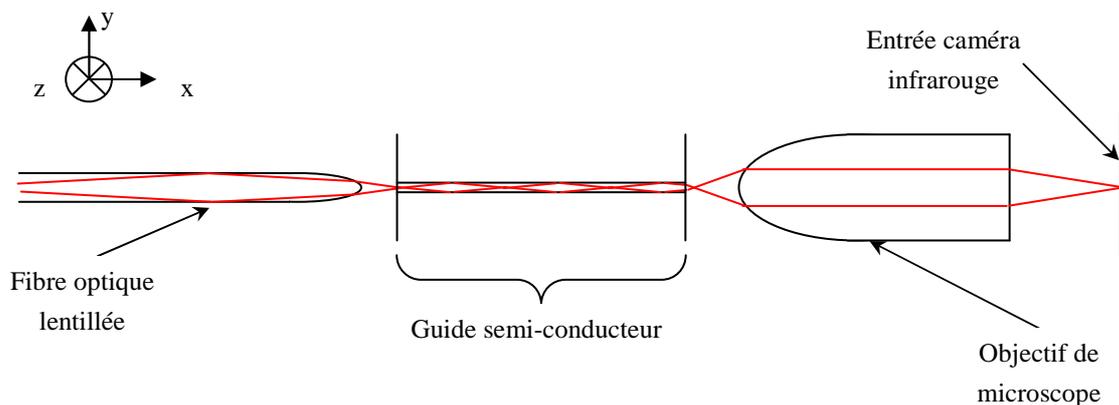


Figure III.27. Photo du banc de caractérisations

Nous devons avoir un alignement fibre à fibre le meilleur possible, pour cela, nous l'effectuons en deux temps.

Nous commençons par aligner la fibre d'entrée et le composant à caractériser en espace libre en plaçant en sortie du guide semi-conducteur un objectif de microscope. Nous pouvons ainsi visualiser le spot de sortie à l'aide d'une caméra infrarouge. Ce dispositif permet de faire un premier alignement grossier de la fibre d'entrée avec le guide semi-conducteur en cherchant à optimiser le spot de sortie tant verticalement, horizontalement, angulairement, qu'en optimisant les distances de travail des fibres. D'autre part, pour les composants difficiles à aligner (composants actifs), nous faisons d'abord cette manipulation avec le guide droit le plus proche de la sortie étudiée du composant et ensuite nous translatons l'échantillon (et seulement l'échantillon) horizontalement afin de retrouver le spot et il ne suffit plus que de quelques légers réglages pour retrouver un spot optimal ; cette opération n'est possible que si lors de la conception du masque des guides droits ont été intercalés et placé proche de chaque composant actif (cf. Figure III.2. a)).



**Figure III.28. Schéma de principe du premier alignement (Vue de dessus)**

Une fois l'alignement grossier effectué, un ajustement beaucoup plus fin est réalisé. Nous remplaçons l'objectif de sortie par une fibre lentillée de sortie connectée au détecteur ; il s'agit d'un alignement actif, c'est-à-dire que nous suivons la puissance optique en sortie du guide lors des déplacements des différents objets. Les fibres d'entrée et de sortie sont mues par les positionneurs piézoélectriques trois axes et le guide semi-conducteur est placé sur le porte-échantillon micrométrique quatre axes.

Par ajustements nanométriques successifs des positions, nous atteignons l'optimum et ensuite grâce au contrôleur de polarisation nous favorisons le mode de sortie de la fibre d'entrée le plus adapté au guide semi-conducteur pour avoir les pertes de couplage les plus faibles possibles.

Pour connaître les pertes de propagation, nous utilisons un guide droit non-métallisé et nous effectuons un balayage en longueur d'onde afin de faire osciller la cavité Pérot-Fabry. Des interférences constructives et destructives se créent et nous pouvons remonter aux pertes de propagation à l'aide de la relation suivante :

$$P_{prop} = \frac{10}{L} \cdot \log \left( \frac{1}{R} \cdot \left( \frac{\sqrt{t} + 1}{\sqrt{t} - 1} \right) \right)$$

**Équation III-1.**

$P_{prop}$  représente les pertes de propagation,  $L$  la longueur de la cavité,  $R$  le coefficient de réflexion (estimé pour nos guides de 0,3) et  $t$  le rapport  $\frac{P_{max}}{P_{min}}$  entre les puissances maximales et minimales des franges d'interférence.

Les interféromètres de Mach-Zehnder sont utilisés pour connaître la variation d'indice induite par l'injection de porteurs (effet plasma). Nous suivons cette fois l'évolution de la puissance optique en fonction du courant injecté et le déphasage observé est :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi \cdot L_{elect}}{\lambda} \Delta n_{eff}$$

**Équation III-2.**

$\Delta\varphi$  est le déphasage,  $L_{elect}$  la longueur d'électrode,  $\lambda$  la longueur d'onde de travail (1 550 nm) et  $\Delta n_{eff}$  la variation d'indice effectif.

Entre deux extremums, le déphasage  $\Delta\varphi$  est de  $2\pi$  et il vient donc :

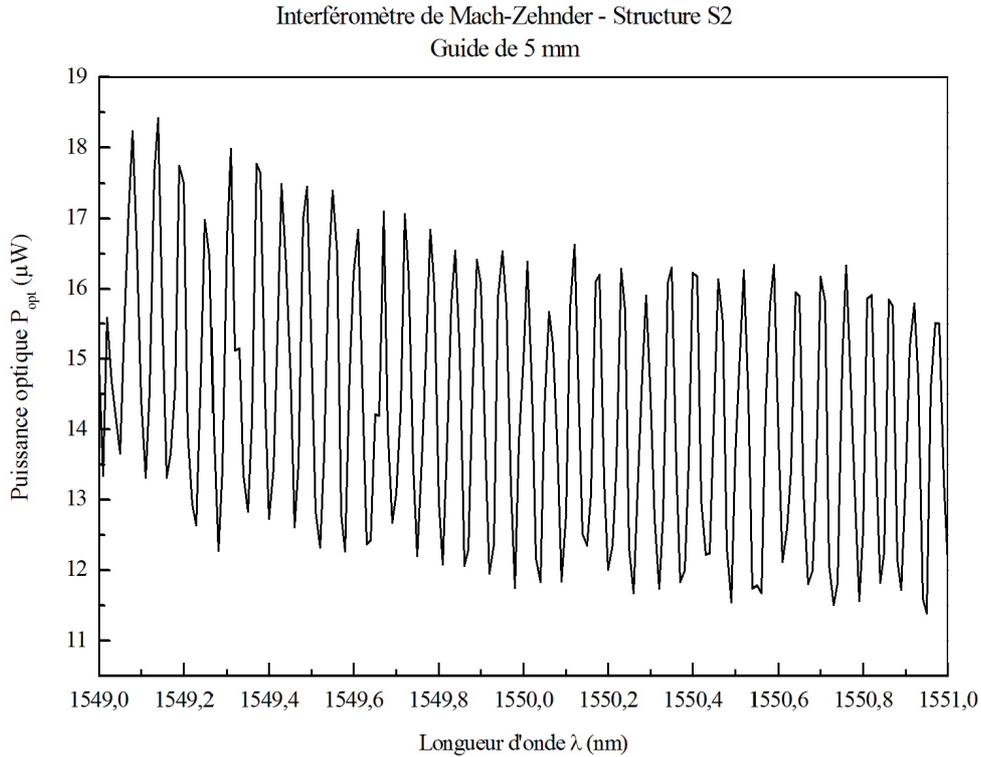
$$\Delta n_{eff} = \frac{\lambda}{L_{elect}}$$

**Équation III-3.**

## III.2.2. Résultats expérimentaux

### III.2.2.1. Caractérisation en passif

Nous avons suivi la procédure précédemment décrite et l'évolution de la puissance optique en sortie d'un guide droit en fonction de la longueur d'onde est donnée Figure III.29.).



**Figure III.29. Evolution de la puissance optique en fonction de la longueur d'onde – Guide sur structure S2 (L=5 mm)**

Grâce à l'Équation III-1., nous avons déterminé des pertes de propagation de  $9,2 \text{ dB.cm}^{-1}$  et dans le guide de 5 mm elles sont donc de 4,6 dB. La puissance injectée à l'entrée du guide était de 1 mW, en sortie nous avons récupéré au mieux  $15 \mu\text{W}$ , les pertes totales sont donc de  $P_{tot} = -10.\log\left(\frac{15.10^{-3}}{1}\right) = 18,2 \text{ dB}$  et nous pouvons donc estimer des pertes de couplage (adaptation de mode + réflexion) de 6,8 dB/face.

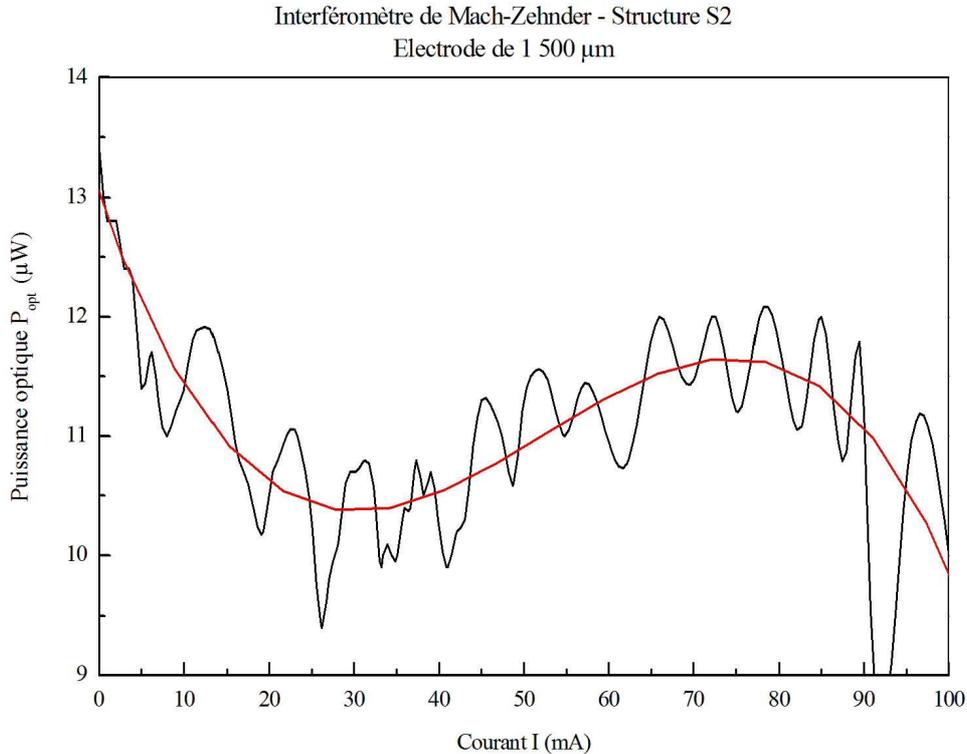
Pertes totales (dB)	Pertes de propagation (dB)	Pertes de couplage (dB/face)
<b>18,2</b>	<b>4,6</b>	<b>6,8</b>

**Tableau III-1. Récapitulatif des pertes pour un guide de 5 mm sur une structure S2**

Ces pertes importantes sont sûrement dues à l'utilisation du quaternaire  $\text{InGaAsP}_{1,40 \mu\text{m}}$  comme matériau puits ; son coefficient d'absorption  $\alpha$  ne doit pas être négligeable à la longueur d'onde de travail ( $\lambda=1550 \text{ nm}$ ). Pour corroborer ceci, une étude supplémentaire spécifique au quaternaire  $\text{InGaAsP}_{1,30 \mu\text{m}}$  devra être menée.

### III.2.2.2. Caractérisation en actif

A l'issus de la fabrication, nous n'avons pu caractériser que peu d'interféromètres et aucun commutateur. Au vu des fortes de pertes dans le guide, les mesures de variation d'indice ont été très difficiles à obtenir ; néanmoins nous avons réussi à effectuer une série de mesure (cf. Figure III.30.).



**Figure III.30. Caractérisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder sous polarisation – Electrode de 1500  $\mu\text{m}$**

La variation d'indice que nous avons déterminé à l'aide de l'Équation III-3. est  $-1.10^{-3}$  pour un courant de 80 mA ( $1,3 \text{ kA/cm}^2$ ). Ces résultats sont à prendre avec beaucoup de précautions au vu des pertes dans les guides. Une nouvelle étude doit être menée afin de confirmer ou d'infirmer les résultats que nous avons obtenus mais avec  $\text{InGaAsP}_{1,30} \mu\text{m}$  comme matériau puits.

### III.3. Conclusion du chapitre

Les composants optimisés au chapitre II ont été fabriqués en salle blanche et le processus complet comprend huit principales étapes technologiques avec trois niveaux de masquage :

- le dépôt des électrodes et des motifs d'alignement,
- la gravure des couches  $\text{P}^+$ ,

- la gravure des rubans,
- la planarisation HSQ,
- le dépôt des plots de report,
- l'amincissement,
- la métallisation face arrière,
- et le clivage.

La succession de ces huit étapes technologiques rend la fabrication des commutateurs difficile et ce d'autant plus qu'au vu de la longueur des composants actifs (le rapport d'aspect longueur/largeur est de 1 cm pour 250  $\mu\text{m}$ , c'est-à-dire 40) nous avons dû travailler sur des demi-substrats 2 pouces ; des clivages intempestifs peuvent compromettre en une fois la totalité des composants.

Le risque de clivages parasites est d'autant plus grand qu'après l'étape d'amincissement, l'échantillon est extrêmement fragile.

Malgré toutes les précautions prises, nous n'avons pas mené cette fabrication à son terme comme nous l'aurions voulu.

Nous avons toutefois conduit une campagne de caractérisations permettant d'estimer les performances intrinsèques des guides (pertes de propagation et variation d'indice) mais aucune caractérisation de commutateur n'a pu être effectuée car tous ont été endommagés lors de clivages intempestifs. Nous n'avons pu effectuer des caractérisations que sur des guides et des interféromètres fabriqués sur la structure S2 (puits et barrières de 100  $\text{\AA}$ ).

Les pertes de propagation mesurées sont de 9,2  $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ , les pertes de totales pour un guide droit de 0,5 cm de long étant de 18,2 dB ; nous avons donc estimé les pertes de couplage (réflexion et adaptation de mode) à 6,8 dB/face. Les pertes de propagation sont importantes et probablement dues à l'absorption du faisceau optique dans le matériau puits  $\text{InGaAsP}_{1,40\ \mu\text{m}}$ . En outre, peut-être que les interfaces puits/barrière ont aussi joué un rôle. De toute façon, le niveau élevé de pertes a rendu les autres mesures très délicates.

Nous avons essayé ensuite de déterminer la variation d'indice dans la structure S2 grâce à un interféromètre de Mach-Zehnder de longueur d'électrode de 1500  $\mu\text{m}$ . La variation résultante est de  $-1\cdot 10^{-3}$  pour un courant de 80 mA (1,3  $\text{kA}/\text{cm}^2$ ), ce qui est en valeur absolue, plus d'un ordre de grandeur inférieur à ce que la littérature permettait d'espérer.

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus ne sont pas à la hauteur de ce que nous attendions. Les pertes optiques liées au matériau de cœur sont excessives. Il nous semble qu'il serait plus prudent de choisir à l'avenir un alliage  $\text{InGaAsP}_{1,30\ \mu\text{m}}$  même si la croissance en est plus délicate.

Quant à la variation d'indice, nous devons interpréter le résultat de  $-1.10^{-3}$  avec précautions ; en effet, nous pensons que les mesures de puissance, rendues difficiles par les pertes totales, ne sont pas représentatives de la variation que nous pourrions obtenir avec des structures à multipuits quantiques.

D'autre part, nous n'avons pas pu mesurer les performances des commutateurs et donc comparer avec les prévisions théoriques.

Enfin, la sensibilité à la polarisation optique n'a pu être étudiée, toujours au vu des pertes totales dans les guides à multipuits quantiques que nous avons fabriqués. Ceci était important puisque, tant nos guides que nos commutateurs, ont été conçus en essayant de minimiser la sensibilité à la polarisation optique.

L'effort fourni, tant au plan théorique, qu'au plan technologique, a été important. Une étude supplémentaire avec comme matériau puits l'alliage  $\text{InGaAsP}_{1,30 \mu\text{m}}$  est nécessaire pour confirmer ou infirmer les résultats que nous avons obtenus en termes de variation d'indice en diminuant les pertes de propagation. Il serait en outre intéressant de mener une étude en fonction de la polarisation optique en montant un banc de caractérisation à maintien de polarisation.

Nous nous sommes intéressés aussi sur d'autres guides présentant aussi un fort confinement des porteurs. C'est ce que nous présentons au chapitre suivant.



## **Chapitre IV**

### **Nouvelles structures de guidage pour la commutation hautes performances**



Nous devons garder à l'esprit que le but du commutateur est d'être intégré dans des dispositifs beaucoup plus complexe pour la synthèse de retard. Pour qu'une telle intégration soit possible, il faut que d'une part la consommation totale ne soit pas rédhibitoire (20-30 mA pour un commutateur 1 vers 2) et que d'autre part, les pertes totales fibre à fibre ne soient pas trop importantes.

L'enjeu du chapitre II a été de trouver des commutateurs dont les consommations sont aussi faibles que possible en utilisant une structure de cœur à multipuits quantiques.

Mais en parallèle, nous nous sommes intéressés à d'autres guides permettant de réduire les pertes. C'est ce travail que nous présentons dans ce chapitre.

L'objectif idéal serait d'avoir des pertes totales fibre à fibre inférieures au décibel (<1 dB). Elles se décomposent en :

- pertes de propagation,
- pertes de commutation,
- et pertes de couplage (réflexion et adaptation modale).

Les pertes de propagation sont perfectibles, en optimisant, par exemple, les gravures pour réduire la rugosité de surface ou encore en utilisant des matériaux de meilleure qualité.

Les pertes de commutation sont étudiées lors de la conception des commutateurs.

Nous allons nous intéresser principalement aux pertes de couplage dues à l'adaptation entre le mode de la fibre et le mode de propagation du guide semi-conducteur.

## IV.1. Problématique du couplage

A l'heure actuelle, les plus faibles pertes de couplage obtenues avec des guides classiques (cf. Figure IV.2.) sont de 6,1 dB/face avec l'utilisation de fibre elliptique (par exemple de chez Hanrui Europe). Ce type de fibre a la particularité d'avoir un mode fortement dissymétrique ; néanmoins l'alignement au guide semi-conducteur est plus difficile à mettre en œuvre qu'un alignement avec une fibre lentillée classique à mode symétrique (par exemple de chez YENISTA OPTICS cf. Figure IV.1.).

En effet, les axes de l'ellipse doivent correspondre aux axes  $(y, z)$  du guide semi-conducteur et cela ajoute une difficulté supplémentaire lors de l'alignement.

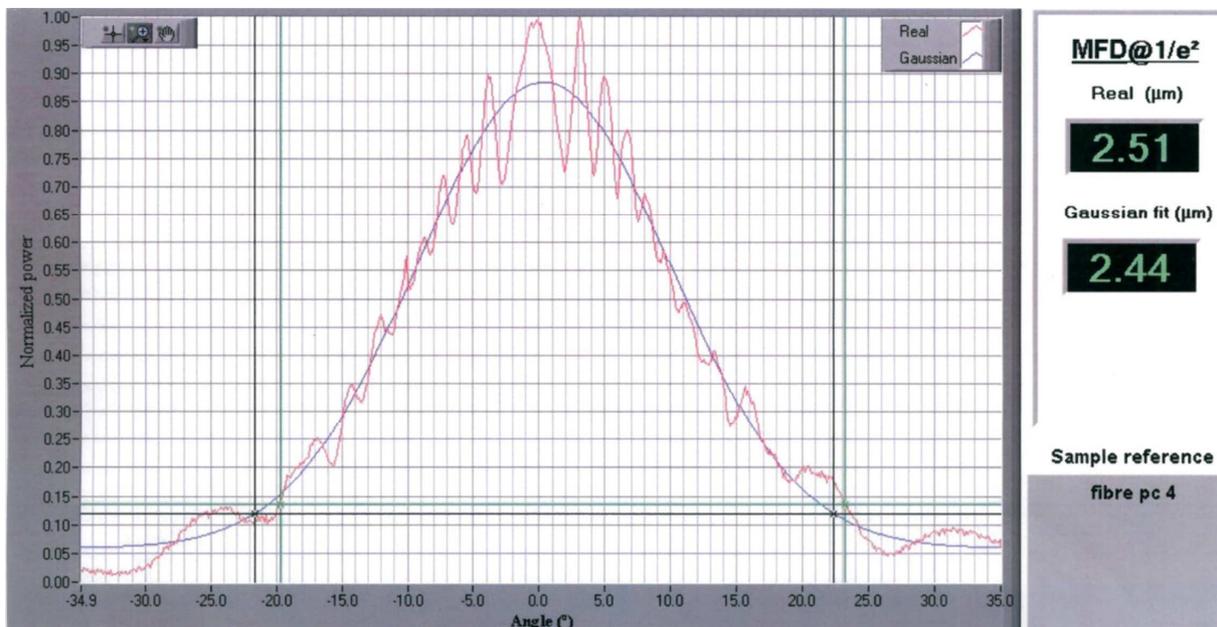


Figure IV.1. Caractéristique d'une fibre lentillée de chez YENISTA OPTICS avec un MFD de 2,5 µm

Notre but est d'obtenir des pertes de couplage inférieures à 2 dB/face sans traitement anti-réfléchissant (et inférieures à 0,5 dB/face avec un AR-coating) afin que l'intégration des composants élémentaires dans des dispositifs de synthèse de retard, par exemple, soit réalisable.

