



Modulateur à réseau de Bragg intégré sur silicium pour les télécommunications dans les centres de données et leurs applications

Mémoire

Jérémie ANGERMAIER

Maîtrise en génie électrique
Maître ès sciences (M.Sc.)

Québec, Canada

© Jérémie ANGERMAIER, 2016

Modulateur à réseau de Bragg intégré sur silicium pour les télécommunications dans les centres de données et leurs applications

Mémoire

Jérémie ANGERMAIER

Sous la direction de :

Sophie Larochelle, directrice de recherche

Résumé

Récemment, beaucoup d'efforts ont été investis afin de développer des modulateurs sur silicium pour les télécommunications optiques et leurs domaines d'applications. Ces modulateurs sont utiles pour les centres de données à courte portée et à haut débit. Ainsi, ce travail porte sur la caractérisation de deux types de modulateurs à réseau de Bragg intégré sur silicium comportant une jonction PN entrelacée dont le but est de réaliser une modulation de la longueur d'onde de Bragg par le biais de l'application d'une tension de polarisation inverse réalisant une déplétion des porteurs au sein du guide d'onde. Pour le premier modulateur à réseau de Bragg, la période de la jonction PN est différente de celle du réseau de Bragg tandis que le deuxième modulateur à réseau de Bragg a la période de sa jonction PN en accord avec celle du réseau de Bragg. Ces différences apporteront un comportement différent du modulateur impliquant donc une transmission de données de qualité différente et c'est ce que nous cherchons à caractériser. L'avantage de ce modulateur à réseau de Bragg est qu'il est relativement simple à designer et possède un réseau de Bragg uniforme dont on connaît déjà très bien les caractéristiques. La première étape dans la caractérisation de ces modulateurs fut de réaliser des mesures optiques, uniquement, afin de constater la réponse spectrale en réflexion et en transmission. Par la suite, nous sommes passé par l'approche usuelle, c'est à dire en réalisant des mesures DC sur les modulateurs. Ce mémoire montre également les résultats pratiques sur le comportement des électrodes et de la jonction PN. Mais il rend compte également des résultats de la transmission de données de ces modulateurs par l'utilisation d'une modulation OOK et PAM-4 et permet de mettre en évidence les différences en terme d'efficacité de modulation de ces deux modulateurs. Nous discutons alors de la pertinence de ce choix de design par rapport à ce que l'on peut trouver actuellement dans la littérature.

Abstract

Recently, much effort has been invested to develop silicon modulators for optical telecommunications and their application areas. These modulators are useful for data centers and short-range high capacity links. Thus, this work focuses on the characterization of two types of integrated Bragg grating modulators on silicon waveguide and having an interleaved PN junction whose goal is to achieve a modulation of the Bragg wavelength through the application of an reverse bias voltage creating a carrier depleted region in the waveguide. For the first integrated Bragg grating modulator, the period of the PN junction is not matched to the Bragg grating period while the second integrated Bragg grating modulator has the PN junction matched to the Bragg grating period. This difference brings a different behaviour of the modulator thus resulting in a different quality of data that we seek to characterize. The advantage of this Bragg grating modulator is that it is relatively simple to design and has a uniform Bragg grating which has well known characteristics. The first step in the characterization of these modulators was making optical measurements, only to see the spectral response in reflection and transmission. Afterwards, we went through the usual approach, i.e by making DC measurements on the modulators. This thesis shows the practical results on the behaviour of the electrodes and the PN junction. And it also reports the results of the data transmission of these modulators by using an OOK modulation and PAM-4 modulation highlighting the differences in terms of modulation efficiency of these two modulators. We then discuss the relevance of this design choice compared to what we can currently find in the literature.

Table des matières

Résumé.....	iii
Abstract.....	iv
Table des matières.....	v
Liste des tableaux.....	vii
Liste des figures	viii
Introduction	1
Chapitre 1 :.....	7
Les réseaux de Bragg dans les guides d'onde de silicium sur silice	7
1.1 Définition et généralités	9
1.1.1 Longueur d'onde de Bragg et modulation d'indice effectif.....	9
1.1.2 Le guide d'onde	11
1.2 Les réseaux de Bragg uniforme	14
1.3 Réponse spectrale et théorie des modes couplés.....	15
1.3.1 Principe de base de la théorie des modes couplés	15
1.3.2 Coefficients de transmission et réflexion	19
1.3.3 Représentation matricielle.....	21
1.3.4 Réseau de Bragg à saut de phase	22
1.3.5 Réseau de Bragg apodisé (ou à couplage variable).....	23
1.4 Dispositifs passifs à base de réseaux de Bragg dans le silicium.....	24
1.4.1 Les différents types de couplage d'un réseau.....	24
1.4.1.1 Réseau à couplage faible.....	25
1.4.1.2 Réseau à couplage fort.....	25
1.4.2 Exemples de dispositifs obtenus.....	26
1.5 Conclusion.....	29
Chapitre 2 :.....	31
Les réseaux de Bragg dans la photonique sur silicium	31
2.1 Les objectifs	32
2.2 Les mécanismes de modulation	33
2.2.1 Modulation thermique	35
2.2.2 Injection des porteurs	36
2.2.3 Déplétion des porteurs	38
2.2.4 Recouvrement	39
2.2.5 Modulation par modulation d'indice.....	40
2.3 Les différents types de jonction PN.....	42
2.3.1 Jonction PN standard : Latérale.....	42
2.3.2 Jonction PN entrelacée.....	43
2.4 Conclusion.....	46
Chapitre 3 :.....	47
Caractérisation des électrodes et caractéristiques de la jonction PN	47
3.1 Présentation de l'arrangement et de la technologie	49
3.2 Ligne de transmission.....	51

3.2.1 Ligne de transmission sans jonction PN	51
3.2.2 Ligne de transmission avec jonction PN	54
3.2.3 Détermination des paramètres RLGC et caractérisation des électrodes	56
3.3 Caractérisation des électrodes	57
3.3.1 De-embedding de la ligne de transmission	58
3.3.2 Caractérisation des électrodes avec jonction PN non connectée	59
3.3.3 Caractérisation des électrodes avec jonction PN connectée	63
3.4 Conclusion.....	65
Chapitre 4 :	68
Caractérisation des modulateurs IBG	68
4.1 Protocol expérimental.....	69
4.1.1 Alignement et couplage optique	69
4.1.2 Connexions RF.....	73
4.2 Présentation des modulateurs à réseau de Bragg intégré	74
4.2.1 Design des modulateurs pour réaliser la déplétion des porteurs.....	75
4.2.2 Modulation de la longueur d'onde de Bragg (IBGM1 : Integrated Bragg Grating Modulator #1)	78
4.2.2.1 Structure optique.....	78
4.2.2.2 Structure de la jonction PN.....	78
4.2.3 Modulation de la longueur d'onde de Bragg et du Kappa (IBGM2 : Integrated Bragg Grating Modulator #2)	78
4.2.3.1 Structure optique.....	79
4.2.3.2 Structure de la jonction PN.....	80
4.2.4 Modulateur classique à jonction PN latérale	81
4.2.4.1 Structure optique.....	81
4.2.4.2 Structure de la jonction PN.....	81
4.3 Comportement passif.....	85
4.3.1 Période du réseau	85
4.3.2 Largeur de corrugation.....	86
4.3.3 Largeur du guide d'onde	87
4.4 Mesures optiques	87
4.5 Mesures du spectre de réflexion en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée aux électrodes : Mesures DC	90
4.5.1 Protocol expérimental pour réaliser les mesures DC.....	90
4.5.2 Mesures DC	91
4.5.3 Décalage en longueur d'onde et modulation de l'indice effectif	95
4.6 Observation du diagramme de l'œil et mesures de BER	98
4.6.1 Caractérisation avec la modulation de type OOK.....	99
4.6.1.1 Rappel.....	99
4.6.1.2 Paramétrage	100
4.6.1.3 Résultats	102
4.6.2 Caractérisation avec la modulation de type PAM-4.....	104
4.6.2.1 Rappel.....	104
4.6.2.2 Paramétrage	105
4.6.2.3 Résultats	107
4.7 Conclusion.....	110
Conclusion.....	111
Références	114

Liste des tableaux

Tableau 1 : Tableau récapitulatif des paramètres caractérisant les modulateurs IBGM1 et IBGM2 comparés avec un modulateur PDK simplifié à titre d'exemple.
.....

Tableau 2 : Paramètres du diagramme de l'œil électrique pour la modulation OOK.
.....

Tableau 3 : Présentation du réglage des paramètres d'opération pour la modulation OOK.
.....

Tableau 4 : Présentation du réglage des paramètres d'opération pour la modulation PAM-4.
.....