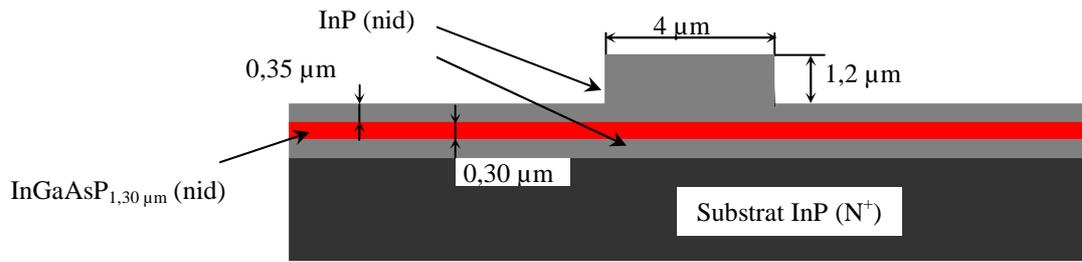


Figure IV.2. Géométrie du guide « classique » à cœur massif de 0,3 μm

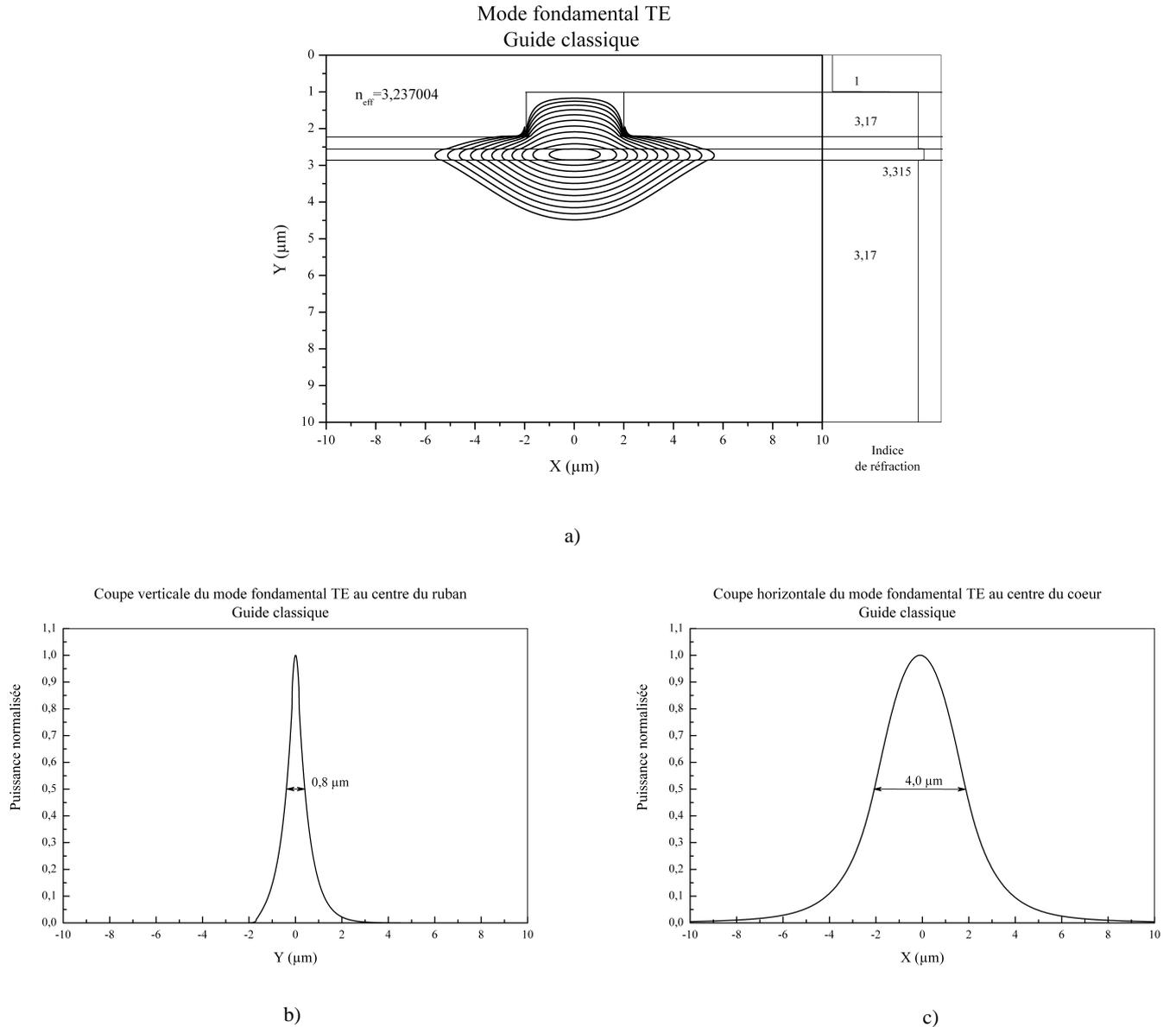
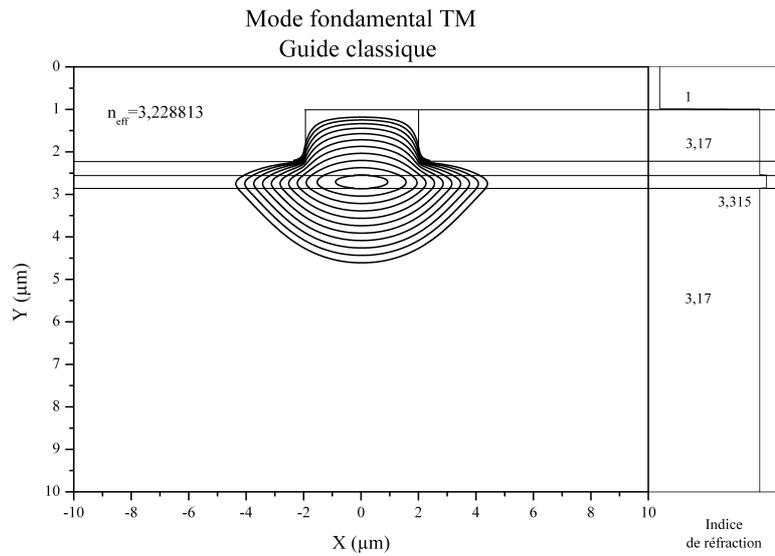
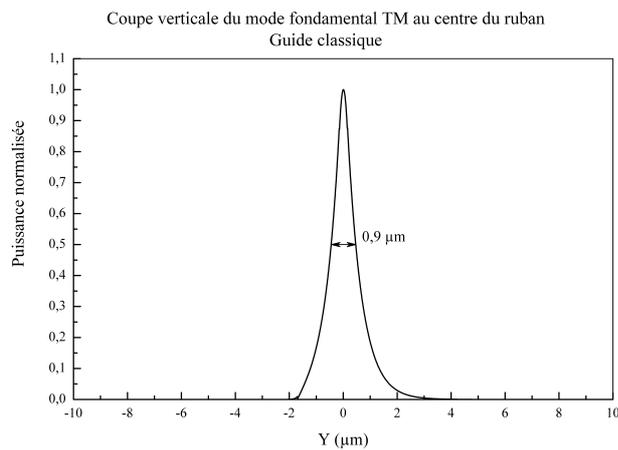


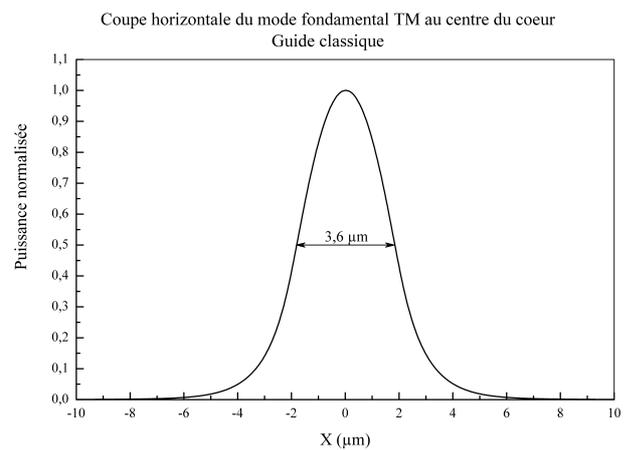
Figure IV.3. Caractéristiques modales d'un guide classique a) Mode fondamental TE  
b) Coupe verticale du mode TE et c) Coupe horizontale du mode TE



a)



b)



c)

**Figure IV.4. Caractéristiques modale d'un guide classique a) Mode fondamental TM  
b) Coupe verticale du mode TM et c) Coupe horizontale du mode TM**

Les pertes de couplage sont dues à la désadaptation du mode de sortie de la fibre au mode fondamental du guide semi-conducteur. Les modes de sortie des fibres sont des modes quasi-gaussiens dont la largeur à  $\frac{1}{e^2}$  (diamètre de mode ou Mode Field Diameter MFD) est de 2,5 μm (cf. Figure IV.1).

Les modes fondamentaux TE et TM du guide semi-conducteur sont très dissymétriques (cf. Figure IV.3. et Figure IV.4.). Les rapports à mi-hauteur dans les deux axes (X et Y) des modes fondamentaux sont de 5 pour le mode TE et de 4 pour le mode TM. Ces deux rapports donnent une idée de la forte ellipticité des modes pour un guide classique.

Outre l'ellipticité des modes fondamentaux TE et TM du guide classique, il est à noter l'écart d'indice effectif entre les deux polarisations de la lumière  $|n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}| = 8,2 \cdot 10^{-3}$  ; cet écart peut expliquer la grande sensibilité à la polarisation optique des guides semi-conducteurs et nous verrons si les nouvelles structures permettront de diminuer cette écart d'indice effectif et ainsi amoindrir leurs sensibilités à la polarisation optique.

Pour réduire les pertes de couplage, il existe deux approches :

- soit utiliser des transitions entre la fibre et le guide semi-conducteur,
- ou soit travailler directement sur la structure du guide semi-conducteur pour adapter ses modes fondamentaux au mode de la fibre.

Dans ce chapitre, nous présenterons des travaux théoriques et expérimentaux sur la modification de la structure épitaxiale et de la géométrie du guide afin de réduire l'ellipticité des modes fondamentaux et ainsi d'avoir un couplage à la fibre de haut rendement.

## **IV.2. Guides à cœur fin**

Pour pouvoir améliorer le couplage des guides semi-conducteurs avec une fibre, il faut modifier les structures des guides et repenser complètement sa structure épitaxiale.

### **IV.2.1. Conception en BPM3D**

#### *IV.2.1.1. Principe de la conception des guides*

Pour atteindre le maximum de couplage, nous avons effectué une étude systématique de tous les paramètres pouvant influencer sur les pertes de couplage.

Pour effectuer les différentes études, les logiciels de BPM-3D et d'analyses modales (cf. I.3.) ont été utilisés ; ils permettent de mettre au point une géométrie du ruban et une structure épitaxiale spécifiques. Pour simuler les pertes de couplage, nous considérons un guide droit en semi-conducteur dans lequel nous injectons un faisceau gaussien représentant le mode de sortie d'une fibre lentillée (MFD de  $2,5 \mu\text{m}$ ) et nous suivons les pertes sur une longueur de  $10\,000 \mu\text{m}$ . Les pertes de propagation et la réflexion aux interfaces air / semi-conducteur n'est pas prise en compte et nous aurons donc les pertes effectivement dues à l'adaptation du mode (pertes de couplage). Nous avons mené toutes les modélisations en BPM-3D en considérant uniquement la polarisation TE (rapport des largeur à mi-hauteur de 5) car elle est plus dissymétrique que la polarisation TM (rapport de 4).

Pour ajuster la forme du mode de propagation, nous pouvons jouer sur principalement quatre paramètres (cf. Figure IV.5.) :

- la largeur du ruban  $l_R$ ,

- sa hauteur  $H_R$ ,
- l'épaisseur de la couche de confinement hors ruban  $ep_{cf}$ ,
- et l'épaisseur de la couche de cœur  $ep_{cœur}$ .

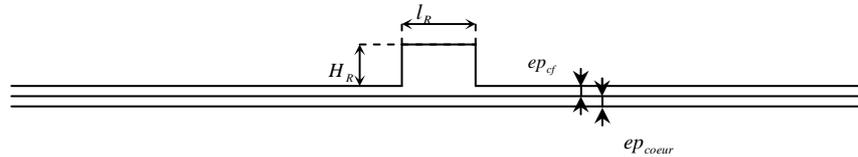


Figure IV.5. Paramètres pouvant influencer sur les pertes de couplage

Pour éliminer un dernier degré de liberté, le matériau cœur a été fixé et nous avons choisi d'utiliser l'alliage quaternaire  $\text{InGaAsP}_{1,18} \mu\text{m}$  ; d'une part, c'est un des alliage quaternaire  $\text{InGaAsP}$  les plus facile à croître épitaxialement sur  $\text{InP}$  et d'autre part, son indice de réfraction est plus faible que les autres alliages  $\text{InGaAsP}$  et donc un confinement optique moins important (une adaptation de mode facilitée).

#### IV.2.1.2. Optimisation des guides

Avant toute optimisation à proprement parlées, nous avons cherché le paramètre le plus influent sur l'adaptation de mode ; pour cela, nous sommes partis de la géométrie classique (cf. Figure IV.2.) et nous avons fait varier chaque paramètre (cf. Figure IV.5.). Nous présentons ici les résultats obtenus (cf. Figure IV.6., Figure IV.7., Figure IV.8. et Figure IV.9.).

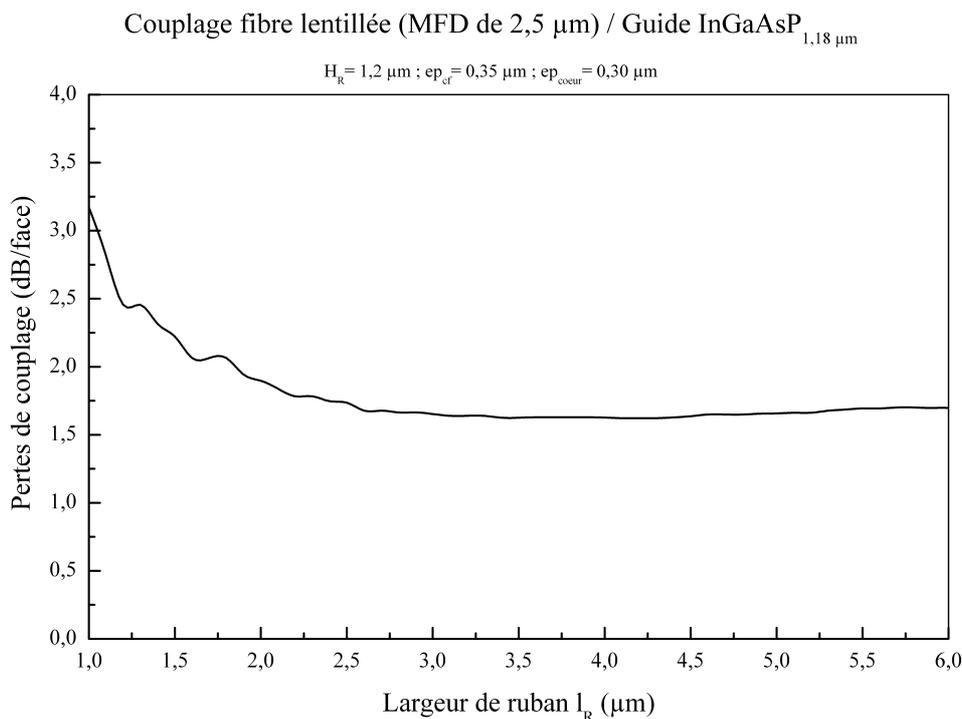


Figure IV.6. Influence de la largeur du ruban  $l_R$  sur le couplage

Couplage fibre lentillée (MFD de  $2,5 \mu\text{m}$ ) / Guide InGaAsP<sub>1,18 \mu\text{m}}</sub>

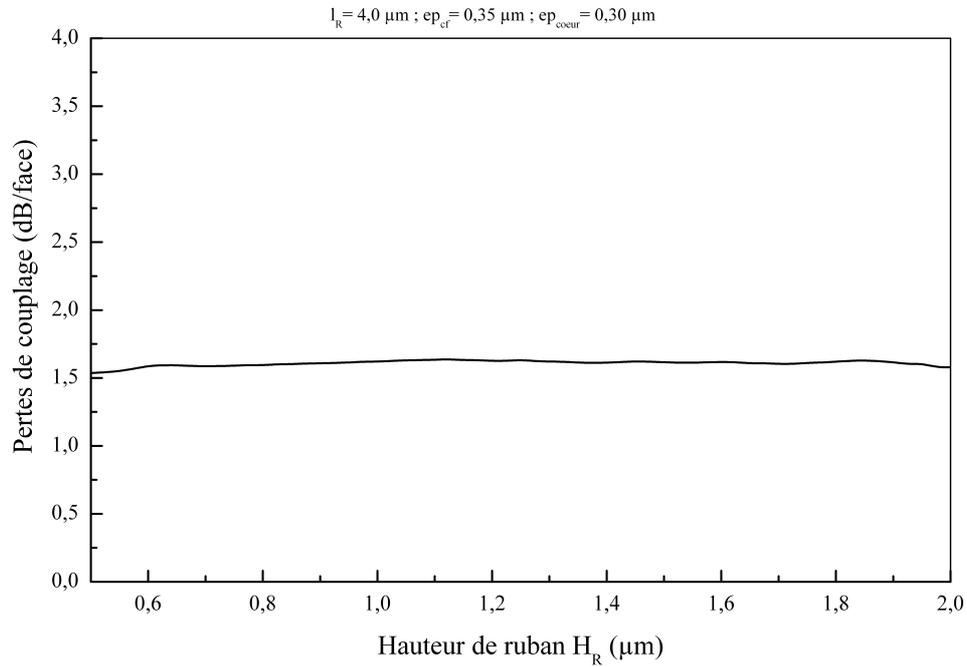


Figure IV.7. Influence de la hauteur de ruban  $H_R$  sur le couplage

Couplage fibre lentillée (MFD de  $2,5 \mu\text{m}$ ) / Guide InGaAsP<sub>1,18 \mu\text{m}}</sub>

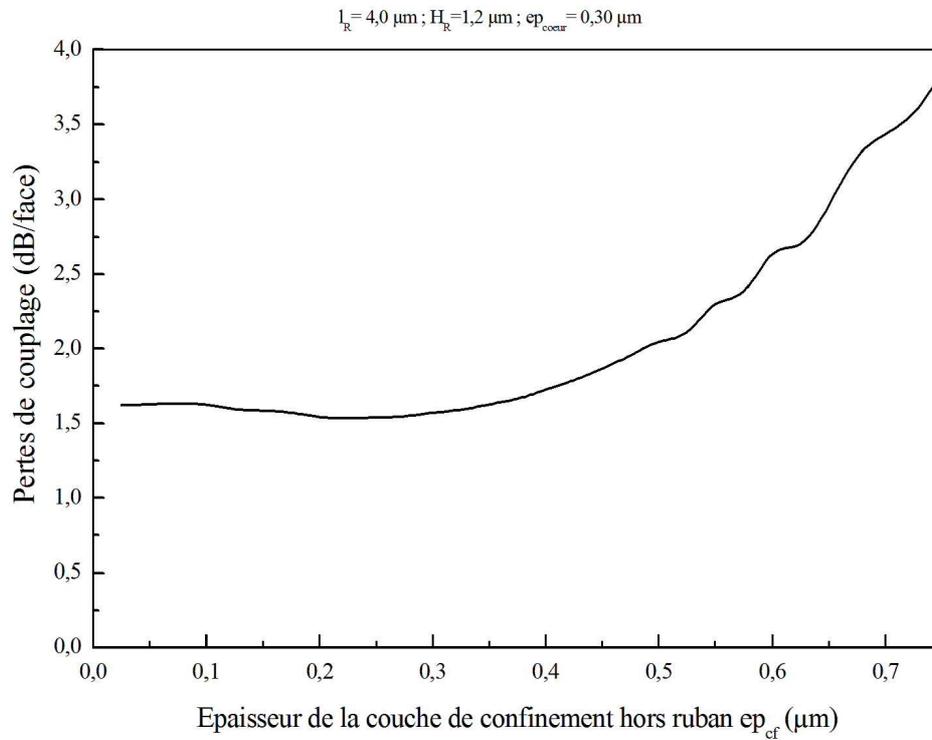
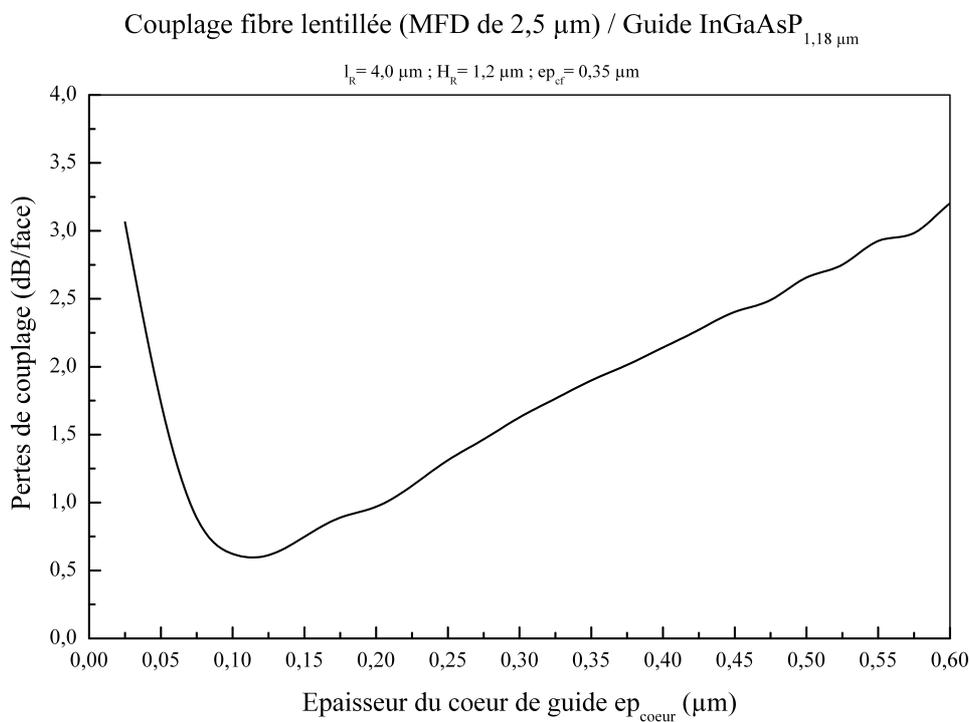


Figure IV.8. Influence de l'épaisseur de la couche de confinement hors ruban  $ep_{cf}$  sur le couplage

Les différents résultats que nous avons obtenus, montrent que la géométrie du ruban ( $H_R$  et  $l_R$ ) (cf. Figure IV.6. et Figure IV.7.) n'ont que peu d'influence sur le couplage. En effet, quelles que soient leurs valeurs, les pertes de couplage restent stables aux environs de 2,5 dB/face sans traitement anti-réfléchissant. Concernant l'épaisseur de la couche de confinement hors ruban  $ep_{cf}$  (cf. Figure IV.8.), il existe un optimum entre 0,30 et 0,35  $\mu\text{m}$ , après cet optimum, les pertes de couplage augmentent ; néanmoins, cette épaisseur n'est pas déterminante et ne permet pas de diminuer drastiquement les pertes de couplage.