Liste des figures

Fig 1.1 :	a) Schéma présentant le profil d'indice dans un réseau de Bragg uniforme au sein d'un guide d'onde en silicium b) et son influence sur un spectre lumineux injecté dans le réseau.	10
Fig 1.2 :	Dessin schématique du guide d'onde pour un modulateur photonique intégré sur silicium à réseau de Bragg : a) la vue de dessus b) la vue en coupe.	11
Fig 1.3 :	Schéma d'un réseau uniforme pour un guide d'onde de type canal.	12
Fig 1.4 :	Représentation du second mode TE du champ électrique pour un guide d'onde de 500 nm avec pour revêtement de l'oxyde.	13
Fig 1.5 :	Représentation du mode fondamental du champ électrique pour un guide d'onde de 500 nm de largeur. (a) Mode TE avec de l'oxyde pour revêtement et (b) Mode TM avec de l'oxyde pour revêtement.	13
Fig 1.6 :	Etapes à suivre pour l'élaboration d'un réseau de Bragg uniforme.	14
Fig 1.7 :	Principe du réseau de Bragg.	16
Fig 1.8 :	Simulation des coefficients de réflexion et transmission pour le cas d'un réseau de Bragg uniforme avec un coefficient de couplage faible (-3dB, sans pertes optiques), une longueur de réseau de 1 m et une amplitude de modulation normalisée de $3 \cdot 10^{-4}$. Les courbes bleues, rouges et vertes ont respectivement un Δn de 0, $-3 \cdot 10^{-4}$ et $3 \cdot 10^{-4}$	20
Fig 1.9 :	Réponse spectral en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg uniforme (en pointillé bleu) comparé avec celle d'un réseau de Bragg à saut de phase (en rouge continu).	23
Fig 1.10 :	Présentation des différents types de guide d'onde principalement utilisés dans la photonique sur silicium.	27
Fig 2.1 :	Modulation d'amplitude analogue (a) et numérique (b) pour un modulateur IBG.	34
Fig 2.2 :	(a) Coupe transversale d'une jonction PN latérale, (b) Coupe transversale d'une jonction PIN et (c) coupe transversale 3D d'une jonction PN entrelacée.....	35
Fig 2.3 :	Rappel sur la technique de déplétion des porteurs avec l'application d'un courant de polarisation inverse.....	39
Fig 2.4 :	Présentation des jonctions PN latérale classiquement utilisées.	43
Fig 2.5 :	(a) Section transversale, (b) Vue 3D d'une jonction PN latéral utilisée pour un modulateur IBG.	43

Fig 2.6 :	Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN entrelacée.	44
Fig 2.7 :	Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN entrelacée en zig-zag.	45
Fig 2.8 :	Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN entrelacée verticale (à gauche) et horizontale (à droite).	46
Fig 3.1 :	Aperçu et exemple pour la lecture avec le logiciel KLayout de notre modulateur IBG à modulation de phase. L'encadré rouge-pointillés correspond à l'ensemble des modulateurs de phase IBG (possédant donc plusieurs variations des paramètres). L'encadré en rouge-plein indique le modulateur de phase IBG caractérisé durant la maîtrise ainsi que les réseaux de couplage correspondant. L'encadré jaune-pointillé présente l'ensemble des réseaux de couplage associés aux modulateurs IBGs de phase.	50
Fig 3.2 :	Schéma représentant la configuration du Layout pour l'utilisation d'une barrette à fibres.	50
Fig 3.3 :	Schéma représentant la configuration de la topologie pour la mesure en transmission et en réflexion avec l'utilisation de la branche en Y.	51
Fig 3.4 :	Zoom sur les coupleurs afin de mettre en évidence l'approche choisie qui cherche à améliorer l'utilisation de l'espace sur la puce pour une configuration avec barrette de fibres.	51
Fig 3.5 :	À gauche est représenté la ligne de transmission lorsqu'il n'y pas de jonction PN (c'est à dire sans bande coplanaire), et à droite ce que devient la ligne de transmission lorsque l'on ajoute la jonction PN au modulateur.	53
Fig 3.6 :	Description du guide d'onde coplanaire utilisé pour nos modulateurs IBGs.	58
Fig 3.7 :	(a) Mesure du paramètre S_{11} (en bleu) et du paramètre S_{21} (en rouge) (b) Zoom sur la courbe du paramètre S_2	60
Fig 3.8 :	Calcul et tracé par unité de longueur de la résistance (a), de la capacitance (b), de la conductance (c) et de l'inductance (d) de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence.	61
Fig 3.9 :	Calcul et tracé de l'impédance caractéristique (a), des pertes RF (b) et de l'indice RF (c) de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence.	62
Fig 3.10 :	Calcul et tracé par unité de longueur de la résistance (a), de la capacitance (b), de la conductance (c) et de l'inductance (d) de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence et de la tension appliquée.	64
Fig 3.11 :	Calcul et tracé de l'impédance caractéristique (a), des pertes RF (b) et de l'indice RF (c) de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence et de la tension appliquée.	65

Fig 4.1 :	Illustration de l'alignement optique effectué au laboratoire afin de coupler la lumière avec le guide d'onde de la puce photonique pour le cas de notre modulateur IBG.	70
Fig 4.2 :	Aperçu de l'instrumentation optique utilisée sur la puce photonique. a) Barrette à fibres, b) plaque tournante supportant la puce, c) puce photonique, d) connecteurs et câbles RF, e) sondes RF, f) vis micrométrique du support de la barrette de fibres, g) vis modifiant l'angle d'inclinaison de la barrette à fibres.	71
Fig 4.3 :	a) Aperçu de la vue que permet d'avoir de la caméra de dessus : Ici une vue globale de la puce photonique d'un modulateur IBG comprenant la barrette à fibres alignée sur les coupleurs (à gauche) et les sondes RF déposées sur les électrodes (à droite). b) Aperçu de la vue que permet d'avoir de la caméra latérale : Ajustement de la hauteur des fibres.	72
Fig 4.4 :	Présentation des éléments utilisés pour l'alignement et le couplage optique. a) Vis de déplacement de la caméra de dessus, b) Caméra de dessus, c) sondes et câbles RF, d) socle de déplacement de la barrette à fibres, e) cf Figure 4.2, f) caméra latérale, g) socle de déplacement des sondes RF, h) lampe pour éclairer la puce, i) socle de déplacement de la caméra latérale.	73
Fig 4.5 :	Couplage par réseau de diffraction.	74
Fig 4.6 :	Aperçu de la pose des sondes RF à trois dents (en bas et en haut du modulateur) sur la puce photonique, vue de dessus.	76
Fig 4.7 :	Aperçu de la pose des sondes RF sur la puce photonique, vue latérale.	77
Fig 4.8 :	Rappel sur le technique de déplétion des porteurs avec l'application d'un courant de polarisation inverse.	77
Fig 4.9 :	(a) Schéma de la jonction PN segmentée et de ses dimensions de l'IBGM1 dont la période de dopage est différente de la période du réseau de Bragg : vue de dessus. (b) Détails des longueurs des zones dopées. (c) Schéma de la jonction PN segmenté vu en coupe pour l'IBGM1.	79
Fig 4.10 :	Vue en 3-D d'une jonction PN entrelacée périodique.	80
Fig 4.11 :	Schéma de la jonction PN segmentée de l'IBGM2 vue de dessus où la période de dopage est la même que celle de la période du réseau de Bragg.	81
Fig 4.12 :	On présente sur cette figure les détails de la jonction PN de l'IBG modulateur de type PDK avec son déphasage de π au centre de la jonction. Cette image provient de la visualisation du design du modulateur par le logiciel Klayout dont on a expliqué l'utilité et le fonctionnement précédemment.	82
Fig 4.13 :	Représentation en coupe de la jonction PN et du guide d'onde de l'IBG modulateur de type PDK.	83

Fig 4.14 :	Spectre en transmission pour deux modulateur IBGs possédant le même paramétrage excepté la période du réseau, respectivement 318 nm et 310 nm pour la courbe bleue puis rouge.	85
Fig 4.15 :	Spectre de transmission pour deux modulateur IBGs possédant le même design excepté la corrugation du réseau.	86
Fig 4.16 :	(a) Mesure du spectre de transmission pour un réseau dont la corrugation vaut 20 nm sur un guide d'onde de 450 nm (en vert) et une guide d'onde de 500 nm (en bleu). (b) Simulation du champ électrique du mode fondamental TE pour un guide d'onde type canal de 500 nm (en haut) et de 450 nm (en bas).	87
Fig 4.17 :	Schéma du montage pour réaliser l'alignement et le couplage optique.	89
Fig 4.18 :	(a) Réponse spectrale en réflexion (Note : Alignement optimisé) et transmission (Note : Alignement non optimisé) de l'IBGM1 sans l'application d'une tension de polarisation. (b) Réponse spectrale en réflexion (Note : Alignement optimisé) et transmission (Note : Alignement non optimisé) de l'IBGM2 sans l'application d'une tension de polarisation.	90
Fig 4.19 :	Schéma du montage pour réaliser les mesures DC.	91
Fig 4.20 :	(a) Spectre de réflexion non filtré et filtré proche du pic de réflexion pour différentes tensions de polarisation inverse pour l'IBGM1. (b) Spectre de réflexion non filtré et filtré proche du pic de réflexion pour différentes tensions de polarisation pour l'IBGM2.	93
Fig 4.21 :	(a) Spectre en réflexion théorique simulant le comportement de l'IBGM1. (b) Spectre en réflexion théorique simulant le comportement de l'IBGM2 avec en bleu aucune tension de polarisation inverse appliquée et en couleur une tension de polarisation inverse de -6 V.	94
Fig 4.22 :	(a) Spectre de réflexion de l'IBGM1 et (b) Spectre de réflexion de l'IBGM2 avec la courbe bleu à 0 V et la courbe rouge à -4 V pour mettre en évidence l'ER et la longueur d'onde d'opération. (c) Zoom sur la partie encadrée en rouge dans la figure (a). (d) Zoom sur la partie encadrée en rouge dans la figure (b).	95
Fig 4.23 :	Représentation du décalage en longueur d'onde pour différentes valeurs de tensions de polarisation.	97
Fig 4.24 :	Modulation de l'indice effectif en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée Vs Modulation RF.	97
Fig 4.25 :	Modulation de l'indice effectif pour les modulateurs IBGM1 et IBGM2 en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée Vs Modulation RF.	98
Fig 4.26 :	Schéma du montage utilisé pour les mesures de BER (bloc D) et l'observation de diagramme de l'œil (bloc C) pour la modulation OOK (bloc A) et PAM-4 (bloc B).	99

Fig 4.27 : Diagramme de l'œil de différents taux binaire pour la modulation OOK avec pour puissance reçue 5 dBm. La colonne de gauche correspond à l'IBGM1 et celle de droite à l'IBGM2.103

Fig 4.28 : BER Vs la puissance reçue pour différents taux binaire. Les courbes pleines correspondent à l'IBGM2 et les courbes en pointillées à l'IBGM1.104

Fig 4.29 : Diagramme de l'œil de différents taux binaire pour la modulation PAM-4 avec pour puissance reçue 5 dBm. La colonne de gauche correspond à l'IBGM1 et celle de droite à l'IBGM2.107

Fig 4.30 : BER Vs la puissance reçue pour différents taux binaire. Les courbes pleines correspondent aux mesures sans post-compensation, et les traits en pointillés aux mesures avec post-compensation. Les courbes en couleur correspondent à l'IBGM1 et les courbes noirs à l'IBGM2.108

Introduction

Présentation de la photonique sur silicium

Le domaine de la photonique sur silicium est un domaine en plein essor pour lequel plusieurs applications s'avèrent prometteuses notamment en microélectronique. En effet, dans ce domaine la volonté est de dépasser la vitesse actuelle de la technologie des circuits intégrés CMOS (de l'anglais Complementary Metal Oxide Semi-conductor) qui se trouve maintenant limitée en terme de vitesse. Ainsi, la photonique se propose de dépasser ces limitations en améliorant la distribution du signal d'horloge et des signaux globaux. De plus, un autre domaine dans lequel les applications photoniques sont prometteuses, sont les télécommunications optiques. Dans ce domaine, le silicium peut apporter principalement des solutions à bas coûts. Mais, il existe aussi un très fort potentiel pour la photonique sur silicium dans le développement des nanostructures dans le cadre de la biophotonique ou bien dans le traitement quantique de l'information.

L'utilisation de la plateforme silicium permet de donner accès à la technologie mature développée en microélectronique ainsi que d'atteindre de grands volumes de production. Ces circuits photoniques sont composés d'une mince couche de silicium dans laquelle la lumière est fortement confinée en raison du fort contraste d'indice de réfraction avec la couche d'oxyde sous jacente. De plus, il faut savoir que, dans ce contexte, les guides d'onde ayant une dimension inférieure au micromètre fournissent une capacité d'intégration bien meilleure du fait que la lumière y reste guidée même lorsque les guides d'onde sont fortement courbés sur des rayons de quelques microns. Ce qui est techniquement en accord avec la volonté d'un packaging toujours plus petit.

De façon plus générale, la photonique sur silicium va permettre d'intégrer dans un même temps des fonctions optiques mais aussi d'autres fonctionnalités comme le traitement de l'information,

l'utilisation de capteurs etc. Ce qui, in fine, veut dire que l'on sera capable d'intégrer sur un même circuit les fonctions optiques et électroniques. Ainsi la convergence des circuits électroniques et photoniques sur une même puce rend possible le traitement de l'information au plus près de l'émetteur et du récepteur. Cela engendre une plus grande capacité des circuits et une augmentation de leurs performances.

L'avantage du silicium

Le silicium possède des avantages cruciaux en tant que matériau pour les dispositifs photoniques. Sa conductivité thermique est très élevée ; à titre comparatif la conductivité du silicium est dix fois supérieure à celle du GaAs. Le seuil de dommage optique est également élevé puisqu'il est également dix fois supérieur à celui du GaAs. Mais aussi, le silicium possède des effets optiques non linéaires non négligeables comparés à ceux d'une fibre optique classique par exemple. Les effets Kerr et Raman sont respectivement 100 et 1000 fois plus grands que ceux que l'on trouve dans une fibre de silice classique, et cela provient principalement des propriétés du matériau par ses facteurs de confinement bien plus élevés [1]. A savoir que cela peut être utilisé à son avantage, mais peut aussi être une contrainte. Ce n'est pas, à fortiori, toujours un avantage.

Malheureusement, le silicium ne possède pas que des avantages mais comporte également quelques inconvénients comme le fait qu'il n'est pas un émetteur de lumière optimal à cause de sa bande interdite indirecte ou bien qu'il n'y pas d'effet Pockels à cause de la symétrie de sa maille cristalline. Or, justement, l'effet Pockels est habituellement utilisé dans le cadre de modulateurs électro-optiques pour moduler l'indice de réfraction. Mais la science ne s'est pas arrêtée là, et a cherché à contourner le problème en proposant par exemple d'intégrer des matériaux hybrides III-V permettant de réaliser des sources laser sur silicium. Ceci a alors permis la fabrication de transmetteurs dont les débits sont tout à fait acceptables.

Le potentiel du silicium en photonique réside principalement sur le fait qu'il a une faible absorption dans un large domaine spectral incluant notamment le proche et le moyen infrarouge (1,1 μm à 7 μm). Cela permet d'étendre la gamme d'utilisation du silicium en dehors de la bande 1,3 μm – 1,55 μm des télécommunications optiques actuels. De plus, le silicium peut servir de substrat sur

isolant. Ce substrat en silicium a le plus faible coût (par unité de surface) et la plus haute qualité cristalline des matériaux semi-conducteurs.

Les modulateurs optiques

Pour commencer, il faut savoir que les propriétés physiques du silicium avec sa bande interdite indirecte ne sont naturellement pas favorables à la réalisation de sources lumineuses (comme les lasers par exemple) mais aussi à celle de modulateurs optiques. Ces dernières années il a été possible de voir des percées technologiques qui ont donné lieu à des résultats prometteurs dans le domaine. Une des techniques qui a fait ses preuves jusqu'à maintenant est la modulation d'indice de réfraction par un changement de densité de porteurs. Cette modulation peut être obtenue soit par injections d'électrons et de trous, soit par l'accumulation de porteurs de part et d'autre d'une capacité MOS (venant de l'anglais Metal Oxide Semi-conductor), ou encore par déplétion de porteurs. En l'occurrence, la solution adoptée dans le cas des recherches de ce mémoire relève de cette dernière. Celle-ci possède plusieurs avantages comme d'avoir une bonne efficacité de modulation mais aussi elle permet de contrôler les pertes d'insertion.

Une jonction PN est définie à l'emplacement du guide d'onde par implantation ionique lors de la fabrication. A l'équilibre, c'est-à-dire quand la tension de polarisation est nulle, les trous et les électrons sont présents dans le guide d'onde. Mais lorsqu'une tension inverse est appliquée, les trous et les électrons sont chassés hors du guide optique. L'absence de porteurs de charge induit alors une variation de la polarisabilité du matériau, ici le guide d'onde, provoquant alors une variation d'indice de réfraction. Cette variation conduit à une autre variation, celle de la phase du mode optique guidé en sortie de la région active. Dans le cas de modulateurs à réseau de Bragg cette modification de l'indice de réfraction a pour conséquence de modifier, et donc de faire varier, la longueur d'onde de Bragg provoquant ainsi la modulation. Une telle structure, engendre des avantages comme la rapidité intrinsèque.