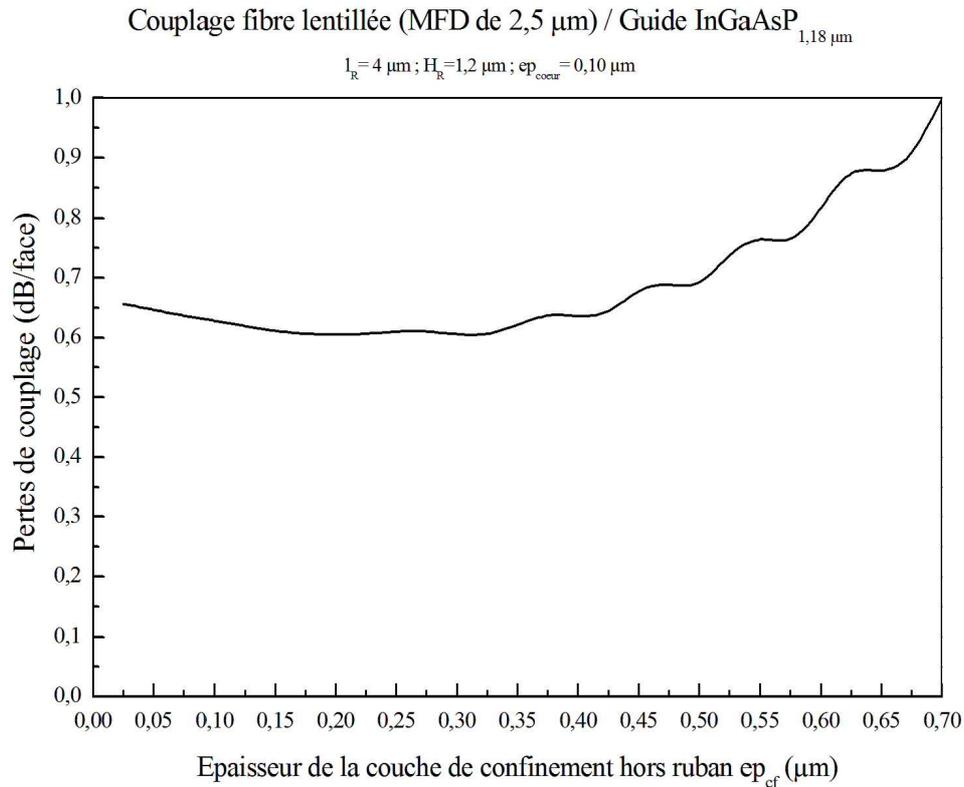
D'après la Figure IV.6., la Figure IV.7. et la Figure IV.8., les influences des parties non-actives sont très limitées ; il nous reste un dernier paramètre : l'épaisseur de la partie active (cœur guidant).



**Figure IV.9. Influence de l'épaisseur de cœur  $ep_{\text{cœur}}$  sur le couplage**

Comme le montre la Figure IV.9., l'épaisseur de la couche de cœur est primordiale, elle permet d'améliorer grandement le couplage ; ainsi si l'épaisseur du cœur  $ep_{\text{cœur}}$  diminue, les pertes de couplage sont amoindries et elles sont de l'ordre de 0,6 dB/face pour un cœur de 0,10  $\mu\text{m}$ . Néanmoins, si l'épaisseur de cœur devient trop faible, nous pensons que la variation d'indice effectif ne sera plus suffisante pour pouvoir concevoir des commutateurs avec des diaphoties conformes aux spécifications ( $<-40$  dB). En effet, ces guides à faibles pertes de couplage ont pour objectif d'être utilisés pour la fabrication de composants actifs.

Nous avons donc fixé l'épaisseur du cœur à 1 000 Å et effectué des optimisations des autres paramètres ( $H_R$ ,  $l_R$  et  $ep_{cf}$ ).

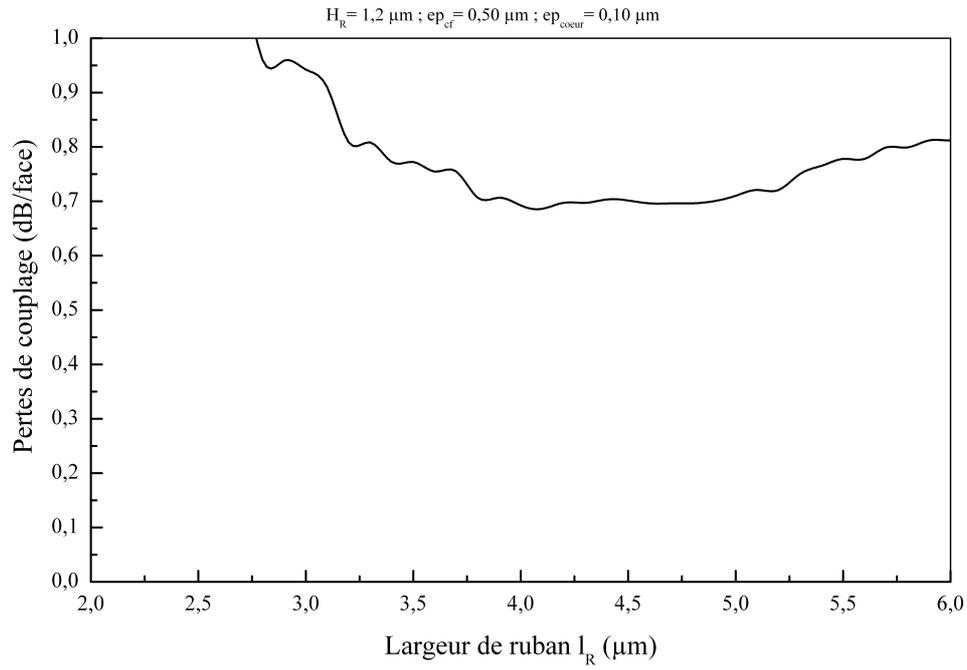


**Figure IV.10. Optimisation de la couche de confinement hors ruban  $ep_{cf}$**

D'après la Figure IV.10., avec un cœur de 0,1  $\mu\text{m}$ , l'épaisseur de la couche de confinement ne doit pas excéder une trop grande épaisseur au risque de voir les pertes de couplage se dégrader. Néanmoins, une épaisseur suffisante permet d'éloigner le mode optique du fond de gravure et ainsi diminuer les pertes de propagation. Nous avons estimé qu'un bon compromis est de choisir une épaisseur de couche de confinement hors ruban de 0,50  $\mu\text{m}$ .

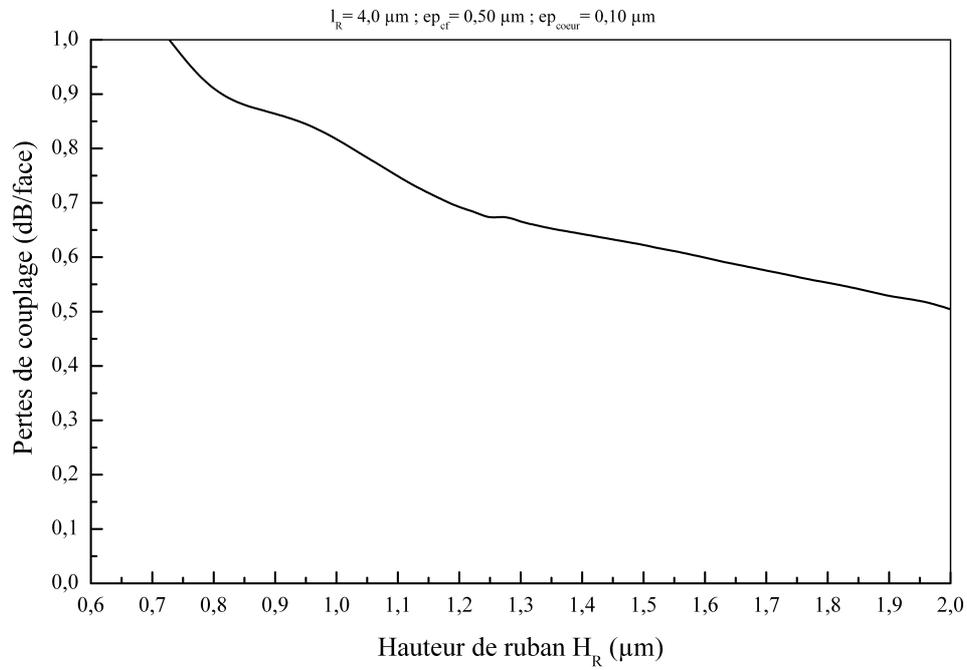
Nous avons continué l'optimisation en modifiant la géométrie de ruban du guide ( $H_R$  et  $l_R$ ) (cf. Figure IV.11. et Figure IV.12.).

Couplage fibre lentillée (MFD de 2,5  $\mu\text{m}$ ) / Guide InGaAsP<sub>1,18  $\mu\text{m}$</sub>



**Figure IV.11. Optimisation de la largeur de ruban  $l_R$**

Couplage fibre lentillée (MFD de 2,5  $\mu\text{m}$ ) / Guide InGaAsP<sub>1,18  $\mu\text{m}$</sub>

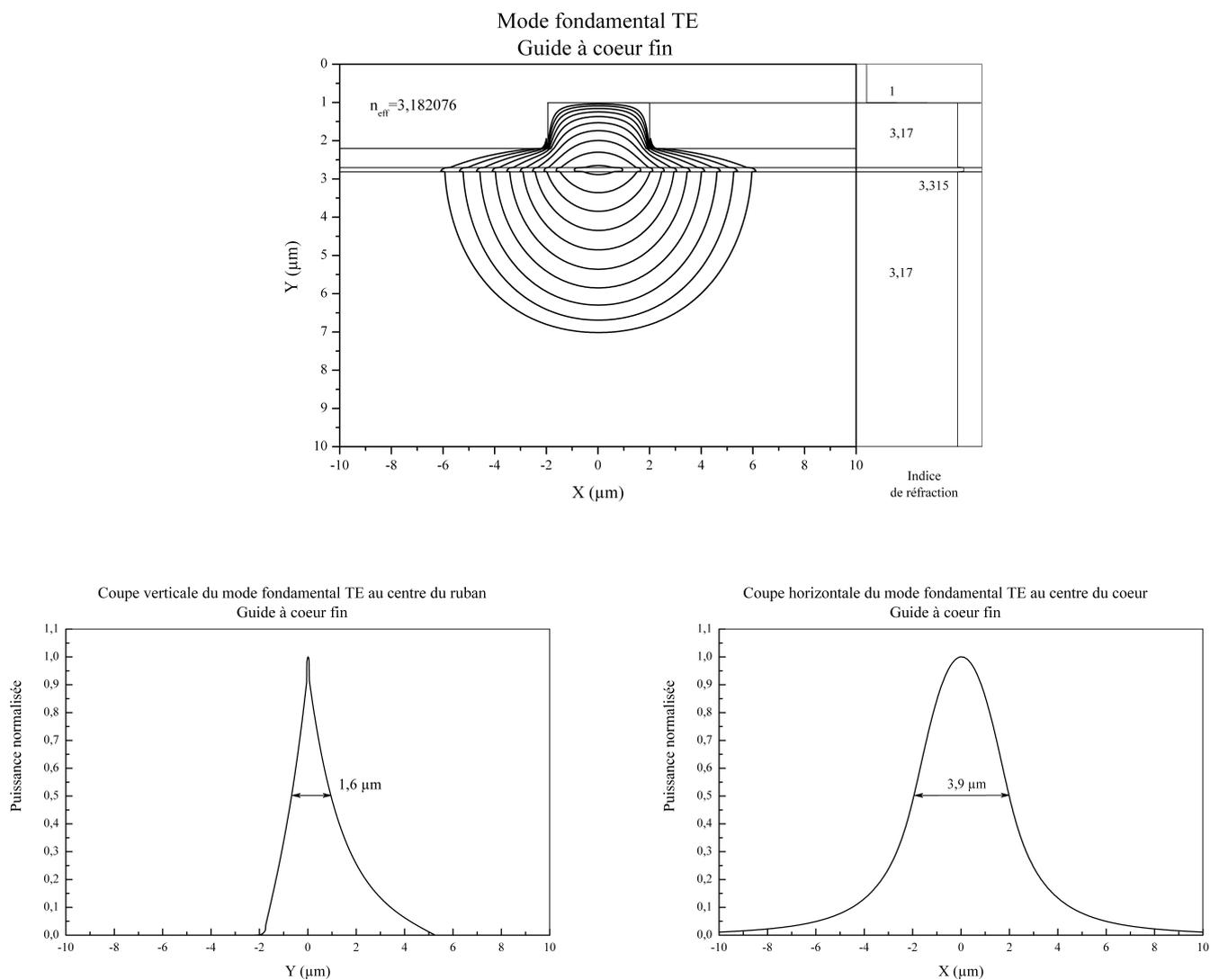


**Figure IV.12. Optimisation de la hauteur de ruban  $H_R$**

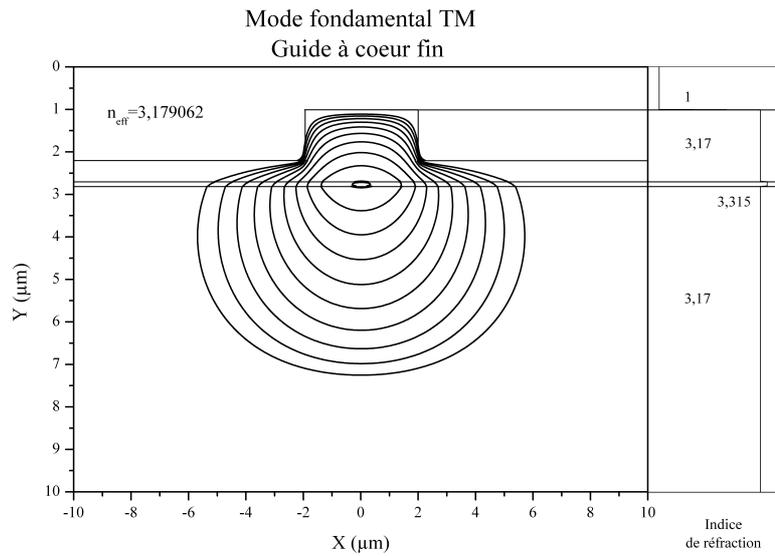
La largeur du ruban intervient dans la diminution des pertes de couplage et la valeur optimale se trouve autour de  $4 \mu\text{m}$  ; nous avons donc choisi cette largeur de  $4 \mu\text{m}$  et d'autre part, au-delà, les guides passifs risquent d'être multimodes. Concernant la hauteur de ruban, une hauteur de  $1,2 \mu\text{m}$  est retenue. La géométrie de ruban n'influe que très peu sur les pertes de couplage et nous avons décidé de fixer les paramètres comme suit :

- hauteur de ruban :  $1,2 \mu\text{m}$
- largeur de ruban :  $4 \mu\text{m}$
- épaisseur de la couche de confinement hors ruban :  $0,50 \mu\text{m}$
- épaisseur du cœur :  $0,10 \mu\text{m}$

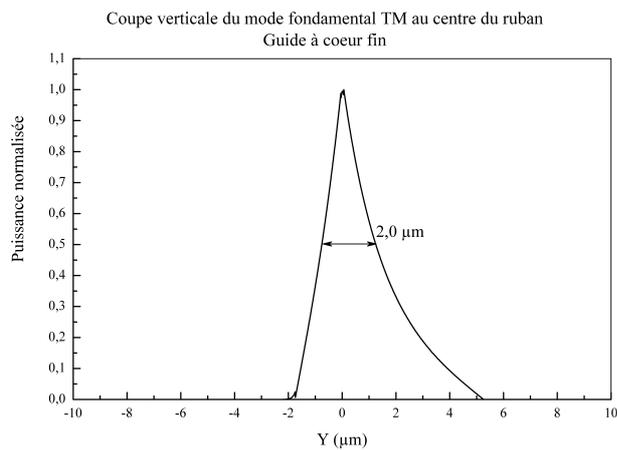
Nous avons vérifié si cette géométrie de guide est monomode à l'aide du logiciel d'analyse modale et nous présentons les modes fondamentaux pour les polarisations TE et TM (cf. Figure IV.13. et Figure IV.14.).



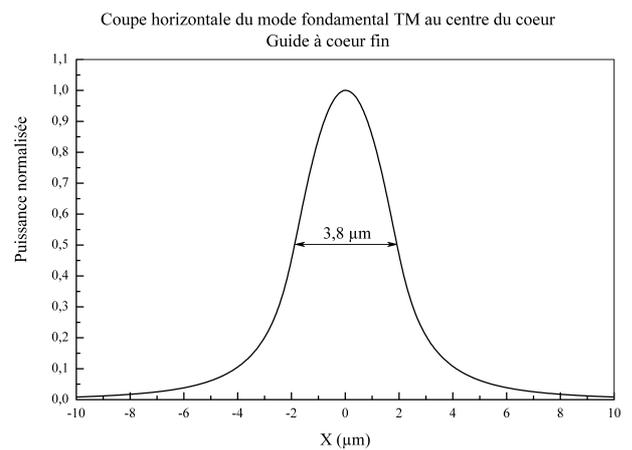
**Figure IV.13. Caractéristiques modales d'un guide à cœur fin a) Mode fondamental TE  
b) Coupe verticale du mode TE et c) Coupe horizontale du mode TE**



a)



b)



c)

**Figure IV.14. Caractéristique modale d'un guide à cœur fin a) Mode fondamental TM  
b) Coupe verticale du mode TM et c) Coupe horizontale du mode TM**

D'après les figures précédentes (Figure IV.13. et Figure IV.14.), les modes fondamentaux se propageant dans le guide à cœur fin tel que nous l'avons défini sont beaucoup plus symétriques que ceux se propageant dans un guide classique. En effet, les rapports des largeurs à mi-hauteur sont respectivement de 2,4 pour la polarisation TE et 1,9 pour la polarisation TM contre 5 et 4 pour un guide classique. Ces modes étant beaucoup moins elliptiques que précédemment, le couplage avec une fibre lentillée de MFD de  $2,5 \mu\text{m}$  devrait en être facilité.

D'autre part, la différence entre les indices effectifs des polarisations TE et TM  $|n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}|$  est de l'ordre de  $3.10^{-3}$ , cet écart est à comparer à celui obtenu avec un guide classique  $8,2.10^{-3}$ ; une diminution de la différence des indices effectifs laisse à penser que la sensibilité à la polarisation optique sera moins importante.

Maintenant que nous avons défini une structure de guide permettant d'avoir théoriquement des pertes beaucoup plus faibles, la fabrication de dispositifs test peut commencer.

#### IV.2.2. Fabrication

Pour une caractérisation complète des nouvelles structures de guide, il faut des dispositifs passifs pour connaître les pertes de propagation et surtout les pertes de couplage mais aussi des composants actifs permettant de calculer la variation d'indice due à l'injection de porteurs dans la jonction PIN (guides droits métallisés et interféromètres de Mach-Zehnder). L'épitaxie doit donc être active, c'est-à-dire comporter des couches de surface  $P^+$ , comme lors de la fabrication de commutateurs (cf. Figure IV.15.).

La croissance épitaxiale est effectuée par jets moléculaires (MBE) au sein de l'équipe EPIPHY de l'IEMN. Les couches ont les caractéristiques suivantes :

- substrat InP (dopé  $N^+ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
- couche tampon InP non intentionnellement dopée (nid) :  $1 \mu\text{m}$
- couche active InGaAsP<sub>1,18  $\mu\text{m}$</sub>  (nid) :  $1\ 000 \text{ \AA}$
- couche InP (nid) :  $1,7 \mu\text{m}$
- couche InP (dopé  $P^+ 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) :  $500 \text{ \AA}$
- couche InGaAsP<sub>1,18  $\mu\text{m}$</sub>  (dopé  $P^+ 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) :  $1\ 500 \text{ \AA}$

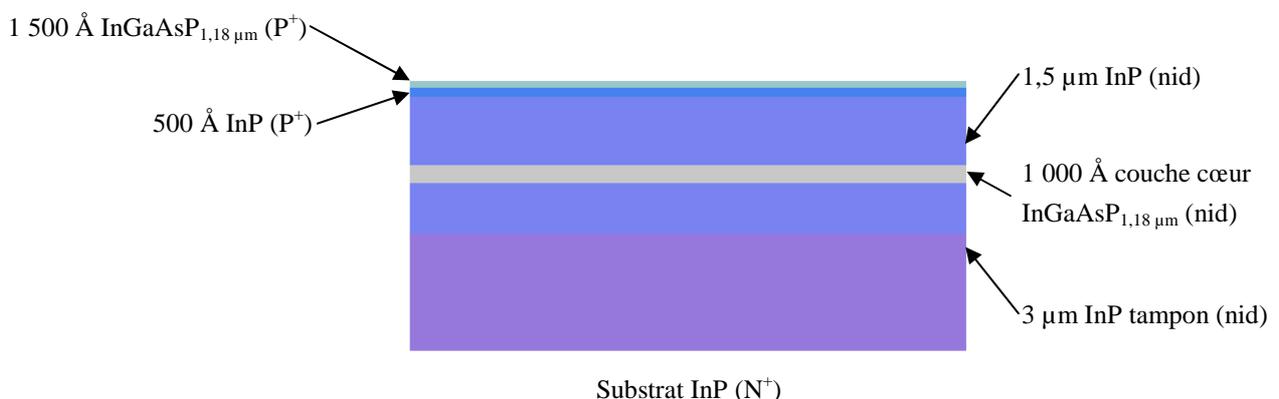


Figure IV.15. Schéma de l'épitaxie active

Les étapes technologiques de fabrication des différents dispositifs de test sont identiques à celles utilisées pour la fabrication des commutateurs à multipuits quantiques ; nous rappelons succinctement ces étapes :

- dépôt par évaporation sous vide des électrodes (Pt / Ti / Pt / Au / Ti - 100 Å / 300 Å / 100 Å / 2 000 Å / 500 Å),
- gravure InGaAsP<sub>1,18 μm</sub> et InP (couches P<sup>+</sup>) par RIE (2 000 Å),
- gravure InP (ruban) par RIE (1,2 μm)
- planarisation HSQ,
- dépôt des plots de report par pulvérisation cathodique (Ti / Au – 500 Å / 1 μm),
- amincissement du substrat à 120 μm,
- métallisation face arrière (Ti / Au - 200 Å / 1 μm),
- clivage.