On comprend bien alors qu'il existe plusieurs techniques et technologies possibles à utiliser pour le silicium dans le cadre des modulateurs. Le but de cette étude est de trouver le type de modulateur le plus optimal en terme d'efficacité de modulation, de consommation d'énergie, de taille, de pertes etc. Plusieurs types de modulateurs en silicium ont déjà été bien étudiés et ont fait leurs

preuves comme les principaux modèles que l'on peut citer : les modulateurs avec interféromètre de Mach Zehnder et les modulateurs à micro-résonateur en anneau. Mais d'autre type de modulateurs peuvent être envisagés afin de palier les désavantages de ceux cités précédemment et de chercher à toujours améliorer l'optimisation de ces modulateurs. De plus, sans forcément apporter des prouesses techniques extraordinairement meilleures que ce qui existe déjà, réaliser un modulateur dont la conception est plus simple et moins chère, en donnant les mêmes performances qu'actuelles, est déjà un atout considérable. C'est alors dans ce contexte là que la recherche de maîtrise s'est concentrée en proposant l'étude et la caractérisation de modulateurs photoniques sur silicium basés sur les réseaux de Bragg intégrés (IBG pour Integrated Bragg Grating pour son acronyme anglais).

Les performances de la photonique sur silicium

Pour citer quelques performances des technologies SOI (Silicon On Insulator : Silicium sur isolant), l'Institut d'Électronique Fondamentale en collaboration avec le CEA ont développé, dans le cadre d'un projet européen HELIOS, des modulateurs optiques silicium intégrés dans un guide d'onde Si. Leur fonctionnement va jusqu'à des débits d'information de l'ordre de 40 Gbit/s, ils possèdent de faibles pertes optiques inférieures à 6 dB et ont un taux d'extinction de plus de 6 dB [2].

Autre exemple, on peut citer la technologie développée par l'entreprise TeraXion. Cette compagnie dédie une équipe de R&D au domaine de la photonique sur silicium. Ainsi des dispositifs passifs et actifs y ont été développés comme des photodiodes, des modulateurs, des atténuateurs, des composants pour le contrôle de polarisation, des techniques de couplage de la lumière entre fibre optique monomode standard et un guide d'onde sous-micronique. En 2014, TeraXion, a mis au point un modulateur SiP haute vitesse à 1310 nm pour une transmission de données à 56 GBaud au format PAM-4 sur 10 km de fibre monomode standard [3].

Ce type de prouesses permet d'envisager de nouvelles applications du câble optique aux communications entre serveurs ou même entre cœurs des microprocesseurs. De plus, pour la plupart de ces applications on trouve une réduction importante de la puissance électrique dissipée dans les composants.

Précisions sur les objectifs du mémoire

Il est intéressant de préciser que ce mémoire s'inscrit dans un contexte de continuité. C'est-à-dire que le mémoire s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche au COPL appelé SPEED (Silicon Photonic Electrically Engineered Devices). Il faut savoir également que la réalisation d'un design de modulateur et sa fabrication sont des processus à long terme. En effet, la fabrication puis la réception d'une puce photonique peut prendre environ 9 mois. Ainsi certains designs de puce photonique réalisés au début du projet sont encore à l'état de test à l'heure actuelle. Le mémoire présente donc la caractérisation de ces designs et les résultats qui en découlent permettront d'orienter le design de la future génération de modulateur. Le mémoire porte plus spécifiquement sur les modulateurs à réseau de Bragg alors que d'autres types de modulateurs (Mach Zehnder : MZ, en anneaux, etc) sont aussi étudiés dans ce projet.

Précisons, pour finir, que le type de modulateurs à réseau de Bragg intégrés sur silicium présenté dans ce mémoire n'a pas été choisi en considérant qu'il aurait la meilleure efficacité de modulation mais plus pour tester ses performances et ainsi constater si elles sont légitimes et compétitives avec les autres types de modulateurs sur silicium actuels. La fabrication de ces modulateurs dans le cadre du projet SPEED doit respecter certains objectifs fixés sur la qualité et l'efficacité des modulateurs compatibles avec les liens à haut débit et à courte portée. Il s'agit ici de tester ces modulateurs afin de vérifier qu'ils respectent bien ces objectifs et évaluer s'il s'agit d'une nouvelle approche pertinente quant à l'efficacité de modulation. Ces modulateurs serviront en fait de base comparative pour les prochains modulateurs IBGs puisque les simulations annoncent de bonnes efficacités de modulation. Ces modulateurs permettront aussi de prouver la faisabilité et l'aspect prometteur des modulateurs IBGs au sein des autres modulateurs intégrés sur silicium.

On commencera dans le **chapitre 1** de ce mémoire par rédiger un rappel sur les généralités concernant les réseaux de Bragg et plus particulièrement les réseaux de Bragg uniformes. On présentera alors tous les paramètres importants qui y sont liés en faisant, notamment, appel à la théorie des modes couplés et la représentation matricielle des équations des modes couplés. Puis on verra comment les réseaux de Bragg doivent être utilisés pour réaliser la modulation au sein des modulateurs en silicium. Ensuite, ce sera dans le **chapitre 2** que l'étude sur les réseaux de Bragg

sera appliquée dans le domaine spécifique qu'est de la photonique sur Silicium dont on abordera les différentes techniques à l'origine de la modulation de l'indice effectif au sein du réseau et les designs de jonction PN qui permettent cette modulation. On présentera dans le **chapitre 3**, une analyse des électrodes, le comportement radio fréquentiel (RF) ainsi que de la jonction PN utilisées dans nos modulateurs afin de pouvoir réaliser la modulation désirée. On parlera de la technique de modulation et on détaillera ce qu'est la ligne de transmission et les conséquences lorsqu'elle est connectée ou non à la jonction PN. Cela nous amènera alors à caractériser la réponse statique des électrodes ainsi que le comportement de la jonction PN dans nos modulateurs. Pour finir, dans le **quatrième** et dernier **chapitre**, on présentera le fonctionnement des modulateurs à réseaux de Bragg utilisés lors de la maîtrise dont on donnera les caractéristiques, le design et les résultats des mesures en laboratoire que ce soit pour les mesures passives ou actives. On prendra soin avant d'aborder tout cela, de préciser le protocole opératoire de chacune des manipulations réalisées. On finira par conclure sur les résultats et leurs pertinences.

Chapitre 1 :

Les réseaux de Bragg dans les guides d'onde de silicium sur silice

Les recherches effectuées lors de la maîtrise concernent majoritairement la physique liée au réseau de Bragg, il sera donc pertinent de d'écrire un rappel concernant son fonctionnement et l'utilisation que l'on peut en faire afin d'appliquer par la suite la technique utilisant le réseau de Bragg dans nos modulateurs. Il est important de bien en comprendre les concepts sans pour autant s'attarder trop précisément sur les démonstrations théoriques que l'on peut trouver dans de très nombreuses littératures [4] et [5] ainsi que les détails de certains types de réseaux de Bragg qui ne nous concerne pas ici. On s'attachera donc à se focaliser sur le type de réseau de Bragg qui nous concerne, c'est à dire les réseaux de Bragg uniforme simple et uniforme avec déphasage de π au centre du réseau (aussi appelé réseau de Bragg à saut de phase). On commencera alors par spécifier quelques généralités sur les réseaux de Bragg en les décrivant puis on fera évoluer l'étude des réseaux de Bragg de façon à s'accorder sur notre but bien précis : Étudier et caractériser des modulateurs en silicium basés sur un réseau de Bragg intégré. On peut préciser que nous ne traiterons ici que des réseaux de Bragg dans le contexte des guides d'onde en silicium. Les aspects généraux seront donc directement focalisés dans la spécificité des réseaux de Bragg dans les guides d'onde de silicium sur silice.

La première partie de ce chapitre présente et définit ce qu'est un réseau de Bragg concrètement et en donne son fonctionnement. On dressera alors un bref rappel sur les différents paramètres fondamentaux qui définissent le réseau de Bragg comme l'indice effectif et sa

perturbation, la longueur d'onde de Bragg et la phase du réseau. Ensuite, une fois ces généralités présentées, on décrit directement la géométrie du guide d'onde sur silicium, c'est à dire la description du design du réseau de Bragg dans ce contexte de photonique sur silicium. On détaillera le guide d'onde du réseau de Bragg en décrivant ses dimensions, sa géométrie, ses corrugations etc. On parlera ici uniquement des dimensions qui concernent nos modulateurs et on peut préciser également que tous nos modulateurs possèdent le même design pour leur réseau de Bragg intégré.

La seconde partie donne les spécificités du réseau de Bragg dans le cas particulier qu'est le réseau de Bragg de type uniforme. Ce qui nous amènera à décrire les conséquences et les simplifications possibles sur les paramètres qui définissent le réseau de Bragg. On décrira alors les conditions de résonances du réseau dans le cas uniforme et nous donnerons également les conditions pour une réflexion maximale.

La troisième partie, plus théorique, présente la théorie sur la réponse spectrale du réseau en faisant appel à la théorie des modes couplés dans le cas d'un réseau uniforme pour commencer. On définira alors les équations correspondantes à cette théorie en précisant de quels phénomènes elles proviennent et quelles sont les hypothèses à postuler pour que la théorie puisse être applicable. Cela nous amènera alors à définir d'autres paramètres très importants caractérisant le fonctionnement du réseau de Bragg comme le coefficient de couplage, la phase du réseau, le coefficient de desyntonisation etc. En effet, c'est la variation (ou non) de ces paramètres en fonction de la longueur d'onde et de z (la direction de propagation du signal lumineux) qui détermine la réponse du réseau de Bragg va avoir le comportement que l'on désire obtenir de lui. Il est donc important de les définir correctement et de comprendre comment ils s'utilisent et ce qu'ils deviennent lorsqu'on fait fonctionner le réseau de Bragg dans nos modulateurs. Ensuite on définira les conditions qui induisent ce que l'on appelle un couplage faible et un couplage fort. Cela permet d'appréhender au mieux le comportement du réseau et de déterminer quel type de couplage on désire pour le réseau dans les modulateurs IBGs. On précisera également deux paramètres très importants que sont les coefficients de réflexion et de transmission du réseau de Bragg. On proposera une simulation théorique de ceux-ci afin de l'illustrer à titre comparatif avec nos résultats pratiques sur la réponse spectrale en transmission et en réflexion des réseaux de nos modulateurs. On donnera aussi la représentation matricielle de nos équations couplées, car c'est celle-ci qui est utilisée pour générer les simulations

théoriques des coefficients de transmission et de réflexion par exemple. Enfin, on appliquera cette théorie des modes couplés au cas des réseaux de Bragg à saut de phase et apodisés dont on donnera alors la réécriture des équations dans ces cas précis. En effet, ces autres types de réseaux sont eux aussi très utilisés dans la photonique sur silicium avec les réseaux apodisés principalement pour les composants passifs et les réseaux à saut de phase aussi bien pour les composants passifs qu'actifs.

Dans la quatrième et dernière partie de ce chapitre, nous dresserons simplement un état de l'art sur les dispositifs passifs actuels à base de réseaux de Bragg dans la photonique sur silicium. Cette partie servira de mise à jour sur la revue de littérature. On abordera alors les différents dispositifs passifs comme les filtres, par exemple, mais aussi l'importance et l'évolution qu'il y a eu récemment sur le type de guide d'onde en silicium utilisé pour l'intégration des réseaux de Bragg. On donnera alors des exemples de dispositifs obtenus suite aux descriptions fournies dans les parties précédentes de ce chapitre. Enfin, on finira par conclure sur les difficultés rencontrées spécifiques au silicium et on identifiera quelles sont les solutions qui peuvent être apportées.

1.1 Définition et généralités

1.1.1 Longueur d'onde de Bragg et modulation d'indice effectif

Pour commencer cette partie nous allons simplement présenter ce qu'est un réseau de Bragg dans sa généralité qui est présenté à la **figure 1.1** mais dans le cas spécifique d'un guide d'onde en silicium sur silice. Les réseaux de Bragg résultent d'une modulation de l'indice de réfraction effectif dans le cœur du guide d'onde le long de l'axe de propagation qui permet de concevoir un filtre en longueur d'onde. En effet, les longueurs d'ondes situées autour de la longueur d'onde de Bragg, λ_{Bragg} , vérifiant la relation suivante, aussi appelée *condition de Bragg* : [6]

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda \quad [1.1]$$

sont partiellement réfléchies par le réseau car elles interfèrent de façon constructive. Aux autres longueurs d'onde, les multiples réflexions interfèrent de façon destructives cette fois et s'annulent

alors les unes aux autres. La conséquence de cela est que la lumière est transmise le long du réseau. Précisons que dans cette relation Λ désigne la période de modulation de l'indice et n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode fondamental. On se place ici, dans le cas d'un guide d'onde de type monomode. On peut d'ailleurs trouver à la **figure 1.1** la réponse spectrale typique d'un réseau de Bragg uniforme.

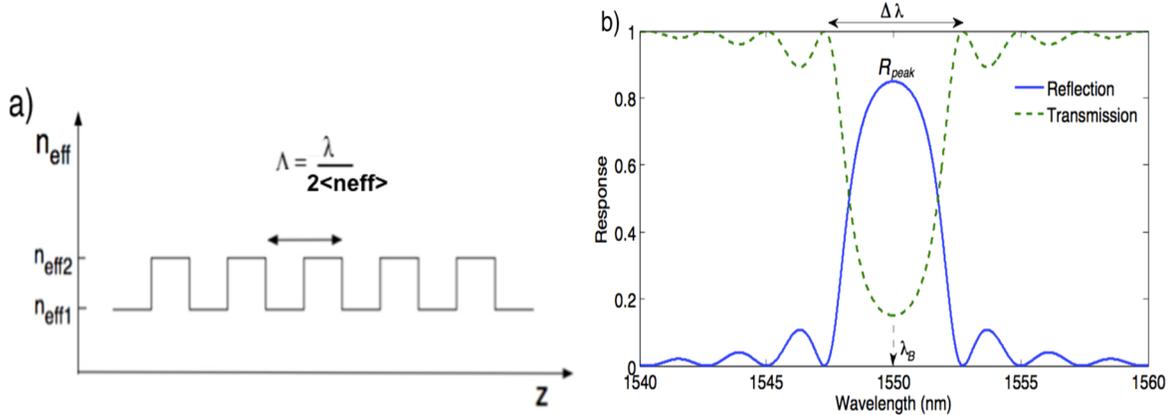


Fig 1.1 (a) Schéma présentant le profil d'indice dans un réseau de Bragg uniforme au sein d'un guide d'onde en silicium **(b)** et son influence sur un spectre lumineux injecté dans le réseau [45]

Structurellement, les réseaux sont caractérisés par la variation d'indice effectif $\Delta n_{\text{eff}}(z)$ selon l'axe du guide d'onde optique (ici z) et le pas (ou période du réseau) Λ . La périodicité du changement d'indice permet l'accord de phase entre les différents modes. Ainsi, le changement d'indice est caractérisé par l'amplitude de sa modulation, la valeur moyenne de l'indice de réfraction et la période de la perturbation. C'est justement les variations et l'évolution de ces paramètres le long du guide d'onde qui influent sur la réponse spectrale des réseaux. On peut décrire la perturbation d'indice par l'équation suivante :

$$\Delta n_{\text{eff}}(z) = \overline{\Delta n_{\text{eff}}}(z) + \Delta n_{\text{eff}}(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right) \quad [1.2]$$

avec $\Delta n_{\text{eff}}(z)$ la modulation d'indice le long du guide et $\overline{\Delta n_{\text{eff}}}(z)$ le changement d'indice moyen et $\varphi(z)$ la phase du changement d'indice dans laquelle on peut introduire la variation du pas (chirp).

1.1.2 Le guide d'onde

Le guide d'onde utilisé dans nos circuits photoniques est sûrement l'un des plus utilisés parmi les guides d'onde pour la photonique sur silicium, dont on peut voir un exemple schématique **figure 1.2**. (On ne représente ici que le guide d'onde lui-même, la structure complète du modulateur sera détaillée plus loin). Il est constitué d'une mince bande de silicium déposée sur une couche de SiO₂. Cette couche de SiO₂ doit être suffisamment épaisse afin d'isoler le guide d'onde du substrat qui est lui aussi en silicium et se trouve en dessous de la couche de SiO₂. Dans notre cas, la couche de silicium supérieure est de 220 nm tandis que la couche de SiO₂ est bien plus épaisse, typiquement 2-3 μm . A savoir que ce type de gaufre est assez commun dans la photonique sur silicium, surtout dans les fonderies CMOS. C'est ce type de gaufre qui sera utilisé durant toute la durée de la maîtrise et des expérimentations. La gaine supérieure est, quant à elle en oxyde de silicium.

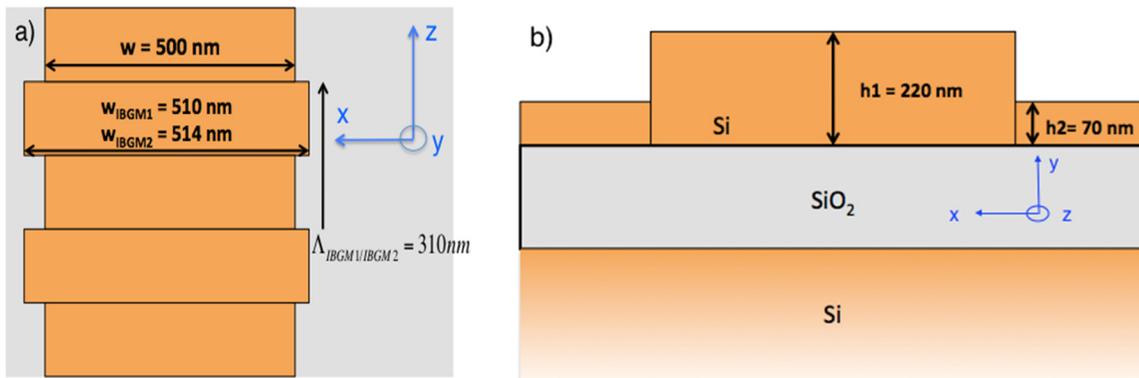


Fig 1.2 Dessin schématique du guide d'onde pour deux modulateurs photoniques intégrés sur silicium à réseau de Bragg, l'IBGM1 et l'IBGM2 qui sont les modulateurs caractérisés dans ce mémoire dont on donne ici les grandeurs du réseau : **a)** la vue de dessus **b)** la vue en coupe.