Une fois ces étapes réalisées, les dispositifs ont été caractérisés en passif et sous polarisation directe.

### IV.2.3. Caractérisations

#### IV.2.3.1. Caractérisation en passif

Le principe de la caractérisation est le même que celui présenté pour les guides passif avec un cœur en multipuits quantique et nous ne reviendrons pas sur son explication (cf. III.2.1.).

Nous ne rappellerons que l'expression des pertes de propagation dans le cas d'un interféromètre de Pérot-Fabry (cf. Équation IV-1.).

$$P_{prop} = \frac{10}{L} \cdot \log \left( \frac{1}{R} \cdot \left( \frac{\sqrt{t} + 1}{\sqrt{t} - 1} \right) \right)$$

$P_{prop}$  : pertes de propagation

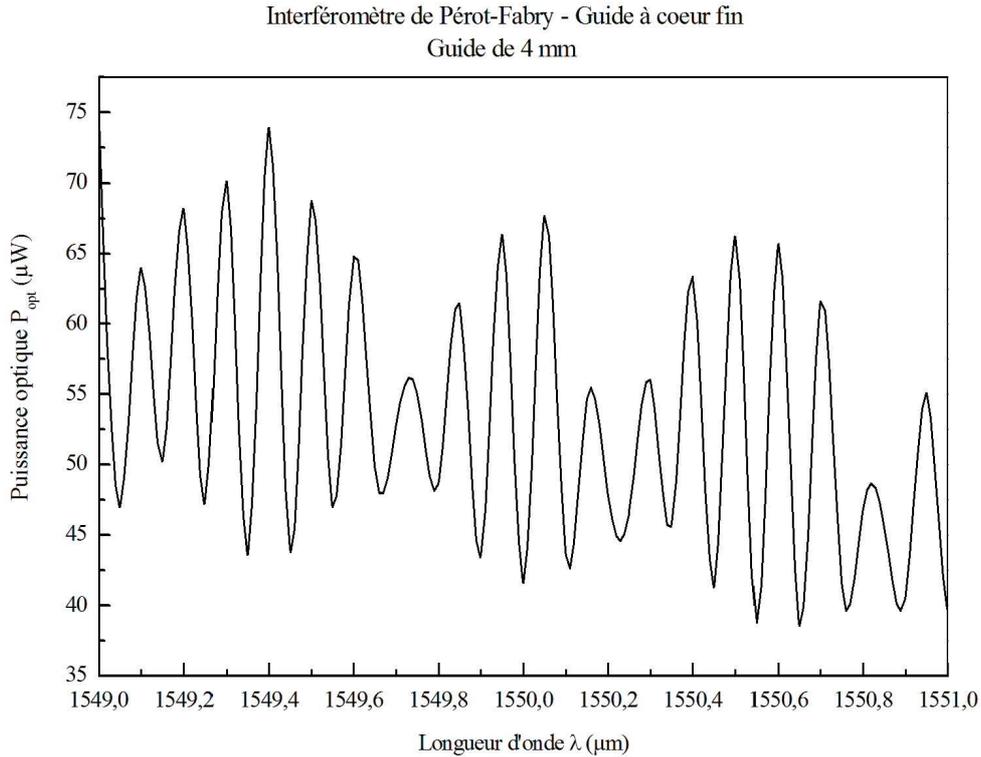
$L$  : longueur de la cavité

$R$  : coefficient de réflexion (~0,3)

$$t = \frac{P_{max}}{P_{min}}$$

**Équation IV-1.**

En fonction de la longueur d'onde, une variation de la puissance optique est observée et le rapport  $t$  entre les puissances minimums et maximums nous permettent de remonter aux pertes de propagation.



**Figure IV.16. Evolution de la puissance optique en fonction de la longueur d'onde – Guide à coeur fin (L=4 mm)**

A l'aide de la Figure III.29., nous déduisons les pertes de propagation et les pertes d'insertion :

Puissance injectée (μW)	Puissance de sortie (μW)	Pertes totales (dB)	Pertes de propagation (dB.cm <sup>-1</sup> )	Pertes de couplage sans AR-coating (dB/face)
<b>800</b>	<b>71</b>	<b>10,5</b>	<b>12,1</b>	<b>2,9</b>

**Tableau IV-1 : Récapitulatifs des résultats**

A l'aide de l'interféromètre de Pérot-Fabry, les pertes de propagation ont pu être calculées et elles sont de 12,1 dB.cm<sup>-1</sup> ; ces pertes de propagation fortes sont dues à des problèmes lors de la gravure des guides ruban qui ont amené une forte rugosité sur les flancs et par conséquent des pertes importantes.

A partir des pertes totales et les pertes de propagation, nous avons pu déduire les pertes de couplage par face qui sont de 2,9 dB/face. D'autre part, il est à noter qu'aucun traitement anti-réfléchissant n'a été effectué. Le coefficient de réflexion à l'interface air / semi-conducteur est estimé à environ 0,3 et donc un coefficient de transmission de 0,7, ce qui amène des pertes totales dues à la réflexion de l'ordre de 50 % (-3 dB) et par conséquent, dans les pertes de couplage précédentes, 1,5 dB/face sont imputables à la réflexion ; il vient donc des pertes de couplage effectives de 1,4 dB/face.

Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus avec un guide classique [ZEG 09] ; dans un tel guide les meilleurs résultats obtenus sont des pertes d'insertion de l'ordre de 6.1 dB/face et ce avec une fibre à adaptateur de mode permettant d'obtenir un mode de sortie elliptique. Les résultats que nous avons obtenus l'ont été avec une fibre lentillée dont le mode est symétrique et donc un alignement simplifié par rapport à celui avec une fibre elliptique (sensibilité moindre à la rotation dans l'axe de la fibre).

Nous avons vu les gains apportés par l'utilisation de guides à cœur fin en termes de couplage, il faut maintenant vérifier leurs comportements sous polarisation directe et l'effet de l'injection de porteurs dans la structure.

#### IV.2.3.2. *Caractérisation en actif*

Pour connaître le comportement sous polarisation électrique, nous avons utilisé le même montage que pour l'étude des structures à multipuits quantiques. Nous avons suivi l'évolution de la puissance en sortie d'un guide droit métallisé (interféromètre de Pérot-Fabry) ou d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

Pour effectuer les caractérisations, nous avons utilisé deux guides droits métallisés dont les longueurs d'électrode  $L_{elect}$  respectives sont de 100  $\mu\text{m}$  et 1 000  $\mu\text{m}$ .

Sous polarisation, le guide droit se comporte comme un interféromètre de Pérot-Fabry dont les interférences ont pour déphasage :

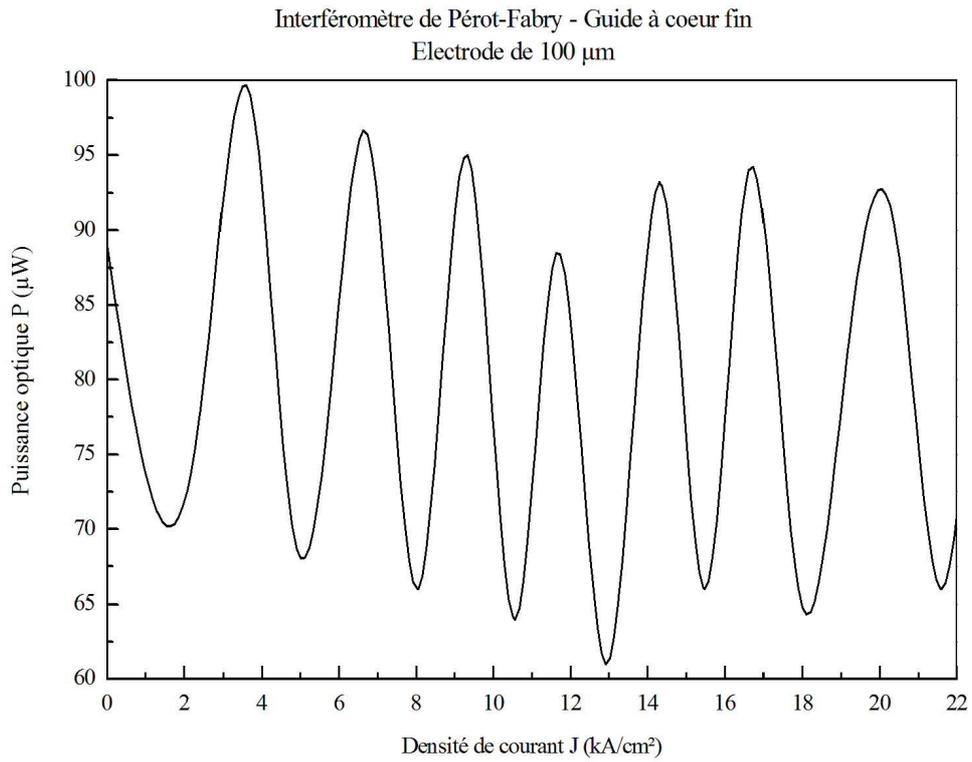
$$\Delta\varphi = \frac{2\pi 2L_{elect}}{\lambda} \Delta n_{eff}$$

**Équation IV-2.**

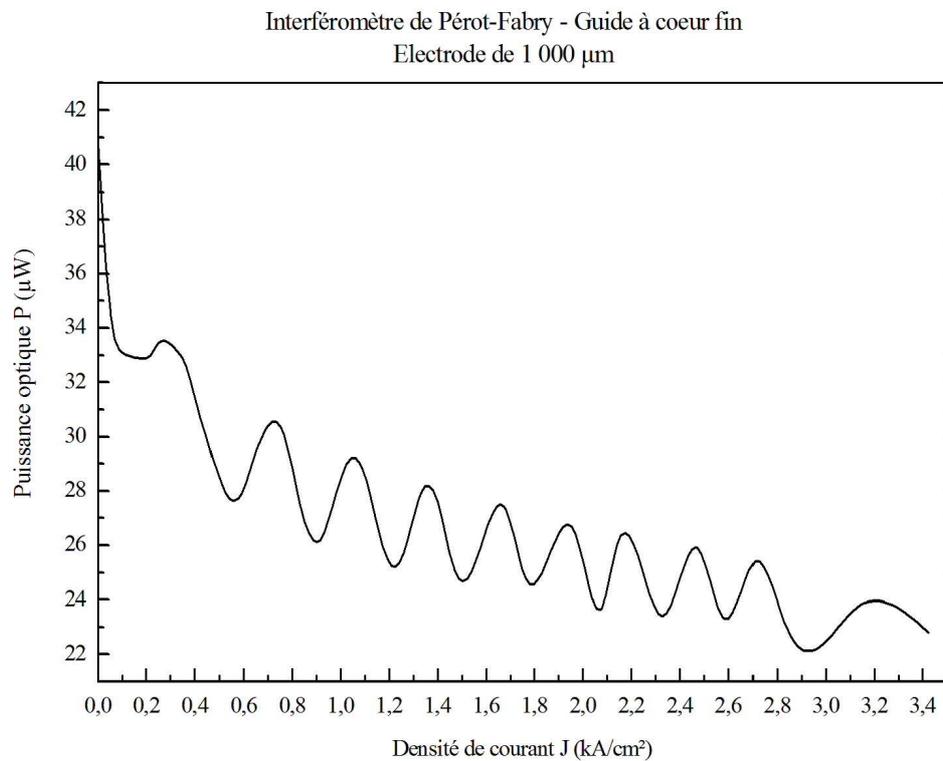
Entre deux extremums, le déphasage est de  $2\pi$  et la variation d'indice est donc de :

$$\Delta n_{eff} = \frac{\lambda}{2L_{elect}}$$

**Équation IV-3.**

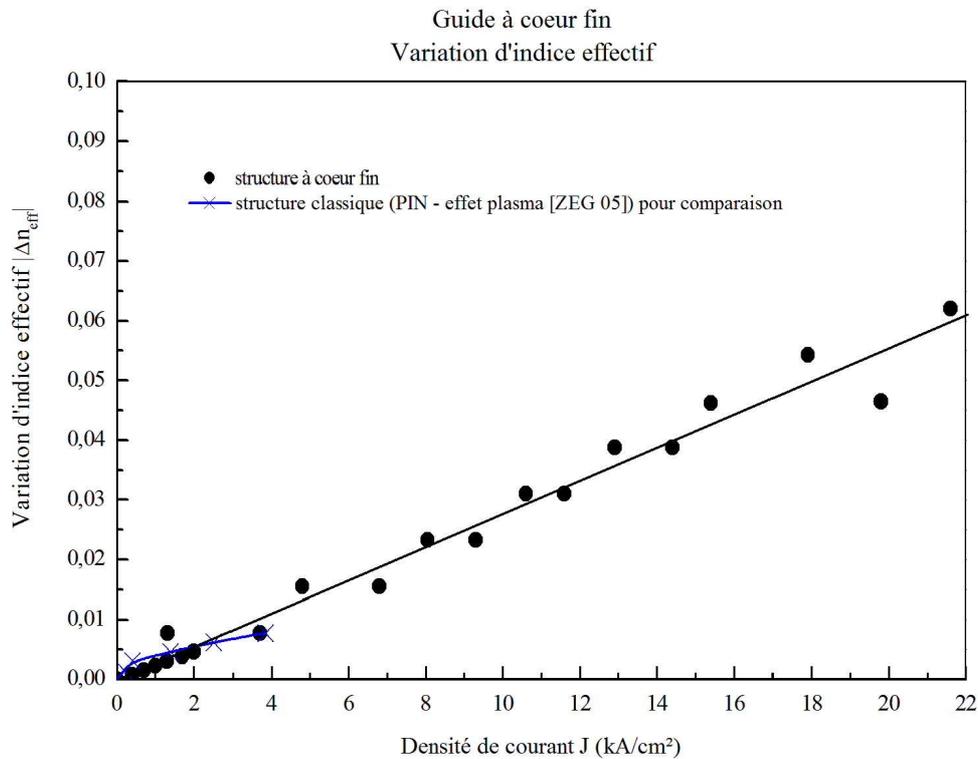


**Figure IV.17. Caractérisation de l'interféromètre de Pérot-Fabry sous polarisation – Electrode de 100  $\mu\text{m}$**



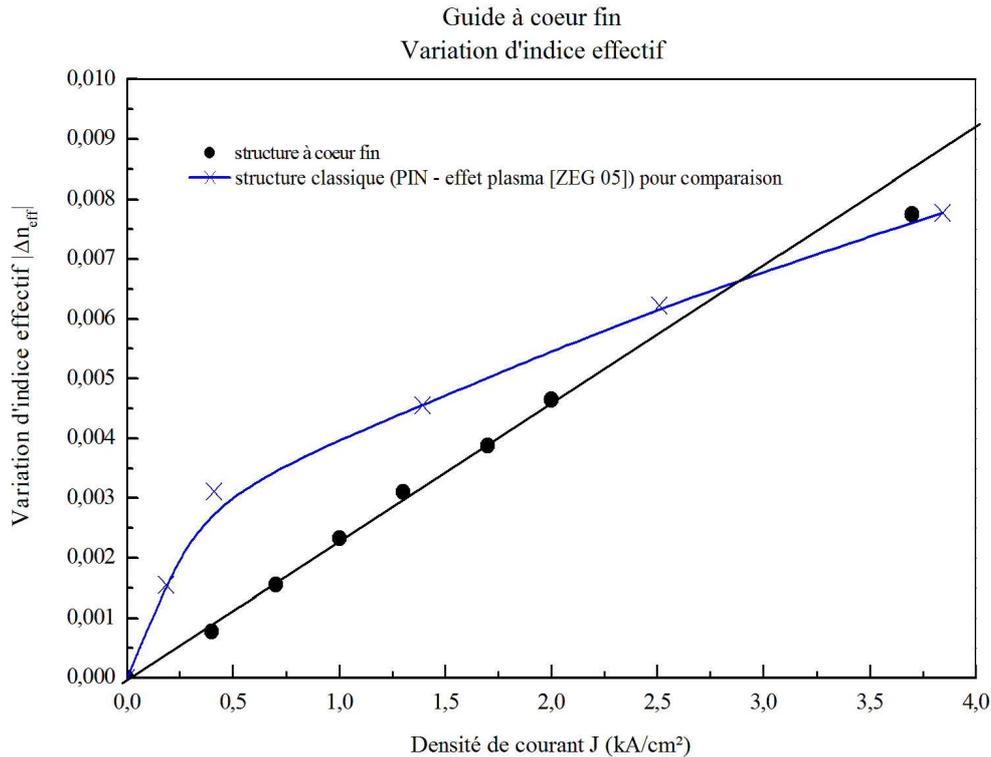
**Figure IV.18. Caractérisation de l'interféromètre de Pérot-Fabry sous polarisation – Electrode de 1 000  $\mu\text{m}$**

Grâce à la variation de puissance optique en fonction du courant injecté, nous avons pu remonter, à l'aide de l'Équation III-3.) à la variation d'indice en fonction de la densité de courant (cf. Figure III.30. et Figure IV.18.).



**Figure IV.19. Variation d'indice due à l'injection de courant dans la structure**

Sur la Figure IV.19. est représentée la variation d'indice effectif due à l'injection de porteurs d'une part dans une structure de guide classique avec un cœur en  $\text{InGaAsP}_{1,18 \mu\text{m}}$  (cf. Figure IV.2.) et de la structure optimisée à cœur fin. Pour les faibles densités de courant ( $<1 \text{ kA/cm}^2$ ) (cf. Figure IV.20), les variations obtenues dans les deux cas sont sensiblement comparables. Néanmoins, dans le cas du cœur fin, il n'y a pas de saturation comme nous pouvons le voir pour la structure classique ce qui nous permet d'atteindre la variation d'indice effectif beaucoup plus importante de l'ordre de  $6 \cdot 10^{-2}$ .



**Figure IV.20. Détail de la variation d'indice due à l'injection de porteurs dans la structure**

Néanmoins, il reste un doute sur la nature de la variation d'indice : il y a la possibilité qu'à forte densité de courant, la variation d'indice observée soit due à l'effet thermique. Pour vérifier la nature de la variation une étude en régime dynamique est nécessaire ; cette étude n'a pu être menée sur cet échantillon, mais une étude a été menée avec la nouvelle structure présentée au paragraphe suivant.

### IV.3. Guides tri-cœurs

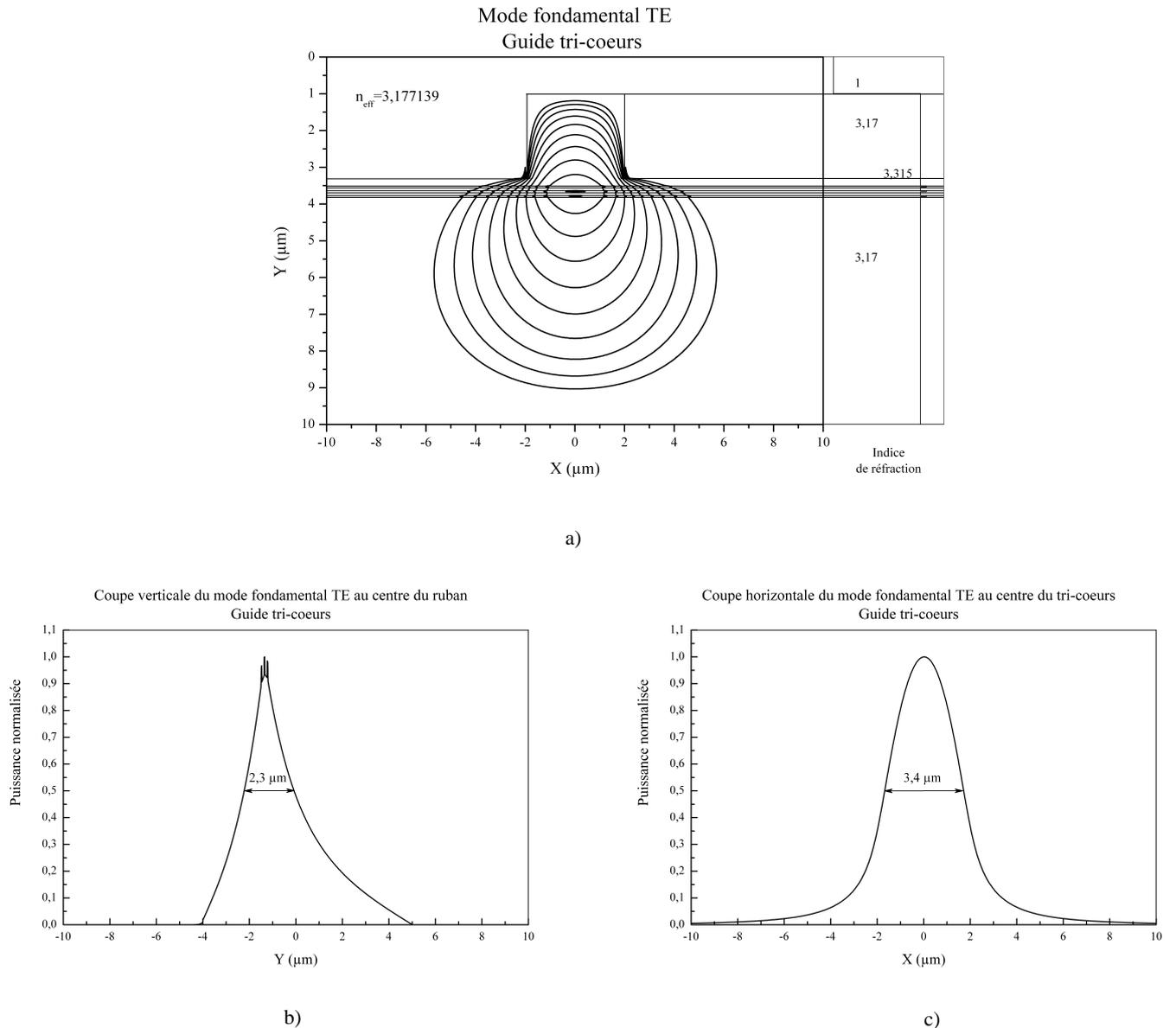
Les pertes de couplage obtenues avec les guides à cœur fin sont prometteuses mais ces structures ne permettent pas de tenir les objectifs que nous nous étions fixés (< 2 dB/face) ; nous avons donc décidé de chercher une structure de guide ayant des performances au niveau du couplage très supérieures et obtenir une structure de cœur donnant au guide un mode de propagation beaucoup plus symétrique et pour cela, nous avons décidé de diviser le cœur unique de 1000 Å en trois cœurs de InGaAsP<sub>1,18</sub> μm d'épaisseur de 300 Å séparés par 1000 Å d'InP.