De façon générale, dans le cas des réseaux de Bragg intégrés sur silicium on va préférer un guide d'onde monomode plutôt que multi mode. Au sein d'un guide d'onde rectangulaire, il existe deux familles de modes : les modes transverses électriques (TE) et les modes transverses magnétiques (TM). La polarisation des modes TE étant parallèle au substrat et celles des modes TM y est perpendiculaire avec une propagation du champs électromagnétique le long du guide d'onde.

On va considérer un guide d'onde de type canal qui utilise des corrugations rectangulaires sur les parois latérales comme on peut le voir sur la **figure 1.3**. La profondeur des corrugations de chacune des parois latérales est donnée par ΔW . Ce choix de configuration est principalement dû au fait que pour des corrugations ayant des ΔW différents, l'indice moyen effectif reste à peu près constant de sorte que la longueur d'onde de Bragg ne change pas.

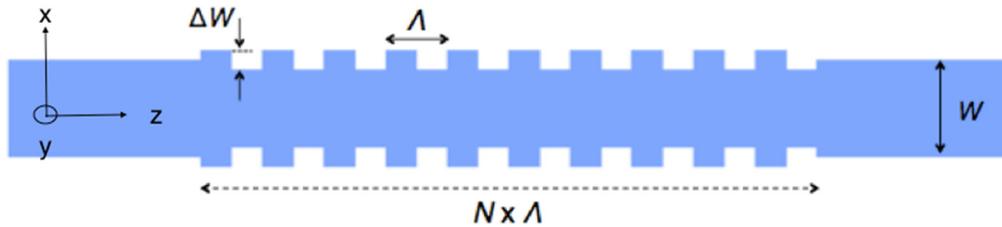


Fig 1.3 Schéma d'un réseau uniforme pour un guide d'onde de type canal [10]

Généralement, l'un des premiers choix de design est le choix portant sur la largeur du guide. Les guides que l'on veut utiliser pour nos modulateurs doivent être monomode TE. Or, pour obtenir cela et avoir un mode suffisamment confiné il faut des guides d'ondes dont la largeur est typiquement inférieure à $0,5 \mu\text{m}$. De plus, le matériau dans lequel est fait la gaine (par exemple de l'air ou de la silice) influe sur le confinement du mode TE ainsi que sur la largeur du guide. Généralement, dans un guide d'onde de 500 nm avec un revêtement en silice on retrouve un confinement très faible du second mode TE comme le montre la **figure 1.4** et cela induit un indice effectif bien plus faible que celui du mode fondamentale. Ce mode très peu confiné présente de fortes pertes. De plus, il ne sera que très peu excité lors du couplage et l'on considère que le guide d'onde est monomode à cette largeur. On trouvera à la **figure 1.5**, la représentation du champ électrique $|\vec{E}^2|$ dans notre guide d'onde de 500 nm pour les modes fondamentaux TE_0 et TM_0 montrant bien le confinement du mode fondamental TE dans le guide d'onde.

Ainsi, une fois la largeur du guide déterminée, on peut en déduire, par le calcul de mode, l'indice effectif du mode fondamental TE mais aussi la période du réseau grâce à la condition de Bragg. Il nous reste encore quelques paramètres à considérer comme la valeur ΔW de corrugation

qui permet de déterminer le coefficient de couplage. Mais aussi, il faut déterminer la longueur du réseau, c'est-à-dire le nombre de périodes. C'est ce qui permet de déterminer le pouvoir de réflexion.

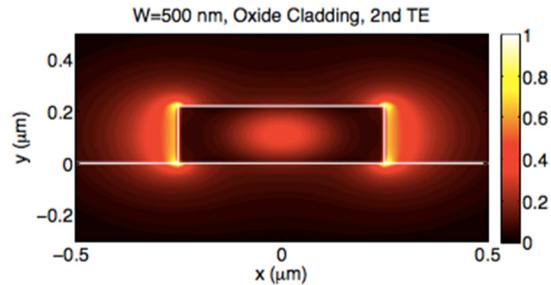


Fig 1.4. Représentation du second mode TE du champ électrique pour un guide d'onde de 500 nm avec pour revêtement de l'oxyde [11].

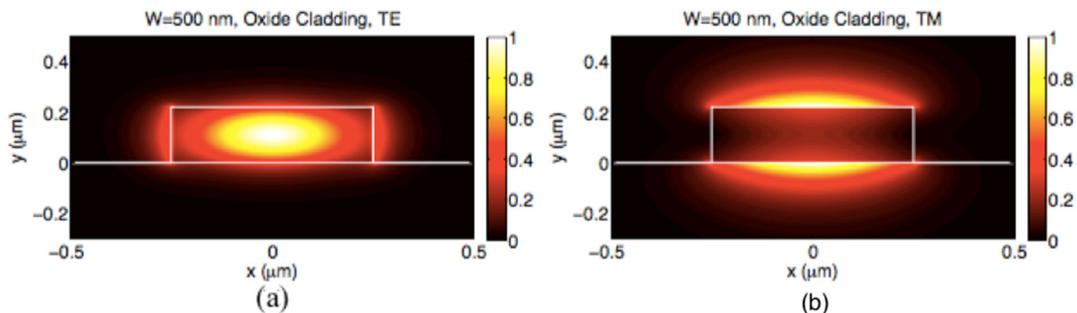


Fig 1.5. Représentation du mode fondamental du champ électrique pour un guide d'onde de silicium de 500 nm de largeur avec gaine d'oxyde. (a) Mode TE_0 et (b) Mode TM_0 [11].

Dans la **figure 1.6** on peut observer les étapes typiques pour la réalisation d'un réseau de Bragg uniforme en SOI. Cela se fait globalement en 4 étapes :

- 1 Choisir un certain type de guide d'onde
- 2 Calculer le profil de mode et l'indice de réfraction effectif et ensuite la période du réseau calculée d'après la condition de Bragg.
- 3 Calculer le coefficient de couplage
- 4 Calculer la largeur de corrugation en prenant en compte des simulations de mode et de lithographie
- 5 Enfin, faire le calcul de la longueur du réseau.

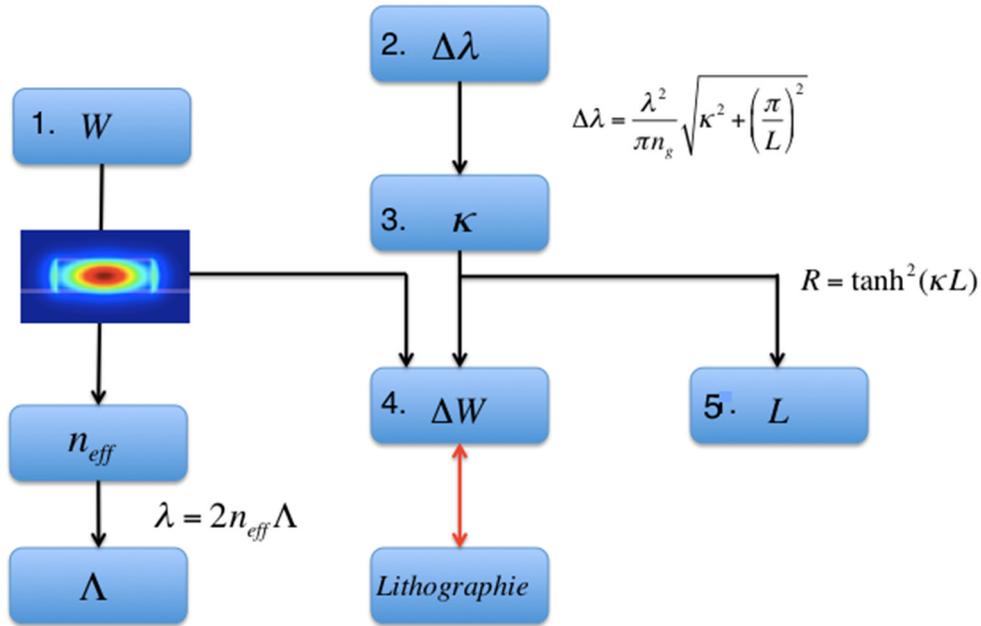


Fig. 1.6 Etapes à suivre pour l'élaboration d'un réseau de Bragg uniforme [11]

1.2 Les réseaux de Bragg uniforme

Pour un réseau de Bragg uniforme, $\Delta n_{eff}(z)$ et $\varphi(z)$ sont constants

Dans ce cas, le réseau réfléchit la lumière centrée autour d'une seule longueur d'onde et le réseau est parfaitement périodique le long du guide d'onde. On peut préciser également que dans ce type de réseau la réponse spectrale a le défaut de posséder parfois des lobes secondaires assez important. A la condition de résonance de Bragg, le vecteur d'onde incident \vec{k}_i (du mode se propageant dans la fibre optique) est égal au vecteur d'onde réfléchi \vec{k}_r (du mode contra-propagatif). Le réseau permet la conservation du moment et un couplage efficace entre ces deux modes. Ainsi, on a [6] :

$$\vec{k}_i + \vec{k}_{réseau} = \vec{k}_r \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} + \frac{2\pi}{\Lambda} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad [1.3]$$

Par conséquent, un couplage optimal vers le mode contra-propagatif est obtenu à $\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda$.