Cette structure a aussi l'avantage d'être à très fort confinement de porteurs et donc d'avoir potentiellement une forte variation d'indice  $\Delta n$ .

### IV.3.1. Conception en BPM3D

Nous n'avons pas effectué les études sur les paramètres pouvant influencer sur les pertes de couplage par gain de temps (cf. IV.2.1.2.).

L'éclatement en trois cœurs de 300 Å séparés par 1 000 Å d'InP permet un étalement plus important du mode dans le sens vertical et ainsi d'avoir un mode beaucoup plus symétrique et qui a priori s'adaptera mieux au mode de sortie de la fibre de MFD à 2,5 μm.



**Figure IV.21. Caractéristique modale d'un guide tri-cœurs a) Mode fondamental TE b) Coupe verticale du mode TE et c) Coupe horizontale du mode TE**

Nous avons décidé de changer totalement la géométrie du ruban et pour se faire, nous avons utilisé les optimisations précédentes (cf. Figure IV.10., Figure IV.11. et Figure IV.12.). D'après ces modélisations, il faut une hauteur de ruban plus importante pour avoir un meilleur



horizontal sont respectivement de 1,5 pour la polarisation TE et de 1,3 pour la TM. D'autre part, l'écart entre les indices effectifs  $|n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}|$  est encore plus faible que dans le cas d'un cœur fin unique, il est de  $1,9 \cdot 10^{-3}$  (cf. Tableau IV-2).

	Guide classique	Guide à cœur fin	Guide tri-cœurs
Largeur à mi-hauteur en vertical TE / TM ( $\mu\text{m}$ )	0,8 / 0,9	1,6 / 2	2,3 / 2,6
Largeur à mi-hauteur en horizontal TE / TM ( $\mu\text{m}$ )	4 / 3,6	3,9 / 3,8	3,4 / 3,4
Rapport des largeurs à mi-hauteur TE / TM	5,0 / 4,0	2,4 / 1,9	1,5 / 1,3
Indice effectif en TE $n_{eff}^{TE}$	3,237004	3,182076	3,177139
Indice effectif en TM $n_{eff}^{TM}$	3,228813	3,179062	3,175228
$ n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} $	$8,1 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$

Tableau IV-2. Récapitulatif des caractéristiques modales pour les différents types de guide

### IV.3.2. Fabrication

Les caractéristiques des couches épitaxiées sur substrat InP sont les suivantes dans le sens de croissance :

- substrat InP (dopé  $N^+ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
- couche tampon InP non intentionnellement dopée (nid) :  $1 \mu\text{m}$
- structure tri-cœurs :  $3x \text{InGaAsP}_{1,18 \mu\text{m}} \text{ (nid)} / 300 \text{ \AA} + 2x \text{InP (nid)} / 1\ 000 \text{ \AA}$
- couche InP (nid) :  $2,5 \mu\text{m}$
- couche InP (dopé  $P^+ 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) :  $500 \text{ \AA}$
- couche  $\text{InGaAsP}_{1,18 \mu\text{m}}$  (dopé  $P^+ 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) :  $1\ 500 \text{ \AA}$

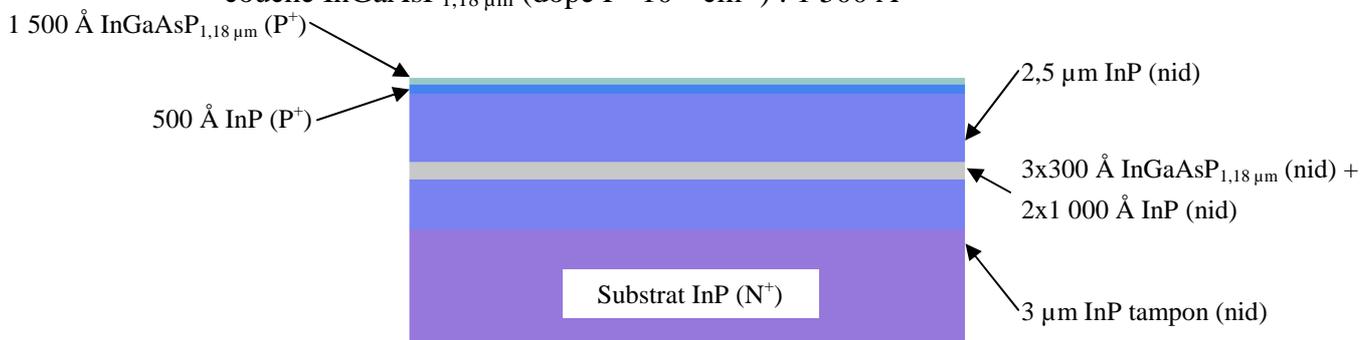


Figure IV.23. Schéma de l'épitaxie active de la structure tri-cœurs

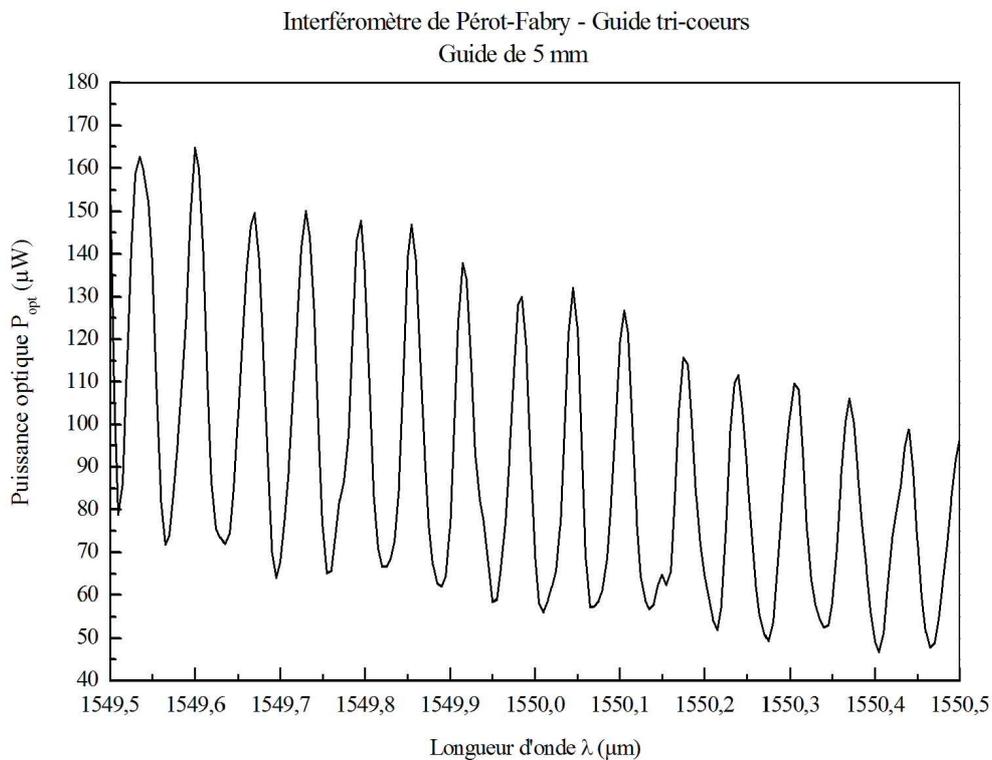
Les étapes nécessaires à la fabrication des dispositifs de test sont exactement les mêmes que dans le cas des guides à cœur fin, hormis la hauteur de gravure des rubans diffère est de

2,3  $\mu\text{m}$  contre 1,2  $\mu\text{m}$  dans le cas des guides à cœur fin(il y aura donc aussi un changement lors de l'étape de planarisation).

### IV.3.3. Caractérisation

#### IV.3.3.1. Caractérisation en passif

Nous avons suivi la même procédure que précédemment et fabriqué un interféromètre de Pérot-Fabry à l'aide d'un guide droit non-métallisé de 5 mm de long. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure ci-dessous (Figure IV.24.).



**Figure IV.24. Evolution de la puissance optique en fonction de la longueur d'onde – Guide tri-cœurs (L=5 mm)**

A l'aide de l'Équation IV-1., nous avons déterminé les pertes de propagation et ainsi évalué les pertes de couplage sans AR-coating. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau IV-3.

Puissance injectée (µW)	Puissance de sortie (µW)	Pertes totales (dB)	Pertes de propagation (dB.cm <sup>-1</sup> )	Pertes de couplage sans AR-coating (dB/face)
<b>500</b>	<b>170</b>	<b>4,7</b>	<b>3,2</b>	<b>1,6</b>

**Tableau IV-3. Récapitulatifs des résultats**

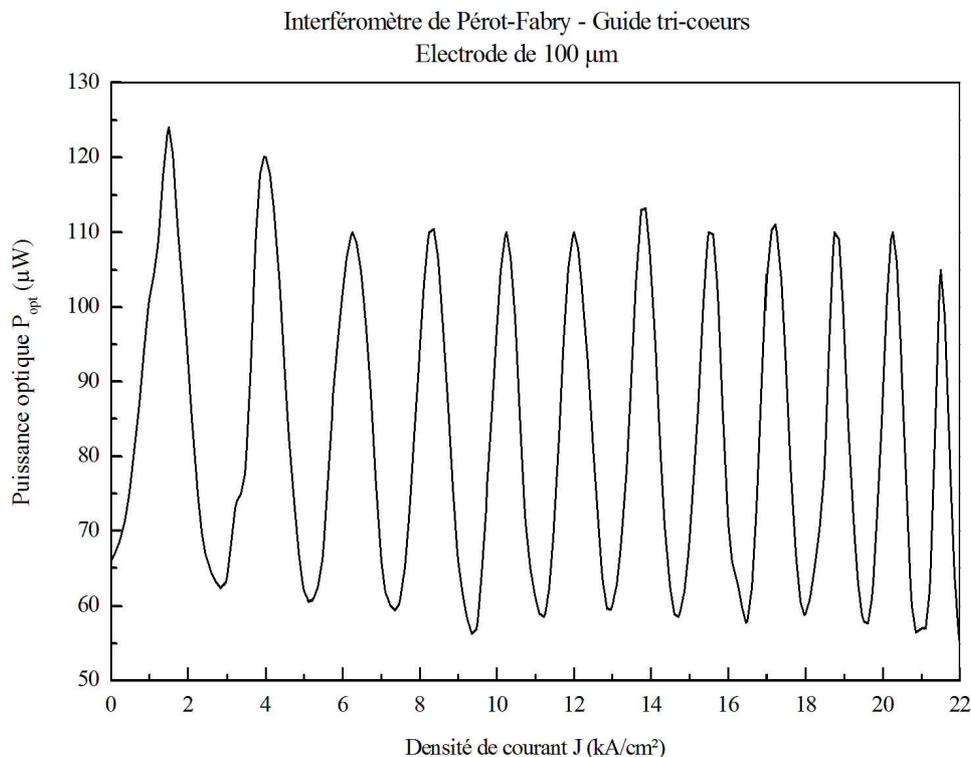
Les pertes de couplage sans AR-coating sont évaluées à 1,6 dB/face ; nous devons rappeler ici que pour un guide classique elles sont de 6,1 dB/face et de 2,9 dB/face pour un guide à cœur fin. Nous avons donc amélioré les pertes de couplage de 4,5 dB/face par rapport à une structure classique et de 1,3 dB/face par rapport à une structure à cœur fin.

D'autre part, aucun traitement anti-réfléchissant n'a été optimisé et nous pensons que les pertes dues à la réflexion sont de l'ordre de 1,5 dB/face et donc les pertes de couplage réelles seraient de 0,1 dB/face.

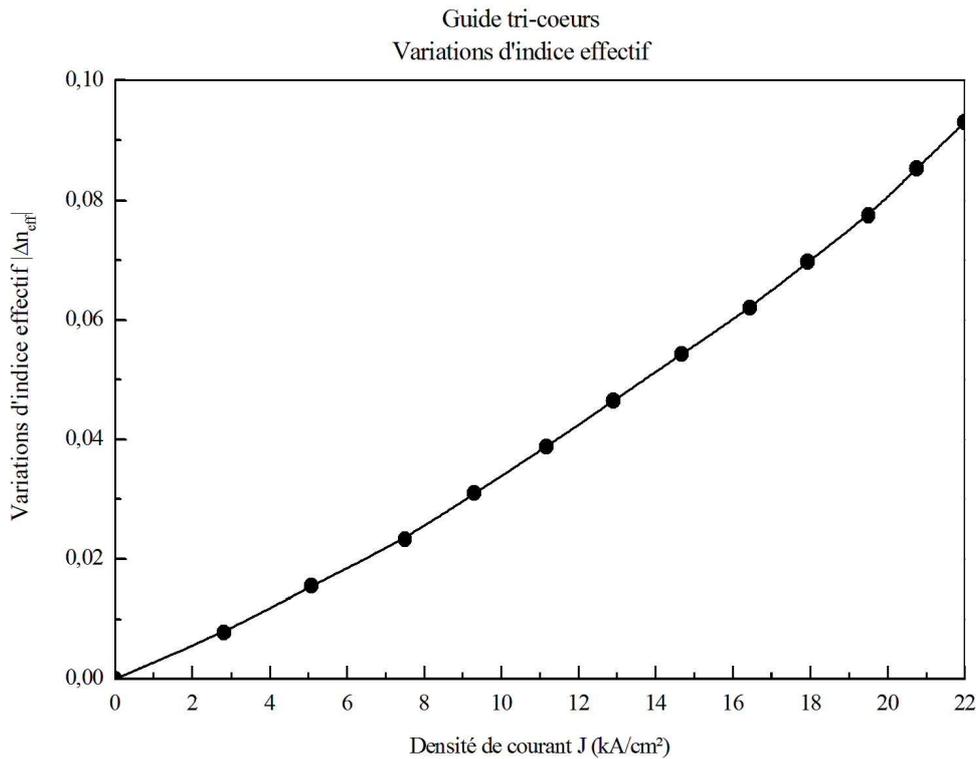
Comme nous le voyons, l'utilisation de nouvelle structure permet d'améliorer grandement les performances en termes de couplage à la fibre ; nous allons maintenant étudier ces structures tri-cœurs sous polarisation afin de connaître la variation d'indice induite par l'application d'un courant.

#### IV.3.3.2. Caractérisation en actif

Nous avons utilisé des guides droits métallisés afin de pouvoir injecter du courant dans la structure. Nous avons suivi l'évolution de la puissance optique en sortie en fonction du courant injecté et nous avons obtenu la variation suivante (cf. Figure IV.25.) et nous avons déterminé la variation d'indice à l'aide de l'Équation III-3.

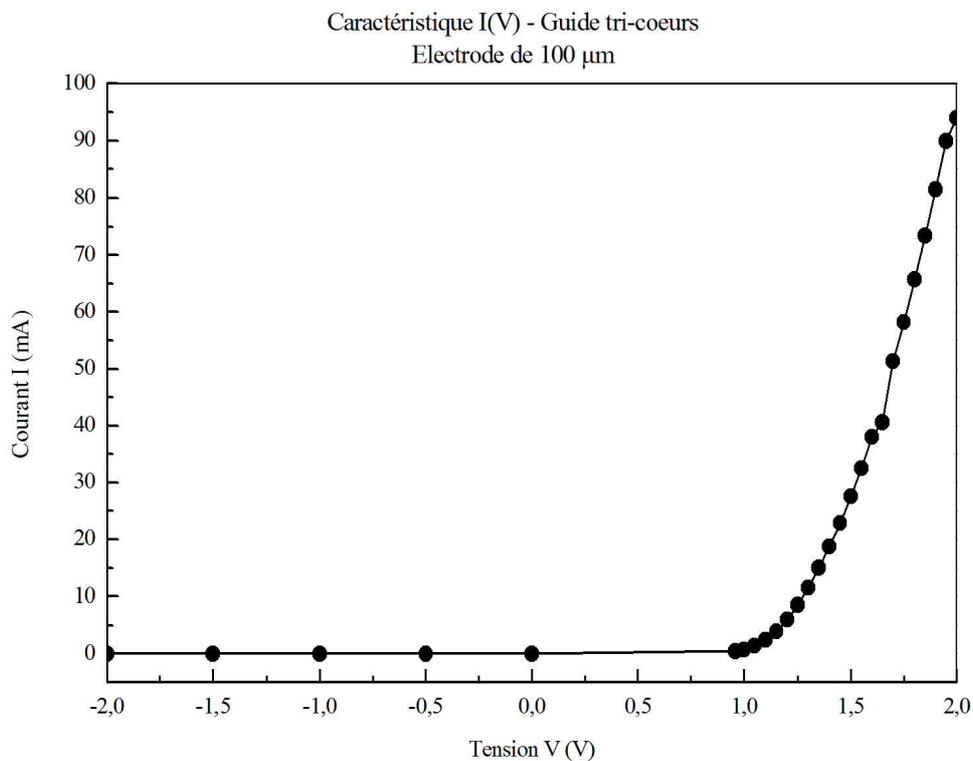


**Figure IV.25. Caractérisation de l'interféromètre de Pérot-Fabry sous polarisation – Electrode de 100  $\mu\text{m}$**

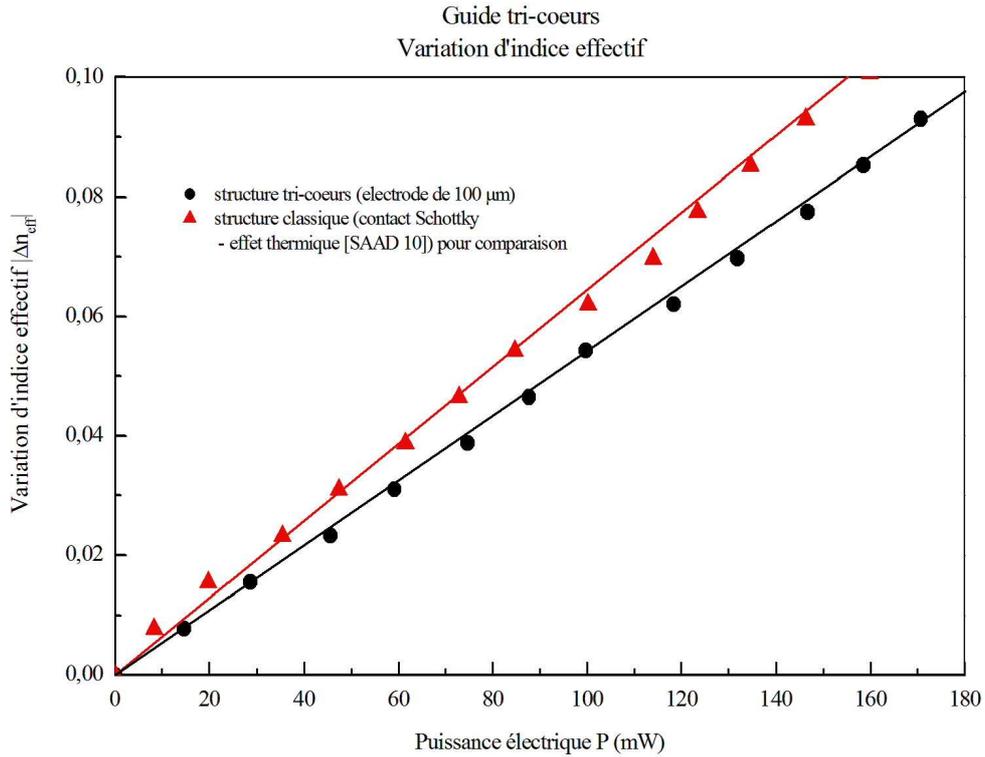


**Figure IV.26. Variation d'indice due à l'injection de courant dans la structure**

La variation d'indice n'est pas linéaire en fonction de la densité de courant injecté et elle serait, peut être, due à l'effet thermique.