Si le guide d'onde voit son indice moyen modifié par la présence du réseau on aura :

$$\lambda_{\text{Bragg}}(\mathbf{z}) = 2(n_{\text{eff}} + \Delta n_{\text{eff}}(\mathbf{z}))\Lambda$$

Afin de décrire les phénomènes physiques se produisant dans les réseaux de Bragg, on peut faire appel à la théorie des modes couplés. En effet, le réseau est considéré comme étant une petite perturbation produisant le couplage entre les modes aller et les modes retour se propageant dans la structure.

1.3 Réponse spectrale et théorie des modes couplés

Nous tenons à préciser avant d'aborder cette troisième partie du chapitre un, que les principes de bases de la théorie des modes couplés seront d'abord élaborés spécifiquement dans le cas des réseaux de Bragg uniformes. Puis, une fois la théorie des modes couplés présentée dans son cheminement le plus simple (le réseau de Bragg uniforme) nous l'appliquerons aux deux autres cas qui nous intéressent, soit : le réseau de Bragg à saut de phase et le réseau de Bragg apodisé.

1.3.1 Principe de base de la théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés permet de décrire la relation entre la réponse spectrale du réseau de Bragg et la structure de la modulation d'indice correspondante. Ici, nous ne chercherons pas à démontrer la théorie des modes couplés mais utiliserons directement les résultats de celle-ci. Le but étant simplement d'expliquer rapidement comment sont déterminés et quelles sont les expressions de certains paramètres, comme le coefficient de couplage par exemple, et la façon dont on les utilisera par la suite.

Afin d'appliquer la théorie des modes couplés au cas du réseau de Bragg, il faut considérer le guide d'onde comme étant monomode, sans perte et que l'interaction ait lieu entre modes contra-propagatifs. L'indice du cœur et celui de la gaine ont une différence très faible et on peut négliger les

effets de polarisation induits par la structure du guide d'onde. On trouve à la **figure 1.7** le visuel sur les considérations et hypothèses faites sur le réseau de Bragg.

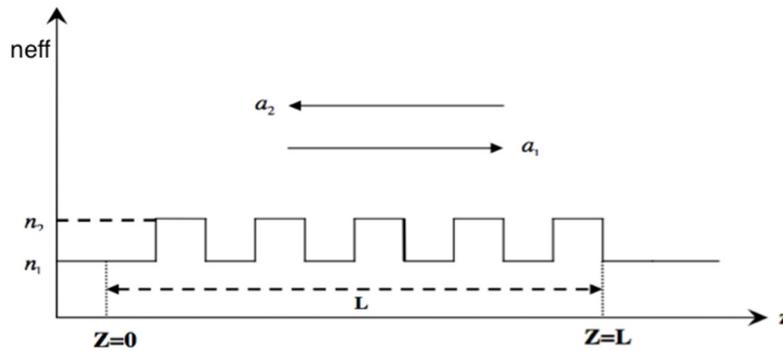


Fig 1.7 Schéma du réseau de Bragg [7]

A partir de la théorie des modes couplés, on peut obtenir directement le système d'équation décrivant l'évolution des amplitudes des champs se propageant dans le réseau de Bragg. On trouvera ces équations ci-dessous [8] et [65] :

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dz} &= iV\kappa \left(e^{-i(2\beta z - \phi(z))} + e^{-i(2\beta z + \phi(z))} \right) \\ \frac{dV}{dz} &= iU\kappa \left(e^{i(2\beta z + \phi(z))} + e^{i(2\beta z - \phi(z))} \right) \end{aligned} \quad [1.5]$$

Avec U et V les amplitudes des modes de propagation aller et retour. Et en réécrivant [1.5] :

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dz} &= iu\kappa e^{-i2\delta z} \\ \frac{dV}{dz} &= -iv\kappa e^{i2\delta z} \end{aligned} \quad \Leftrightarrow \quad \begin{aligned} U &= ue^{-i\delta z} \\ V &= ve^{-i\delta z} \end{aligned} \quad [1.5\text{-bis}]$$

où $u(z)$ est l'enveloppe lentement variable du mode se propageant selon $\overline{a_z}$ et $v(z)$ celle du mode selon $-\overline{a_z}$, on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{du(z)}{dz} &= i[\delta(z)u(z) + \kappa(z)v(z)] \\ \frac{dv(z)}{dz} &= -i[\delta(z)v(z) + \kappa(z)u(z)]\end{aligned}\quad [1.5\text{-ter}]$$

où $\delta(\lambda, z) = \frac{2\pi n(\lambda, z)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{1}{2} \frac{d\theta(z)}{dz}$ est le coefficient de désintonisation,

$\kappa(z) = \frac{\Gamma \pi \Delta n_{\text{eff}}(z)}{\lambda}$ est le coefficient de couplage,

Γ est le recouvrement du mode sur le réseau, β est la constante de propagation, $\phi(z)$ est la phase du réseau et $\theta(z)$ comprend une fonction variant selon z pouvant être introduite dans la période du réseau. On vient alors de définir un paramètre important qu'est le coefficient de couplage. Ce coefficient, exprimé en m^{-1} est un paramètre essentiel qui traduit la part de puissance transférée entre le mode aller et le mode retour. C'est-à-dire qu'il donne la réflectivité par unité de longueur du réseau. Dans un milieu réfléchif on peut transformer les équations [1.5] de la façon suivante [9] :

$$\begin{aligned}E(z) &= u(z) + v(z) \\ H(z) &= u(z) - v(z) \\ \varepsilon(z) &= \delta(z) + \kappa(z) \\ \mu(z) &= \delta(z) - \kappa(z)\end{aligned}$$

Les équations précédentes deviennent alors

$$\begin{aligned}E'(z) &= i\mu(z)H(z) \\ H'(z) &= i\varepsilon(z)E(z)\end{aligned}\quad [1.6]$$

On remarque alors qu'on retrouve ici des équations ayant la même forme que celle pour la propagation d'une onde plane dans un milieu de permittivité électrique $\varepsilon(z)$ et de perméabilité magnétique $\mu(z)$. On peut alors écrire l'indice de réfraction de ce milieu de la façon suivante :

$$n_{\text{eff}}(z) = \sqrt{\varepsilon(z)\mu(z)} = \sqrt{\delta^2(z) - \kappa^2(z)}\quad [1.7]$$

Ainsi lorsque l'indice effectif est réel, c'est-à-dire quand $|\delta(\mathbf{z})| > |\kappa(\mathbf{z})|$ l'onde s'y propagera, et inversement, dans le cas contraire où l'indice effectif est imaginaire alors le champ sera une onde évanescente. Cette région est fortement réfléchive et correspond en fait à la bande interdite du réseau. Cela permet de mettre en évidence le fait que le comportement des réseaux de Bragg est analogue à celui que l'on peut retrouver au niveau de la bande interdite dans le cas des niveaux d'énergies des électrons dans les solides. [9]. On peut alors graphiquement séparer un réseau en zone propagatrice et en zone réfléchive aidant ainsi à bien comprendre quantitativement le comportement de celui-ci. Ensuite, il est intéressant de fournir la moyenne de l'indice effectif correspondant au guide d'onde non perturbé possédant une dépendance en longueur d'onde comme suit [65] :

$$n(\lambda) = n_0 + n_1(\lambda - \lambda_0) \quad [1.8]$$

Où n_1 correspond aux termes des séries de Taylor modélisant l'indice effectif et λ_0 est la longueur d'onde de référence pour ces séries de Taylor, ce qui est dans le cas de nos modulateurs autour de 1550 nm. Cette équation [1.8] peut aussi s'écrire comme une fonction de l'indice de groupe, ce qui donne :