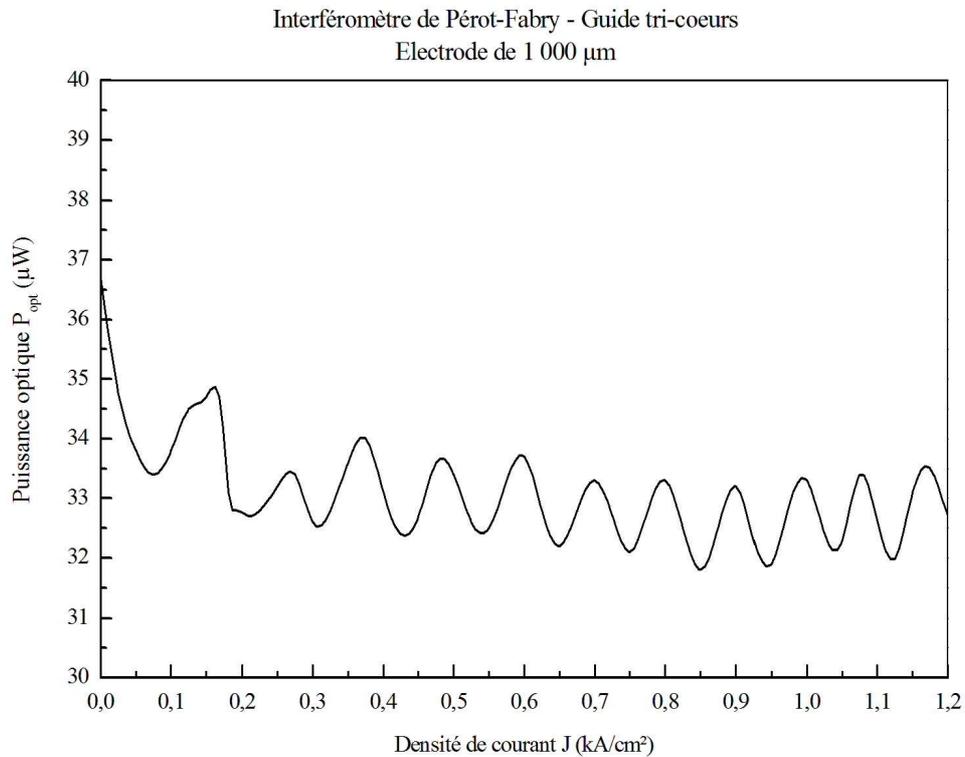


**Figure IV.27. Caractéristique I(V) de la diode**



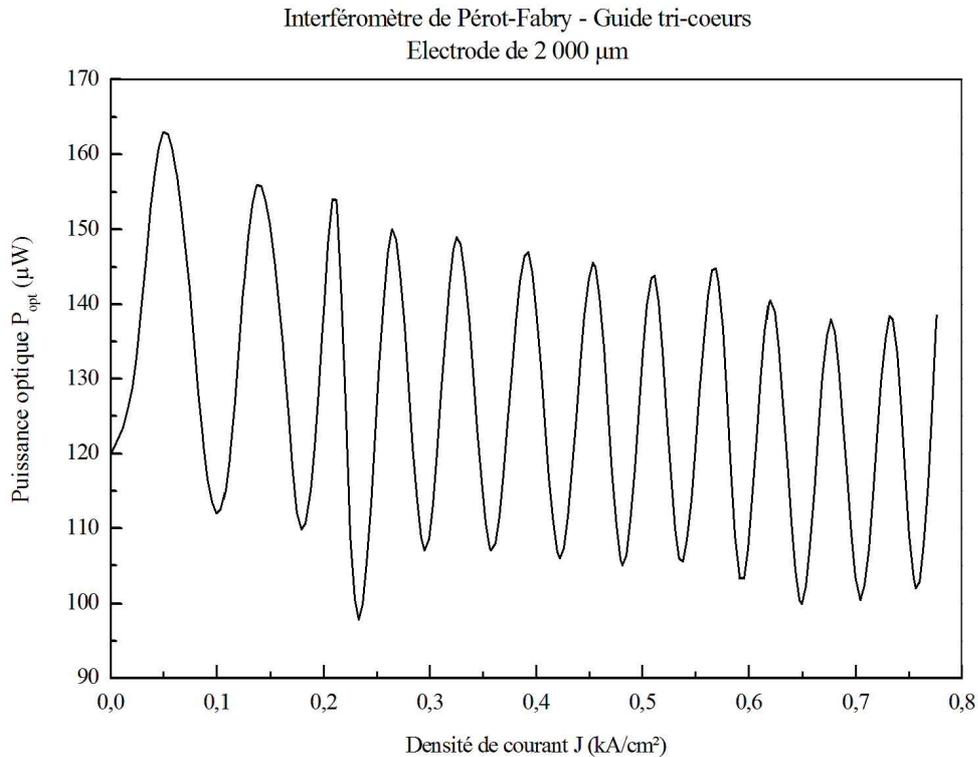
**Figure IV.28. Variation d'indice en fonction de la puissance électrique**

La variation d'indice est linéaire avec la puissance électrique et nous pensons qu'elle est donc due à l'effet thermique [SAA 10, SAAD 10].



**Figure IV.29. Caractérisation de l'interféromètre de Pérot-Fabry sous polarisation – Electrode de 1 000 μm**

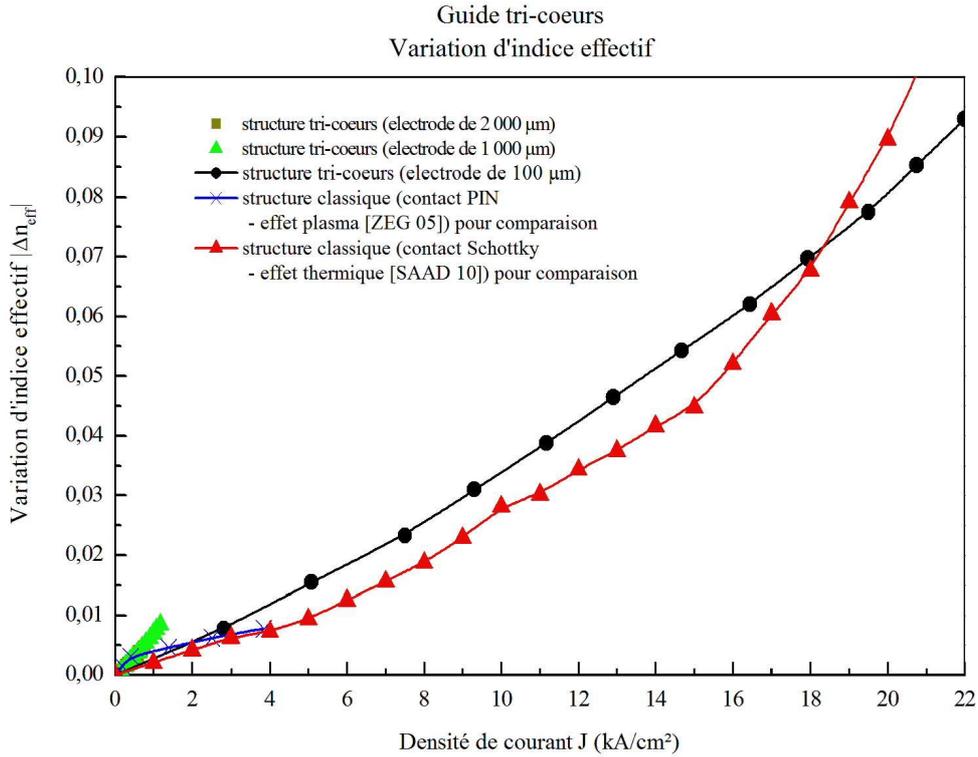
Les caractérisations précédentes ont été effectuées sur un guide droit métallisé dont la longueur d'électrode est de 100  $\mu\text{m}$ . Pour diminuer les effets thermiques, nous avons réalisé de nouvelles mesures sur des guides dont les longueurs d'électrodes sont beaucoup plus importantes (1000 et 2000  $\mu\text{m}$ ). Nous avons obtenu les caractéristiques montrées Figure IV.29. et Figure IV.30.



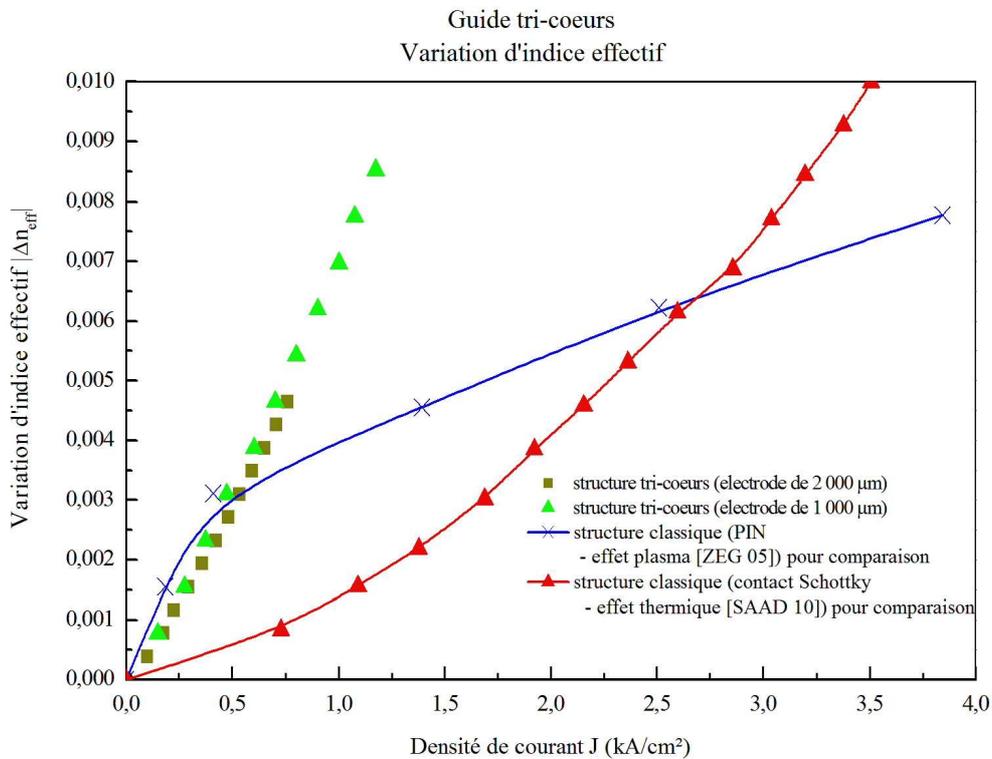
**Figure IV.30. Caractérisation de l'interféromètre de Pérot-Fabry sous polarisation – Electrode de 2 000  $\mu\text{m}$**

Dans le cas des longues électrodes, la densité de courant est diminuée d'un facteur de 10 et 20 et donc il y aura un échauffement beaucoup moins localisé que dans le cas d'une électrode de 100  $\mu\text{m}$ .

A l'aide de l'Équation III-3., nous avons déterminé la variation d'indice effectif pour les deux longueurs d'électrode que nous avons comparé à la variation obtenue respectivement pour des guides droits avec une électrode de 100  $\mu\text{m}$  et aussi celle obtenue avec une structure classique (cf. Figure IV.31. et Figure IV.32.)



**Figure IV.31. Variation d'indice due à l'injection de courant dans la structure**



**Figure IV.32. Variation d'indice due à l'injection de courant dans la structure**

La variation d'indice obtenue avec les guides tri-coeurs métallisés, dont les électrodes sont longues, est comparable à celle obtenue avec une structure classique (cœur massif de

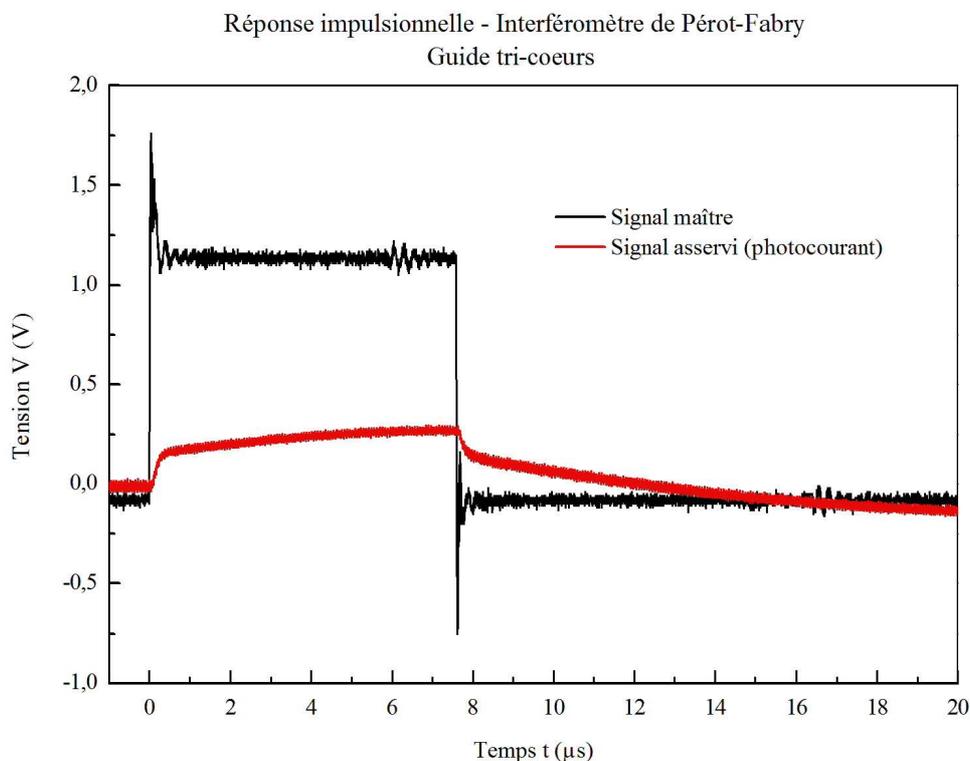
0,30  $\mu\text{m}$ ) pour les très faibles densité de courant et elle ne présente pas de non linéarité en fonction de la densité de courant aussi importante que celle obtenue avec une électrode de 100  $\mu\text{m}$ . Cette quasi-linéarité laisse à penser que la variation d'indice observée n'est pas due à l'effet thermique mais bien à l'effet plasma dans la structure, d'autant plus que les coefficients directeurs de la variation d'indice des guides tri-cœurs est sensiblement équivalent à celui à l'origine de la variation obtenue dans le cas d'une structure classique.

En outre, il n'y a pas de saturation de la variation d'indice avec l'injection de courant, l'effet thermique pour des composants à grandes surfaces d'électrode serait grandement diminué et ainsi il n'y aurait pas de compensation de la variation induite par l'injection de porteurs ( $\Delta n_{eff} < 0$ ) par celle induite par les effets thermiques ( $\Delta n_{eff} > 0$ ) [SAA 10, SAAD 10].

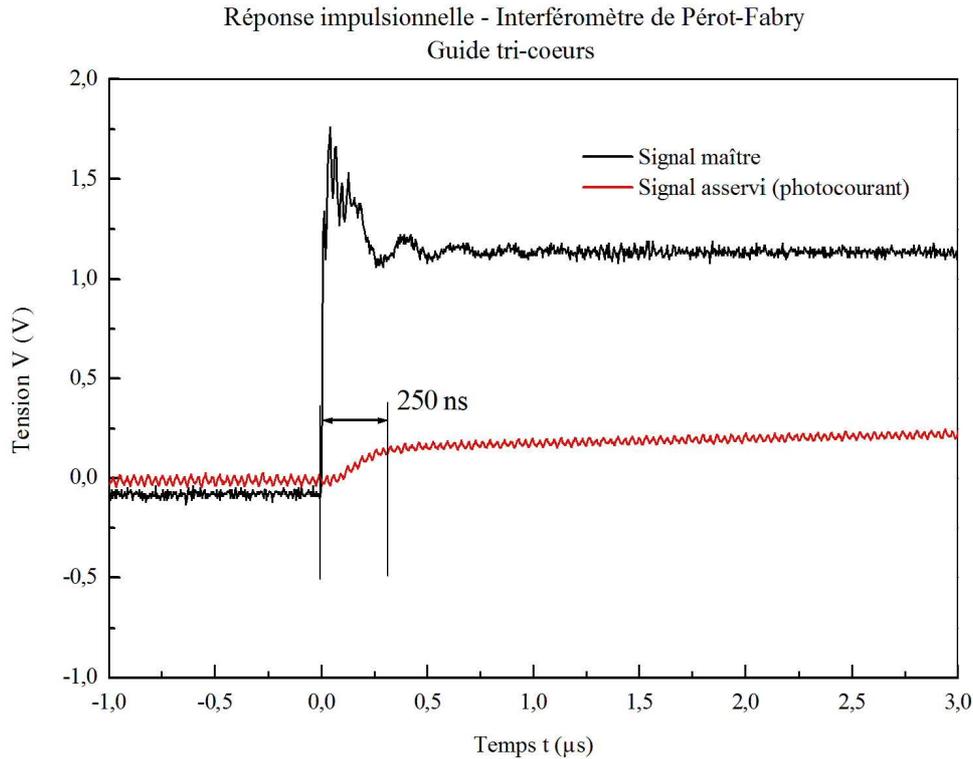
Pour confirmer que la variation d'indice observée est bien due à l'effet plasma, nous avons déterminé le temps de réponse du composant et donc faire sa mesure en régime dynamique.

Les premières caractérisations en régime dynamique ont été obtenues en appliquant sur la pointe de polarisation un signal à l'aide d'un générateur d'impulsion (Systron Donner 114A) et en suivant la réponse du composant avec une photodiode rapide (Fujitsu FID3ZILX) mesurant la puissance de sortie du dispositif.

Nous avons eu la réponse temporelle du composant dont l'électrode a une longueur de 2 000  $\mu\text{m}$ .



**Figure IV.33. Réponse impulsionnelle de l'interféromètre de Pérot-Fabry (électrode de 2 000  $\mu\text{m}$ )**



**Figure IV.34. Réponse impulsionnelle (détail) de l'interféromètre de Pérot-Fabry (électrode de 2 000  $\mu\text{m}$ )**

La réponse impulsionnelle fait intervenir deux phénomènes distincts, l'un rapide et l'autre beaucoup plus long (cf. Figure IV.33.). Le premier phénomène aurait un temps de réponse de 250 ns (cf. Figure IV.34.) et correspondrait à la variation d'indice due à l'injection de porteurs (effet plasma). L'autre phénomène d'un temps de réponse de quelques microsecondes serait dû à l'effet thermique. Nous avons donc l'imbrication deux phénomènes dans notre structure tri-cœurs. D'autre part, le temps de réponse de l'effet plasma long (250 ns) est vraisemblablement dû à l'artefact du début de l'impulsion; il est donc nécessaire de réaliser une autre expérimentation afin de corroborer ce résultat, qui pourrait être dans le domaine fréquentiel en déterminant la fréquence de coupure du dispositif.

#### **IV.4. Conclusion du chapitre**

Dans ce chapitre, nous avons mis au point deux structures à très faibles pertes de couplage (structure à cœur fin et structure tri-cœurs) et nous les avons fabriquées en salle blanche. L'enjeu était de trouver des modes fondamentaux beaucoup plus symétriques qu'auparavant. Ces optimisations de structures ont été menées par modélisation en BPM-3D et en analyse modale. Nous rassemblons les principaux résultats dans le tableau suivant :

	Pertes de propagation mesurées (dB.cm <sup>-1</sup> )	Pertes de couplage sans AR coating (dB/face)	Pertes de couplage estimées avec AR-coating (dB/face)	Densité de courant pour une variation d'indice $ \Delta n $ de $5.10^{-3}$ (kA.cm <sup>-2</sup> )
Guide classique	<b>3</b>	<b>6,1</b>	<b>4,6</b>	<b>3,75</b>
Guide à cœur fin	<b>12,1</b>	<b>2,9</b>	<b>1,4</b>	<b>2,0</b>
Guide tri-cœurs	<b>3,2</b>	<b>1,6</b>	<b>0,1</b>	<b>0,8</b>

**Figure IV.35. Récapitulatif des performances expérimentales**

Nous avons amélioré les pertes d'insertion de 4,5 dB/face entre le guide tri-cœurs et le guide classique sans fortement modifier les pertes de propagation ( $\sim 3$  dB.cm<sup>-1</sup>).

D'autre part, il est à noter que plus le confinement des porteurs est important plus la densité de courant nécessaire à la variation d'indice est faible ; cette observation nous permet de valider les hypothèses que nous avons faites au chapitre II sur l'utilisation de structures à fort confinement de porteurs comme cœur de guide et confirme la nécessité d'effectuer une nouvelle fabrication de commutateurs avec un matériau « puits » en alliage InGaAsP<sub>1,30 μm</sub>.

Enfin, une première vérification en régime dynamique, où nous avons obtenu un temps de réponse de 250 ns, nous a permis de nous conforter dans l'idée que la variation d'indice que nous observons à faible densité de porteurs est due à l'effet plasma et non à l'effet thermique. Nonobstant, nous devons continuer les expérimentations et notamment dans le domaine fréquentiel et déterminer la fréquence de coupure.

Enfin, nous n'avons pas pu vérifier la sensibilité à la polarisation optique, ce qui devra être fait.



## **Conclusion générale**



L'enjeu principal de notre travail a été de trouver une nouvelle structure de guide optique sur InP susceptible d'augmenter l'effet de porteurs libres et de fortement diminuer les pertes fibre à fibre des commutateurs DOS.

Auparavant, les guides étaient de type InP/InGaAsP<sub>1,3 μm</sub>/InP. Nous avons tout d'abord choisi de tester des structures possédant un cœur en multipuits quantiques. Héritier de l'expérience de l'équipe optoélectronique de l'IEMN en ce qui concerne les commutateurs et aussi les matrices intégrant plusieurs commutateurs, nous avons optimisé deux guides optiques dont les caractéristiques figurent dans le tableau suivant :

	Structure S1	Structure S2
Matériau puits	InGaAsP <sub>1,40μm</sub>	InGaAsP <sub>1,40μm</sub>
Matériau barrière	InP	InP
Nombre de puits (Epaisseur)	13 (100 Å)	13 (100 Å)
Nombre de barrière (Epaisseur)	12 (200 Å)	12 (100 Å)
Epaisseur totale du cœur	0,370 μm	0,250 μm
Indice moyen du cœur	3,26	3,31

**Tableau1. Récapitulatif des structures S1et S2**

Ceci nous a permis ensuite de concevoir, à l'aide d'un logiciel maison de BPM-3D, trois commutateurs différents, se distinguant par leur longueur de courbure (6350  $\mu\text{m}$  et 4600  $\mu\text{m}$ ) et aussi leur largeur de ruban (3 et 4  $\mu\text{m}$ ). Il faut rappeler que l'obtention de diaphoties très faibles (de l'ordre de -40 dB) exige un processus de conception très exigeant, demandant pour chaque commutateur plusieurs mois de calcul numérique.

En parallèle de ce travail de modélisation, nous avons commencé l'optimisation des différentes étapes technologiques du processus de fabrication en salle blanche. Ceci nous a permis de commencer la fabrication qui comprends huit étapes principales et trois niveaux de masquage par lithographie électronique.

- dépôt des électrodes,
- gravure des couches P<sup>+</sup>,
- gravure des rubans,
- planarisation,
- dépôt des plots de report,
- amincissement,
- métallisation face arrière,
- clivage.

Un tel processus de fabrication des commutateurs est extrêmement délicat et se termine par une opération d'amincissement-clivage qui est problématique compte tenu du rapport d'aspect très important de nos commutateurs (6350 x 250  $\mu\text{m}^2$  ou 4600 x 250  $\mu\text{m}^2$ ). C'est pourquoi nous n'avons réussi à sortir que quelques interféromètres de Mach-Zehnder et des guides optiques (métallisés ou non), et ce, pour la structure de guide S2.

Les composants obtenus ont été caractérisés sur banc optique par la méthode fibre à fibre et nous ont permis de mesurer les pertes de propagation (9,2 dB/cm) ainsi que les pertes d'insertion (6,8 dB) en utilisant une fibre lentillée. Ces résultats décevants sont certainement liés au matériau puits qui aurait un coefficient d'absorption trop élevé à la longueur d'onde 1550 nm. Une caractérisation de la variation d'indice de réfraction par injection de porteurs a aussi été faite mais a donné une densité de courant de 1,33 kA/cm<sup>2</sup> pour une variation d'indice de  $-5.10^{-3}$ , ce qui est très en deçà de ce que nous espérions à partir de nos structures.

Parallèlement, nous avons lancé une étude approfondie de guides dilués, c'est-à-dire ayant une très faible épaisseur de cœur. Ces guides sont surtout intéressants dès lors qu'on veut réduire drastiquement les pertes de couplage à la fibre. Nous avons ainsi conçu et fabriqué deux guides, l'un avec un seul cœur de 1000 Å d'épaisseur, l'autre avec trois couches de cœur de 300 Å d'épaisseur. A ces épaisseurs, il ne s'agit pas de puits quantiques mais ces guides présentent un très fort confinement des porteurs libres dans les cœurs en quaternaire InGaAsP<sub>1,18</sub>  $\mu\text{m}$ . Les performances de ces guides sont résumées dans le tableau suivant :

	Guide classique	Guide à cœur fin	Guide tri-cœurs
Pertes de propagation dB/cm	3	12,1	3,2
Pertes de couplage sans AR- coating dB/face	6,1	2,9	1,6
Pertes de couplage avec AR-coating dB/face (estimation)	4,6	1,4	0,1
Densité de courant $ \Delta n  = 5.10^{-3}$	3,75 kA/cm <sup>2</sup>	2,0 kA/cm <sup>2</sup>	0,8 kA/cm <sup>2</sup>

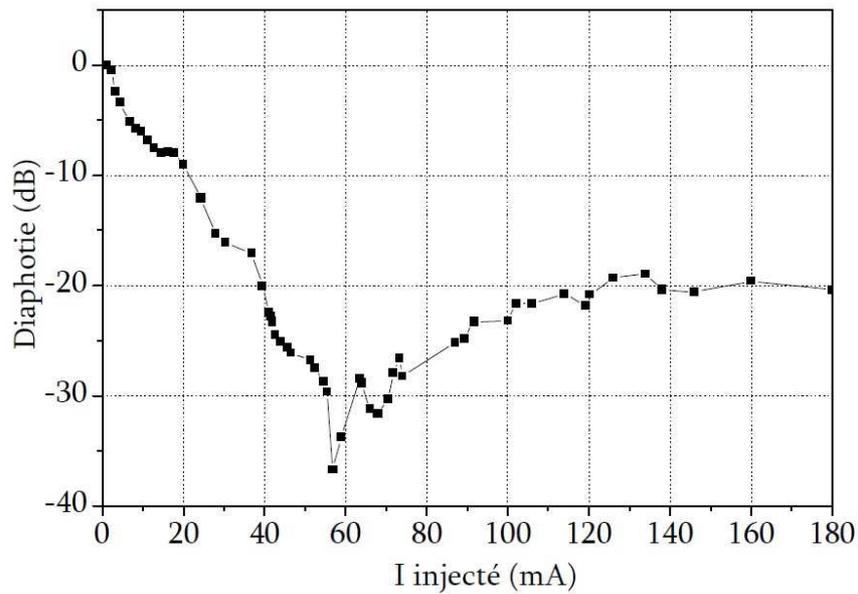
**Tableau 2. Performances mesurées des différents guides**

Les pertes de propagation très élevées du guide à cœur fin peuvent s'expliquer par un problème lors de la gravure des rubans qui a amené une rugosité des flancs très importante. Cette gravure pourrait être optimisée en utilisant un bâti de gravure sèche ICP.

On voit bien l'intérêt des nouveaux guides, et en particulier celui du guide tri-cœur. Les pertes de couplage étant très encourageantes, nous avons étudié ses performances en termes de variation d'indice.

Nous avons effectué les premières caractérisations avec un guide droit métallisé de longueur d'électrode 100  $\mu\text{m}$  (et donc de forte densité de courant). La variation d'indice obtenue était au maximum de 0,1 et pour atteindre  $5.10^{-3}$  une densité de 2 kA/cm<sup>2</sup> était nécessaire. Nonobstant, d'après la non-linéarité de la variation d'indice en fonction de la densité de courant et sa linéarité en fonction de la puissance électrique, nous pensons que la variation que nous observons est due à l'effet thermique et non à l'injection de porteurs. Pour avoir la variation due à l'injection de porteurs, nous avons effectué les caractérisations sous polarisation avec des longueurs d'électrodes plus grande (1 000 et 2 000  $\mu\text{m}$ ), ceci afin de diminuer l'effet thermique. Avec ces composants, nous avons obtenu des variations d'indice quasi-linéaire avec la densité de courant et pour avoir une variation de  $5.10^{-3}$  une densité de courant de 0,8 kA/cm<sup>2</sup> est suffisante contre 3,75 kA/cm<sup>2</sup> pour un guide classique. Ce résultat est tout à fait prometteur. Mais les différentes structures en présence montrent un comportement compliqué en termes de variation d'indice.

La variation due à l'injection de porteurs est négative tandis que celle due à l'effet thermique est positive [SAAD 10], cette différence expliquerait selon nous la difficulté d'obtenir de fortes variation négatives d'indice dans nos structures classiques, avec notamment les caractéristiques typiques de commutation des composants fabriqués à base de cœur massif, où la diaphotie est très faible mais seulement pour une certaine valeur de courant injecté. (cf. Figure 1.).



**Figure 1. Exemple de caractéristique de commutation pour une position de polarisation d'un commutateur [ZEG 05]**

L'hypothèse proposée serait qu'à faible densité de courant ( $< 55$  mA), l'effet thermique n'est pas prépondérant et l'injection de porteurs prime sur l'effet thermique et la variation globale d'indice est négative ; en revanche, pour une forte densité de courant, l'effet thermique et l'injection de porteurs sont équivalents et la valeur absolue de la variation d'indice diminue, ce qui entraîne une dégradation de la diaphotie.

En termes de perspectives, notre travail ouvre la voie à de nouvelles investigations sur les commutateurs DOS à base de semi-conducteur. Il serait d'abord judicieux peut-être de pouvoir finir l'étude des cœurs en multipuits quantiques, en utilisant un quaternaire  $\text{InGaAsP}_{1,30\mu\text{m}}$ .

Ensuite, nos résultats sur les guides tri-cœurs permettent d'espérer de très bons commutateurs, à condition de ré-optimiser la zone active de façon à correctement y contrôler le faisceau optique pour obtenir une diaphotie très faible. Compte tenu des performances de ce guide sur tous les plans, tous les espoirs sont permis.

## **Bibliographie**



- [ABD 04] S. ABDALLA, S. NG, P.BARRIOS, D.CELO, A.DELAGE, S. EL-MOUGY, I. GOLUB,J.J. HE, S. JANZ, R. MCKINNON, P.POOLE, S. RAYMOND, T.J. SMY, B. SYRETT  
"Carrier injection-based digital optical switch with reconfigurable output waveguide arms."  
2004, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.16, N° 4, pp.1038-1040
- [ADA 91] S. ADACHI  
"Properties of Indium Phosphide."  
1991, INSPEC, Datareviews Series n°6.
- [BEL 00] R. BELLINI.  
"Etudes théoriques et expérimentales de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques."  
Thèse, Université de Lille 1, 10 novembre 2000.
- [BLA 02] K. BLARY, S. DUPONT, J.P. VILCOT, F. MOLLOT, D. DECOSTER, J.CHAZELAS  
"DOS optical switch for microwave optical links based applications."  
1999, Elect. Lett., Vol. 38, N°25, pp.1697-1699
- [BLA 03] K. BLARY  
"Matrices de commutation optiques sur InP."  
Thèse, Université de Lille 1, 05 décembre 2003
- [BOG 86] BOGERT, G.; MURPHY, E.; KU, R.;;  
"Low crosstalk  $4 \times 4$  TiLiNbO<sub>3</sub>optical switch with permanently attached polarization maintaining fiber array."  
1986, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 4 , N°10, pp.1542–1545
- [BOR 96] A. BORREMAN, T. HOEKSTRA, M. DIEMEER, H. HOEKSTRA, P. LAMBECK  
"Polymeric 8x8 digital optical switch matrix."  
1996, ECOC '96, 22nd European Conference on Optical Communication., Vol. 5, pp.59-62.
- [BRO 84] B. BROBERG AND S. LINDGREN  
"Refractive Index of InGaAsP Layers and InP in the TransparantWavelength Region."  
1984, J. Appl. Phys., Vol.55, N°9, pp.3376-3381.
- [CAV 91] J.A. CAVAILLES, M. RENAUD, J.F. VINCHANT, M. ERMAN, P. SVENSSON, L.THYLEN  
"First digital optical switch based on InP/GaInAsP double heterostructure waveguides."  
1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°9, pp.699-700.
- [CAY 98] I. CAYREFOURCQ.  
"Conception et fabrication de matrices de commutation optiques en vue de la réalisation de modules de synthèse de retards temporels."  
Thèse, Université de Lille 1, 6 novembre 1998.
- [CHO 92] A.N.M.M.CHOUDHURY,W.H. NELSON, M. ABDALLA, W. NILLAND, R. BRYANT, E. VAUGHAN,W. POWAZINIK  
"Fabrication Of High-performance Digital Optical Switches In Intersecting InP/InGaAsP Ridge Waveguldes."  
1992, LEOS '92, Conference Proceedings, pp.610-611.
- [CHO 93] A.N.M.M. CHOUDHURY, W.H. NELSON, M. ABDALLA, M. ROTHMAN, R. BRYANT,W. NILAND, W. POWAZINIK  
"1.3  $\mu\text{m}$  InP/InGaAsP digital optical switches with extinction ratio of 30 dB."  
1993, IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, pp.494-495.

- [CHO 08] N. CHOUEIB  
 "Matrices de commutation par effets d'injection de porteurs sur InP."  
 Thèse, Université de Lille 1, 14 février 2008.
- [CHU 90] Y. CHUNG, N. DALI  
 "An assessment of Finite Difference Beam Propagation Method."  
 1990, IEEE journal of Quantum Electronics, Vol.26, N°8, pp.1335-1339.
- [CHU 96] L. CHUSSEAU, P. MARTIN, C. BRASSEUR, C. ALIBERT, P. HERVE, P. ARGUEL, F. LOZES-DUPUY, E.V.K. RAO  
 "Carrier -induced change due doping in refractive index of InP: Measurements at 1.3 and 1.5 $\mu$ m."  
 1996, Applied physics Letters, Vol.69, N°20, pp.3054-3056.
- [D'AL 01] D'ALESSANDRO, D.; GIULIANI, G.; DONATI, S.;  
 "Spectral gain and noise evaluation of SOA and SOA-based switch matrix."  
 2001, IEE Proceedings-Optoelectronics, Vol.148, N°3, pp.125-130.
- [DAL 92] C. DALLE, P.A. ROLLAND, M.R.FRISCOURT  
 "Time-Domain numerical modelling of microwave non linear circuits."  
 1992, Int. J. Numerical Modeling, Vol.5, pp.41-52.
- [DAU 92] M. F. DAUTARTAS, A. M. BENZONI, Y. C. CHEN, G. E. BLONDER, B. H. JOHNSON, C. R. PAOLA, E. RICE, Y. H. WONG.  
 "A silicon-based moving-mirror optical switch."  
 1992, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 10, n° 8, pp. 1078-1085.
- [DEM 01] S. DEMIGUEL  
 "Photodiodes rapides à adaptateur de mode intégré pour les liaisons optiques/radiofréquences à 60GHz et les transmissions numériques à 40GHz."  
 Thèse, Université de Rouen, 26 octobre 2001
- [DOR 96] F. DORGEUILLE, B. MERSALI, M. FEUILLADE, S.SAINSON, J.BRANDON, .SLEMPKE&GRAVE, S, M.CARRE  
 "Monolithic InGaAsP-InP tapered laser amplifier gate 2x2 switch matrix with gain."  
 1996, Elect. Lett., Vol.32, N° 7, pp. 686-688.
- [DUM 70] W.P. DUMKE, M.R LORENTZ, G.D. PETIT  
 "Intra- and Interband free-carrier absorption and the fundamental absorption edge in n-type InP."  
 1970, Physical Review B, Vol1, N°12, pp. 4668-4673
- [DUT 91] DUTHIE, P.J.;WALE, M.J.;;  
 "16x16 single chip optical switch array in lithium niobate."  
 1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°14 , pp.1265-1266.
- [DUT 91] P. J. DUTHIE, N. SHAW, M. WALE, I. BENNION  
 "Guided wave switch array using electro-optic and carrier depletion effects in Indium Phosphide."  
 1991,Electron. Lett., Vol.27, N°19, pp. 1747-1748.
- [EAR 01] M. P. EARNSHAW, J. B. D. SOOLE, M. CAPPUZZO, L. GOMEZ, E. LASKOWSKI, A. PAUNESCU.  
 "Compact low-loss 4x4 optical switch matrix using multimode interferometers."  
 2001, Elect. Lett., Vol.37, N°2, pp. 115-116.

- [FIE 87] F. FIEDLER AND A. SCHLACHETZKI  
 "Optical Parameters of InP-Based Waveguides."  
 1987, Solide State Electron., Vol.30, N°1, pp. 73-83
- [FIS 94] U. FISCHER, B. SCHUPPERT, K. PETERMANN  
 "Optical waveguide switches in silicon based on Ge-indiffused waveguides."  
 1994, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.6, N°8, pp.978-980.
- [FRA 99] M. A. FRANKE, H. G. WINFUL.  
 "All-Optical Switching in an Angled-Grating Semiconductor Bragg Amplifier."  
 1999, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 11, N° 7, pp. 815-817.
- [GOH 98] T. GOH, A. HIMENO, M. OKUNO, H. TAKAHASHI, K. HATTORI.  
 "High extinction ratio and low loss silica based 8x8 thermo-optic matrix switch."  
 1998, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 10, n°3, pp. 358-360.
- [GOU 97] A. P. GOUTZOULIS, J. M. ZOMP.  
 "Development and field demonstration of an eight-element receive wavelength-multiplexed true-time-delay steering system."  
 1997, Applied Optics-IP, Vol. 36, N° 29, pp. 7315-7326.
- [GRO 01] V. J. GROTE, R. A. HEYLER.  
 "Optoelectronic Integrated Circuits and Packaging."  
 2001, Proceedings SPIE, 2001, Vol. 42, pp. 156-162.
- [GUS 92] M.GUSTAVSSON, B.LAGERSTROM, L.THYLEN, M.JANSON, L.LUNDGREN, A.-C.MORNER, M.RASK, B.STOLTZ  
 "Monolithically integrated 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays."  
 1992, Electron. Lett., Vol.28, N°24, pp.2223-2225.
- [GUS 93] M.GUSTAVSSON, M.JANSON, AND L.LUNDGREN  
 "Digital transmission experiment with monolithically integrated 4x4 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch array."  
 1993, Electron. Lett., correction Vol.29, N°14, p. 1310, 1993, Vol.29, N°12, pp.1083-1085.
- [HAM 92] K. HAMAMOTO, T. ANAN, K. KOMATSU, M. SUGIMOTO, I.MITO  
 "First 8x8 semiconductor optical matrix switches using GaAs/GaAlAs directional couplers."  
 1992, Electron. Lett., Vol.28, pp. 441-443.
- [HAM 95] K.HAMAMOTO, K.KOMATSU  
 "Insertion-loss-free 2x2 InGaAsP/InP optical switch fabricated using bandgap energy controlled selective MOVPE."  
 1995, Electron. Lett., Vol.31, N°20, pp. 1779-1781.
- [HAM 96] K.HAMAMOTO, T.SASAKI, T.MATSUMOTO, AND K.KOMATSU  
 "Insertion-loss-free 1x4 optical switch fabricated using bandgap-energy-controlled selective MOVPE."  
 1996, ECOC'96 Oslo, Norway, pp. 4.153-4.156.
- [HAR 07] J. HARARI  
 "Contribution à la recherche sur les composants et circuits intégrés photoniques pour les télécommunications."  
 HDR, Université de Lille 1, 04 décembre 2007.

- [HARA 95] J. HARARI, F.JOURNET, O. RABII, G. JIN , J.P. VILCOT, D. DECOSTER  
 "Modeling of Waveguide PIN Photodetectors Under Very High Optical Power."  
 1995, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques., Vol. 43, N°9, pp.2304-2310.
- [HAU 01] R. HAUFFE, U. SIEBEL, K. PETERMANN  
 "Crosstalk-optimized integrated optical switching matrices in polymers by use of redundant switch elements."  
 2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°3, pp.200-202.
- [HAU 03] HAU PING CHAN, C.K. CHOW, A.K.DAS  
 "A wide-angle X-junction polymeric thermo-optic digital switch with low crosstalk."  
 2003, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 15, N°9, pp.1210-1212.
- [HER 01] Y. HERNANDEZ.  
 "Etudes technologiques, expérimentales et par simulation pour la commutation optique sur InP."  
 Thèse, Université de Lille 1, 18 décembre 2001.
- [HIM 98] A. HIMENO, K. KATO, T. MIYA.  
 "Silica-based planar lightwave circuits."  
 1998, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 4, n° 6, pp. 913-914.
- [HOG 91] K. HOGARI, T. MATSUMOTO.  
 "Electrostatically driven micromechanical 2x2 optical switch."  
 1991, Applied Optics, 1991, Vol. 30, n° 10, pp. 1253-1257.
- [HUA 92] W.P. HUANG, C.L. XU, S.T CHU, S.K. CHAUDHURI  
 "A finite-difference vector beam propagation method for three-dimensional waveguide structures."  
 1992, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.4, N°2, pp.148-151
- [HUA 93] W.P. HUANG, C.L. XU  
 "Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method."  
 1993, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.29, pp.2639
- [HUA 96] W.P. HUANG, C.L. XU, S.T CHU, S.K. CHAUDHURI  
 "The finite-difference beam propagation method: Analysis and Assessment."  
 1996, IEEE. J. Light. Tech., Vol.10, pp.295-305
- [HUM 85] D. A. HUMPREYS, R. J. KING, D. JENKINS A. J. MOSELEY  
 "Measurements of the absorption coefficient of Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As over the wavelength range 1.0-1.7µm."  
 1985, Electron. Lett., Vol.21, N°25/26, pp.1187-1189.
- [IDO 98] T. IDO, M. KOIZUMI, H. INOUE  
 "A 1×8 digital-optical switch using fluorinated-polyimide waveguides."  
 1998, Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC '98, pp.148-149
- [INO 86] H. INOUE, K. HIRUMA, K. ISHIDA, H. SATO, H. MATSUMARA.  
 "Switching characteristics of GaAs directional coupler optical switches."  
 1986, Applied Optics, Vol. 25, V° 9, pp. 1484-1490.
- [INO 88] H. INOUE, H. NAKAMURA, K. MOROSAWA, Y. SASAKI, T. KATSUYAMA, N. CHINONE.  
 "An 8mm length nonblocking 4x4 optical switch array."  
 1988, IEEE Journal on Selected Areas in Communications, Vol. 6, N° 7, pp. 1262-1265.

- [INO 90] H. INOUE, T. KIRIHARA, Y. SASAKI, K. ISHIDA  
 "Carrier-injection type optical S3 switch with traveling-wave amplifier."  
 1990, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 2, N°3, pp.214–215.
- [ISH 93] K. ISHIDA, H. NAKAMURA, H. MATSUMURA, T. KADOI, H. INOUE  
 "InGaAsP/InP optical switches using carrier-induced refractive index change."  
 1987, Appl. Phys. Lett., Vol.50, N°3, pp.141-142.
- [ITO 89] F. ITO, M. MATSUURA, T. TANIFUJI  
 "A carrier injection type optical switch in GaAs using free carrier plasma dispersion with wavelength range from 1.06 to 1.55  $\mu\text{m}$ ."  
 1989, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.25, N°7, pp.1677-1681
- [JAN 92] M.JANSON, L.LUNDGREN, A.-C.MORNER, M.RASK, B.STOLTZ, M.GUSTAVSSON, L.THYLEN  
 "Monolithically integrated 2x2 InGaAsP/InP laser amplifier gate switch arrays."  
 1992, Electron. Lett., Vol.28, N°8, pp. 776-778.
- [JAC 90] J. JACQUET, P. NOSSON, A. OLIVIER, A. PERALES, A. BODERE, D. LECLERC  
 "Carrier-induced differential refractive index in GaInAsP/GaInAs Separate Confinement Multiquantum Well Lasers",  
 1990, IEEE Photonics Technology Letters, Vol 2, N°9, pp 620-622
- [JEP 94] K.S. JEPSEN, N. STORKFELT, M. VAA, K.E. STUBKJAER  
 "Polarization dependence of linewidth enhancement factor in InGaAs/InGaAsP MQW material"  
 1994, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 30, N°3, pp 635-639
- [JIN 97] G. JIN  
 "Nouvelles techniques de modélisation optique – Application à quelques composants d'optique intégrée"  
 Thèse, Université de Lille 1, 04 juillet 1997.
- [JON 95] JONG-IN SHIM, M. YAMAGUCHI, P. DELANSAY, M. KITAMURA  
 "Refractive index and loss changes produced by current injection in InGaAs(P)-InGaAsP multiple quantumwell (MQW) waveguides."  
 1991, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 1, N°2, pp.408–415
- [KEI 00] N. KEIL, C.WEINERT, W. WIRGES, H. H. YAO, S. YILMAZ, C. ZAWADZKI, J. SCHNEIDER, J. BAUER, K. LÖSCH, K. SATZKE, W. WISCHMANN, J. WIRTH.  
 "Thermo-optic vertical coupler switches using hybrid polymer/silica integration technology."  
 2000, Elect. Lett., Vol. 36, N° 5, pp. 430-431.
- [KHA 94] M.N. KHAN, J.E. ZUCKER, T.Y. CHANG, N.J. SAUER, M.D. DIVINO, T.L. KOCH, C.A. BURRUS, H.M. PRESBY  
 "Design and demonstration of weighted-coupling digital Y-branch optical switches in InGaAs/InGaAlAs electron transfer waveguides."  
 1994, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 12, N°11, pp.2032-2039.
- [KHA 95] M. N.KAHN, J. E.ZUCKER, L. L.BUHL, B. I.MILLER, AND C. A.BURUS  
 "Fabrication-tolerant, low loss and high speed digital optical switches in InGaAsP/InP quantum wells."  
 1995, ECOC'95 Brussels, Belgium, Vol.1, pp.103-106.

- [KIR 93] T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. INOUE, K. ISHIDA  
 "Lossless and low-crosstalk characteristics in an InP-based 2×2 optical switch."  
 1993, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 5, N°9, pp.1059–1061.
- [KIR 94] T. KIRIHARA, M. OGAWA, H. INOUE, H. KODERA, K. ISHIDA  
 "Lossless and low-crosstalk characteristics in an InP-based 4×4 optical switch with integrated single-stage optical amplifiers."  
 1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N°2, pp.218–221.
- [KIT 94] S. KITAMURA, K. KOMATSU, M. KITAMURA  
 "Polarization-insensitive semiconductor optical amplifier array grown by selective MOVPE."  
 1994, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.6, pp. 173-175.
- [KRA 01] R. KRAHENBUHL, M.M. HOWERTON, J. DUBINGER, A.S. GREENBLATT, S.T. VOHRA, S.T  
 "Reflective digital optical switch (RDOS) for DWDM optical network applications."  
 2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°1, pp.34-36.
- [LAL 91] E. LALLIER, A. ENARD, D. RONDI, G. GLASTRE, R. BLONDEAU, M. PAPUCHON, N. VODJANI  
 "InGaAsP/InP 4x4 optical switch matrix with current injection tuned directional couplers."  
 1991, ECOC/IOOC Paris, France, pp. 44-47.
- [LEB 96] J. LE BRIS, M. DI MAGGIO, M. GOIX, P. BROSSON, M. RENAUD, E. GRARD  
 "High performance semiconductor array module using tilted ribbon lensed fiber and dynamical alignment."  
 1996, ECOC'96 Oslo, Norway, pp. 4.93-4.96.
- [LEC 95] D. LECLERC, P. BROSSON, F. POMMEREAU, R. NGO, P. DOUSSIE & GRAVE, RE, F. MALLECOT, P. GAVIGNET, I. WAMSLER, G. LAUBE, W. HUNZIKER, W. VOL. T, H. MELCHIOR  
 "High-performance semiconductor optical amplifier array for self-aligned packaging using Si V-groove flipchip technique."  
 1995, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.7, pp. 476-478.
- [LEE 96] SANG-SHIN LEE, SEH-WON AHN, MIN-CHEOL OH, SANG-YUNG SHIN  
 "Integrated optical high-Voltage sensor based on a polymeric Y-branch digital optical switch."  
 1996, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 8, N°7, pp.921-923.
- [LEU 96] J. LEUTHOLD, J. ECKNER, Ch. HOLTSMANN, R. HESS, H. MELCHIOR.  
 "All-optical 2x2 switches with 20dB extinction ratios."  
 1996, Electronics Letters, Vol. 32, N° 24, pp. 2235-2236.
- [LEU 98] J. LEUTHOLD, P. A. BESSE, J. ECKNER, E. GAMPER, M. DULK, H. MELCHIOR.  
 "All optical space switches with gain and principally ideal extinction ratios."  
 1998, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.34, N°4, pp.622-633.
- [LI 99] B. LI, G. LI, E. LIU, Z. JIANG, J. QIN, X. WANG  
 "Low-loss 1×2 multimode interference wavelength demultiplexer in silicon-germanium alloy."  
 1999, Phot. Tech. Lett., IEEE, Vol.11, N°5, pp.575-577.
- [LI 01] B. LI AND S. J. CHUA,  
 "2x2 optical waveguide switch with bow-tie electrode based on carrier-injection total internal reflection in SiGe alloy."  
 2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.13, pp.206-208.

- [LI 02] LI, S. CHUA  
 "Reflection-type optical waveguide switch with bow-tie electrode."  
 2002, IEEE J. Lightwave Technol., Vol.20, N°1, pp.65-70.
- [LI 03] B. LI, S. CHUA  
 "Two-mode interference photonic waveguide switch,"  
 2003, IEEE J. Lightwave Technol., Vol.21, N°7, pp.1685-1690.
- [LIN 90] S. LINDGREN, M. G. ÖBERG, J. ANDRE, S. NILSSON, B. BROBERG, B. HOLMBERG, L. BÄCKBOM.  
 "Loss-compensated optical Y-branch switch in InGaAsP-InP."  
 1990, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, N° 10, pp. 1591-1594.
- [LIU 94] Y.L. LIU, E.K. LIU, S.L. ZHANG, G.Z. LI, J.S. LUO  
 "Silicon 1×2 digital optical switch using plasma dispersion."  
 1994, Elect. Lett., Vol. 30, N°2, pp.130-131
- [MAD 82] O. MADELUNG, M. SCHULZ, H. WEISS  
 "Numerical Data and Functionnal Relationships in science and technology."  
 1982, Landolt-Börnstein, Vol.17 semiconductors, SubVolume A Physics of Group IV Elements and III-V Compound.
- [MAD 91] O. MADELUNG  
 "Data in science and technology."  
 1991, Springer-Verlag, Semiconductors Group IV Elements and III-V Compound
- [MAG 98] V. MAGNIN.  
 "Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques."  
 Thèse, Université de Lille 1, 22 oct. 1998.
- [MAN 83] J. MANNING, R. OLSHANSKY, CHIN SU  
 "The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3 μm InGaAsP diode lasers"  
 1983, IEEE J. Quantum. Elect., Vol. 19, N°10, pp.1525–1530
- [MAR 99] C. MARXER, N. F. DE ROOIJ.  
 "Micro-opto-mechanical 2x2 switch for single-mode fibers based on plasma-etched silicon mirrors and electrostatic actuation."  
 1999, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 17, n° 1, pp. 2-6.
- [MAY 05] D.A. MAY-ARRIOJA, N. BICKEL, P. LIKAMWA  
 « Optical beam steering using InGaAsP multiple quantum wells »,  
 2005, IEEE Photonics Technology Letters, Vol 17, n°2, pp 333-335
- [MCG 91] A. MCGUIRE, M. SCOTT, A.P. THOMAS, R.C. BOOTH  
 "Practical low Voltage 2×2 polarisation independent LiNbO3 digital optical switch."  
 1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°12, pp.1025-1026.
- [MEL 00] A. MELLONI, M. CHINELLO, M. MARTINELLI.  
 "All-Optical Switching in Phase Shifted Fiber Bragg Grating."  
 2000, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 12, N° 1, pp. 42-44.

- [MER 94] B. MERSALI, F. GHIRARDI, J. BRANDON, G.H. GRUYER, A. CARENCO  
 "Low-loss fiber-matched diluted multiple quantum well waveguides."  
 1994, IEEE. Proc. Optoelectron. J., Vol. 141, pp. 296-302.
- [MOO 98] R. MOOSBURGER, B. SCHUPPERT, G. FISCHBECK, C. KOSTRZEWA, K. PETERMANN  
 "Polymeric 4x4 digital optical switch matrix based on oversized rib waveguides."  
 1998, Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC '98, pp.150-151.
- [NAK 00] K. NAKATSUHARA, T. MIZUMOTO, S. HOSSAIN, S. H. JEONG, Y. TSUKISHIMA, B. J. MA, Y. NAKANO.  
 "GaInAsP-InP distributed feedback waveguides for all-optical switching."  
 2000, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 6, N° 1, pp 143-149.
- [NEL 92] W.H NELSON, A.N.M.M. CHOUDHURY, M. ABDALLA, R. BRYANT, W. NILAND, E. VAUGHAN, W. POWAZINIK  
 "Performance And Design Of High Extinction Ratio X- And Y-junction InP/InGaAsP Digital Optical Switches."  
 1992, LEOS '92, Conference Proceedings, pp.608-609.
- [NEL 94] W.H. NELSON, A.N.M. MASUM CHOUDHURY, M. ABDALLA, E. MELAND, W. NILAND  
 "Wavelength- and polarization-independent large angle InP/InGaAsP digital optical switches with extinction ratios exceeding 20 dB."  
 1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N° 11, pp.1332-1334.
- [OKA 91] OKAYAMA, H.; USHIKUBO, T.; KAWAHARA, M.;  
 "Low drive Voltage Y-branch digital optical switch."  
 1991, Elect. Lett., Vol. 27, N°1, pp.24-26.
- [OKA 93] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
 "Ti:LiNbO3 digital optical switch matrices."  
 1993, Elect. Lett., Vol. 29, N°9, pp.765-766.
- [OKA 93] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
 "Reduction of Voltage-length product for Y-branch digital optical switch."  
 1993, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 11, N° 2, pp.379-387.
- [OKA 94] H. OKAYAMA, M. KAWAHARA  
 "Low-crosstalk 2x2 digital optical switch."  
 1994, Elect. Lett., Vol. 30, N°5, pp.403-405.
- [OKU 99] M. OKUNO, K. KATO, R. NAGASE, A. HIMENO, Y. OHMORI, M. KAWACHI.  
 "Silica-based 8x8 optical matrix switch integrating new switching units with large fabrication tolerance."  
 1999, IEEE J. Lightwave Technol., Vol. 17, n° 5, pp. 771-781.
- [OLL 95] E. OLLIER, P. LABEYE, F. REVOL.  
 "Micro-opto mechanical switch integrated on silicon."  
 1995, Elect. Lett., Vol.31, N°23, pp. 2003-2005.
- [OLS 84] R. OLSHANSKY, C. SU, J. MANNING, W. POWAZINIK  
 "Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources."  
 1984, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol. 20, N°8, pp.838-854

- [OOB 00] N. OOBA, S. TOYODA, T. KURIHARA.  
 "Low crosstalk and low loss polymeric 1x8 digital optical switch."  
 2000, Japanese Journal of Applied Physics, 2000, Part 1, Vol. 39, N° 4B, pp. 2369-2371.
- [PAI 97] F. PAIN, R. COQUILLE, B. VINOUBE, N. WOLFFER, P. GRAVEY.  
 "Comparison of twisted and parallel nematic liquid crystal polarisation controllers. Application to a 4x4 free space optical switch at 1.5  $\mu\text{m}$ ."  
 1997, Optics Communications, Vol. 139, p. 199.
- [PEA 80] T. P. PEARSALL, G. BEUCHET, J.P. HIRTZ, N. VISENTIN M. BONNET  
 "Electron and hole mobility in Ga<sub>0.47</sub>In<sub>0.53</sub>As."  
 1980, Gallium Arsenide and related compound, Conference Series N°56, pp. 639-649.
- [PEA 82] T. P. PEARSALL  
 "GaInAsP alloy semiconductors."  
 1982, John Wiley & sons, New Jersey.
- [RAB 01] F.L.W. RABBERING, J.F.P. VAN NUNEN, L. ELDADA  
 "Polymeric 16x16 digital optical switch matrix."  
 2001, ECOC '01. 27th European Conference on Optical Communication, Vol.6, pp.78-79.
- [RAV 88] K.G. RAVIKUMAR, K. SHIMOMURA, T. KIKUGAWA, A. IZUMI, S. ARAI, Y. SUEMATSU, S. MATSUBARA  
 « Switching operation in intersectional type field effect MQW optical switch »,  
 1988, Electronics Letters, Vol 24, n°7, pp 415-416.
- [REN 95] M.RENAUD, J. F.VINCHANT, A.GOUTELLE, B.MARTIN, G.RIPOCHE, M.BACHMANN, P.PAGNOD, AND F.GABORIT,  
 "Compact digital optical switches for low insertion loss large switch arrays on InP."  
 1995, ECOC'95 Brussels, Belgium, Vol.1, pp. 99-102.
- [REN 96] M. RENAUD, M. BACHMANN, M. ERMAN  
 "Semiconductor optical space switches."  
 1996, IEEE. J. Quantum. Elect., Vol.2, N° 2, pp.277-288.
- [SAA 10] N. SAADSAOUD, M. ZEGAOUI, D. DECOSTER, E. DOGHECHE, J. CHAZELAS  
 "Carriers-induced optical index variations in InP waveguide diodes: The thermal effects contribution."  
 2010, Proc. Of SPIE –The International Society for Optical Engineering, Vol.7608, Article N°760811
- [SAAD 10] N. SAADSAOUD,  
 "Etude de nouvelles structures de guide d'onde sur matériaux III-V pour la commutation optique et la photodétection."  
 Thèse, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 30 novembre 2010.
- [SAL 91] B. E. A. SALEH, M. C. TECH.  
 "Fundamentals of Photonics."  
 1991, Wiley Series in Pure and Applied Optics, J. W. Goodman, series editor, 1991.
- [SAN 99] SANG-SHIN LEE; SANG-YUNG SHIN;  
 "Polymeric digital optical switch incorporating linear branch with modified coupling region."  
 1999, Elect. Lett., Vol. 35, N°15, pp.1245-1246.

- [SHE 94] G.SHERLOCK, J. D.BURTON, P. J.FIDDYMENT, P. C.SULLY, A. E.KELLY, AND M. J.ROBERTSON,  
"Integrated 2x2 optical switch with gain."  
1994, Electron. Lett., Vol.30, N°2, pp. 137-138.
- [SHI 95] J-I. SHIM, M. YAMAGUCHI, P. DELANSAY, M. KITAMURA  
"Refractive index and loss changes produced by current injection in InGaAs(P)-InGaAsP multiple quantum-well (MQW) waveguides."  
1995, IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, Vol 1, n°2, pp 408-415
- [SHI 97] A. SHISHIDO, O. TSUTSUMI, A. KANAZAWA, T. SHIONO, T. IKEDA, N. TAMAI.  
"Rapid optical switching by means of photoinduced change in refractive index of azobenzene liquid crystals detected by reflection-mode analysis."  
1997, Journal of American Chemical Society, Vol. 119, p. 7791.
- [SIE 01] U. SIEBEL, R. HAUFFE, J. BRUNS, K. PETERMANN  
"Polymer digital optical switch with an integrated attenuator."  
2001, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 13, N°9, pp.957-959
- [SNE 96] A. SNEH, J.E. ZUCKER, B.I. MILLER, L.W. STULZ  
"Compact, low-crosstalk, and low-propagation-loss quantum-well Y-branch switches."  
1996, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 8, N°12, pp.1644-1646.
- [SNE 97] A. SNEH, J.E. ZUCKER, B.I. MILLER, L.W. STULZ  
"Polarization-insensitive InP-based MQWdigital optical switch."  
1997, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 9, N°12, pp.1589-1591.
- [STO 94] A. STOHR, O. HUMBACH, R. HULSEWEDE, A. WIERSCH, D. JAGER  
"An InGaAs/GaAs MQWoptical switch based on field-induced waveguides."  
1994, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol. 6, N°7, pp.828-830.
- [THE 92] L.THERY  
"La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP."  
1992, Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [TOY 00] S. TOYODA, N. OOBA, Y; KATOH, T. KURIHARA, T. MARUNO, T. ;  
"Low crosstalk and low loss 2x2 thermo-optic digital optical switch using silicone resin waveguides."  
2000, Elect. Lett., Vol. 36, N°21, pp.1803-1804.
- [VAN 81] J. VAN ROEY, J. VAN DER DONK, P.E. LAGASSE  
"Beam propagation method: Analysis and Assessment."  
1981, Journal of Optical Society of America, Vol.71, pp. 803-810.
- [VAN 95] W.VAN BERLO, M.JANSON, L.LUNDGREN, A.-C.MORNER, J.TERLECKI, M.GUSTAVSSON,  
P.GRANESTRAND, P.SVENSSON  
"Polarization-insensitivie, monolithic 4x4 InGaAsP-InP laser amplifier gate switch matrix."  
1995, IEEE Photon. Technol. Lett., Vol.7, pp. 1291-1293.
- [VIN 92] J.F. VINCHANT, M. RENAUD, A.GOUTELLE, M. ERMAN, P. SVENSSON, L.THYLEN  
"Low driving Vol.tage or current digital optical switch on InP for multiwavelength system applications."  
1992, Elect. Lett., Vol. 28, N°12, pp.1135-1137.

- [VIN 93] J.F VINCHANT, M. RENAUD, M. ERMAN, J.L. PEYRE, P. JARRY, P. PAGNOD-ROSSIAUX  
 "InP digital optical switch: key element for guided-wave photonic switching."  
 1993, IEE Proceedings J. of Optoelectronics, Vol. 140, N° 5, pp.301-307.
- [VIN 93] J. F.VINCHANT, A.GOUTELLE, B.MARTIN, F.GABORIT, P.PAGNOD ROSSIAUX, J. L.PEYRE, J.LE BRIS,AND M.RENAUD  
 "New compact polarization insensitive 4x4 switch matrix on InP with digital optical switches and integrated mirrors."  
 1993, ECOC'93, post-deadline paper Montreux, Switzerland.
- [VIN 95] J. F. VINCHANT, A. JOURDAN, J. LE BRIS, G. SOULAGE, T. FILLION, E. GRARD.  
 "InP 4x1 digital optical switch module for multiwavelength cross-connect applications "  
 1995, OFC'95, pp. 281-282.
- [WEI 03] WEI YUAN, SEONGKU KIM, D.H. CHANG, CHENG ZHANE,W.H. STEIER, H.R. FETTERMAN  
 "Electrooptic polymeric digital optical switches (DOS's) with low switching Vol.tage."  
 2003, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '03, pp.775-776.
- [YAN 03] Q. YAN, J. YU, S. CHEN, Z. FA, J. XIA, Z. LIU  
 "2x2 electrooptical switch in silicon-on-insulator waveguide."  
 2003 IEEE Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits, pp.91-94.
- [YOU 04] N. YOUNG-OUK, K. JONG-MIN, Y. MI-SUNG, C. HEE-JIN, L. HYUNG-JONG,W.YONG-HYUB, H. SEONGYU  
 "Thermooptic 2x2 asymmetric digital optical switches with zero-voltage operation state."  
 2004, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.16,N 2, pp446-448
- [YUA 04] W. YUAN, S. KIM, G. SADOWY, C. ZHANG, C.WANG,W.H. STEIER, H.R. FETTERMAN  
 "Polymeric electro-optic digital optical switches with low switching Vol.tage."  
 2004, Elect. Lett., Vol.40, N°3, pp.195-197.
- [ZEG 04] M. ZEGAOU, J. HARARI, J.P. VILCOT, MOLLOT, F.; DECOSTER, D.; LI, H.W.; J. CHAZELAS  
 "Determination of carrier-induced optical index and loss variations in GaInAsP/InP heterostructures from static and dynamic Mach-Zehnder interferometer measurements."  
 2004, Elect. Lett., Vol.40, N°16, pp.1019-1020
- [ZEG 05] M. ZEGAOU  
 "Commutateurs électro-optique à haute diaphotie sur InP."  
 Thèse, Université de Lille 1, 27 mai 2005.
- [ZEG 09] M. ZEGAOU, N. CHOUEIB, J. HARARI, D. DECOSTER, V. MAGNIN, X. WALLART, J. CHAZELAS  
 "InP Digital Optical Switch with 72dB microwave crosstalk at 1.55ptm wavelength",  
 2009, IEEE Photonics Technology Letters, Vol 21, n°19, pp 1357-1359
- [ZEGA 09] M. ZEGAOU, N. CHOUEIB, P. TILMANT, M. FRANCOIS, C. LEGRAND, J. CHAZELAS, D. DECOSTER  
 "A novel bondpad report process for III-V semiconductor devices using full HSQ properties"  
 2009, Microelectronics Engineering, Vol 86, n°1, pp 68-71
- [ZHO 97] C. ZHOU ZHAO, A.I. HUA CHEN, E.K. LIU, G.Z. LI  
 "Silicon-on-insulator asymmetric optical switch based on total internal reflection."  
 1997, IEEE. Phot. Tech. Lett., Vol.9, N°8, pp.1113-1115

## RESUME

Les nouvelles applications de la commutation optique nécessitent des composants de très hautes performances, c'est-à-dire un faible temps de commutation combiné avec une diaphotie très faible entre branches et un courant de commutation de quelques dizaines de milliampère. Cette combinaison est extrêmement délicate, mais le problème devient redoutable dès qu'on exige, en plus, des pertes fibre à fibre compatibles avec une intégration, c'est-à-dire de l'ordre du décibel.

Notre travail de thèse se place dans cette perspective. Il fait suite aux différents travaux de l'IEMN dans ce domaine. Nous avons d'abord mis au point une structure de guide optique à multipuits quantiques pour augmenter les mécanismes de variation d'indice. Puis, nous avons optimisé des commutateurs de très faible diaphotie et des interféromètres de Mach-Zehnder. Ces composants ont ensuite été fabriqués en salle blanche puis caractérisés. Les résultats de cette étude ont déçu nos attentes à cause des pertes excessives des guides optiques.

En parallèle, nous avons conçu d'autres guides de type dilué à cœur très fin. Ces guides ont ensuite été fabriqués puis caractérisés. Nous avons finalement obtenu des pertes de couplage de 1,6 dB/face sans couche anti-réfléchissante, ce qui donnerait 0,1 dB avec une telle couche. Ce résultat très intéressant doit être lié au fait que la variation d'indice de réfraction obtenue sur ces guides est très importante, montrant un effet de porteurs libres bien plus élevé que dans les guides semi-conducteur classique. Tous ces aspects font de notre guide un excellent candidat pour fabriquer des commutateurs intégrés de très hautes performances.

Mots clefs : guides d'ondes optiques, optique intégrée, commutation électro-optique, phosphore d'indium, couplage optique, BPM

## SUMMARY

New applications of optical switching require very high performance devices, i.e. a low switching times combined with very low crosstalk between two arms and a switching current of the order of a few tens of milliamps. This combination is extremely delicate to obtain, but the problem becomes more complicated with the addition of fiber to fiber losses used for integration, which is of the order of one decibel.

The work described in this thesis concerns the above mentioned problem. It follows the different work in IEMN in this area. Here we first developed a multiple quantum well waveguide structure to increase mechanisms of index variation. Then, we optimized switches with very low crosstalk and also Mach-Zehnder interferometers. Then these devices were manufactured in a clean room and characterized. The results of this study were not as per our expectations due to excessive losses in optical waveguides.

In parallel, we have designed, fabricated and characterized other types of diluted waveguides with a very thin core. We finally obtained coupling losses of 1.6 dB/face without anti-reflective coating, which would give 0.1 dB with such a coating. This very interesting result should be related to the fact that the refractive index variation obtained on these guides is very important, showing an effect of free carriers much higher than in conventional semiconductor guides. All these aspects make our waveguide an excellent candidate for high performance optical switches.

Key words: optical waveguide, integrated optics, InP, electro-optical switching, optical coupling, BPM