$$n(\lambda) = n_g + n_1 \lambda \quad [1.9]$$

Il faut également souligner que si l'indice effectif varie selon z , comme c'est le cas lorsque l'on considère le bruit de phase ou encore chaque fois que la largeur du guide d'onde est volontairement modifiée le coefficient de désintonisation peut se réécrire comme suit :

$$\begin{aligned} \delta(\mathbf{z}) &= \frac{2\pi(n(\lambda) + \Delta n_z)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{1}{2} \frac{d\theta(\mathbf{z})}{dz} \\ &= \frac{2\pi n(\lambda)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda} - \frac{1}{2} \frac{d\Phi(\mathbf{z})}{dz} \end{aligned} \quad [1.10]$$

avec donc pour nouveau terme de phase :

$$\Phi(z) = \theta(z) - \frac{2\pi}{n_0\Lambda} \int_0^z \Delta n_z(r) dr$$

Ce terme de phase est défini afin de prendre en compte tous les paramètres de variation du réseau selon z incluant donc également la nouvelle variation de l'indice de réfraction le long de l'axe z donné par : Δn_z . Ensuite les informations portées par la phase du réseau peuvent être récupérées et représentées par la longueur d'onde de Bragg qui s'exprime à l'aide des paramètres du réseau de la façon suivante :

$$\lambda_B(z) = \frac{2n_g\Lambda}{1 + \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{d\Phi(z)}{dz} - 2n_1\Lambda} \quad [1.11]$$

1.3.2 Coefficients de transmission et réflexion

Le coefficient de couplage des réseaux de Bragg uniforme étant constant sur la longueur L du réseau tout comme le coefficient de désintonisation, on peut utiliser les équations de la théorie des modes couplés présentées en [1.5] qui peuvent être résolues analytiquement. Et on a pour les coefficients de réflexion et de transmission déterminés à partir de la réflexion maximale [9] :

$$r = \frac{-\kappa^* \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)}$$

$$t = \frac{\gamma}{\gamma \cosh(\gamma L) - i\delta \sinh(\gamma L)} \quad [1.15]$$

avec $\gamma^2 = |\kappa|^2 - \delta^2$

ainsi le maximum de réflexion s'écrit :

$$R_{Max} = \tanh^2(\kappa L)$$

Ce maximum de réflexion correspond au minimum de transmission et a lieu à la résonance, c'est-à-dire ici à la longueur d'onde de Bragg.

On trouve à la **figure 1.8** le tracé théorique d'une simulation numérique du coefficient de transmission et du coefficient de réflexion pour un réseau de Bragg uniforme avec un coefficient de

couplage relativement faible (-3 dB, sans pertes optique) une longueur de réseau unitaire d'1 mm et avec des modifications de l'indice effectif moyen de $3 \cdot 10^{-4}$. Et on constate que les courbes rouges et vertes sont décentrées (par rapport à la bleue), et cela est dû à la variation d'indice appliquée afin de mettre en évidence la conséquence de ce changement. Ainsi, le résultat de ce changement est la modification de la longueur d'onde de Bragg et donc de déplacer le pic de transmission / réflexion. C'est le principe que nous utiliserons pour la modulation. Il faut donc bien distinguer la différence entre le changement d'indice effectif moyen ($\overline{\Delta n_{eff}}$) du changement d'indice de modulation tel que définis à l'équation 1.2.

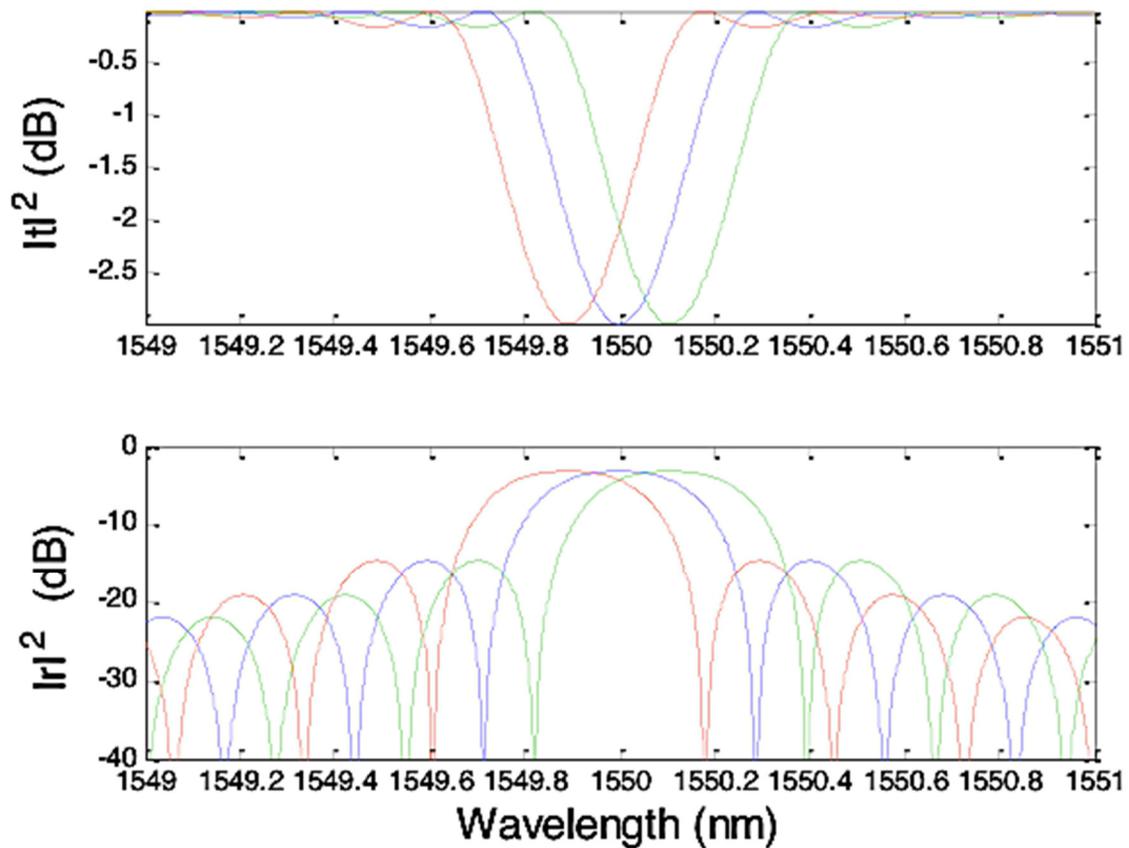


Fig 1.8 Simulation des coefficients de réflexion et transmission pour le cas d'un réseau de Bragg uniforme avec un coefficient de couplage faible (-3dB, sans pertes optiques), une longueur de réseau de 1 mm et une amplitude de modulation normalisée de $3 \cdot 10^{-4}$. Les courbes rouges et vertes ont respectivement avec un $\overline{\Delta n_{eff}}$ de $-3 \cdot 10^{-4}$ et $3 \cdot 10^{-4}$ par rapport à la courbe bleue.

1.3.3 Représentation matricielle

La représentation matricielle est principalement utilisée pour résoudre analytiquement les équations de la théorie des modes couplés. En effet, cette représentation simplifie grandement les calculs pour réaliser une simulation et permet de donner les solutions des équations [1.5] assez facilement en prenant soin de faire certaines considérations. Les équations à [1.5] peuvent aussi s'écrire sous forme matricielle et le système différentiel décrivant la propagation de modes couplés s'écrit :

$$-j \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} (z) = \begin{bmatrix} \delta & \kappa \\ \kappa & \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} (z)$$

C'est ce qu'on appelle la matrice de couplage dont les solutions s'écrivent sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} u(-L/2) \\ v(-L/2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(L/2) \\ v(L/2) \end{bmatrix}$$

où L est la longueur du réseau, $u(-L/2) = 1$ ainsi que $v(L/2) = 0$ sont les conditions limites et [8]

$$F_{11} = 1/t$$

$$F_{12} = r/\bar{t}$$

$$F_{21} = r/t$$

$$F_{22} = 1/\bar{t}$$

où

$$\begin{aligned} \frac{1}{t} &= \cosh(\gamma L) - \frac{i\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L) \\ \frac{r}{t} &= \frac{i\kappa}{\lambda} \sinh(\gamma L) \end{aligned} \quad [1.16]$$

Ainsi la méthode matricielle consiste à 1) diviser le réseau en segment uniformes, 2) à calculer les coefficients F_{11} , F_{12} , F_{21} et F_{22} et 3) à multiplier les matrices représentant chacun de ces éléments pour trouver la fonction de transfert totale. Et l'on peut donner la réflectivité (dans le sens de rapport d'intensité des modes positifs ou négatifs), d'un réseau de Bragg uniforme:

$$R = \frac{|F_{21}|^2}{|F_{22}|^2} = \frac{|F_{21}|^2}{|F_{11}|^2} \quad [1.4]$$

1.3.4 Réseau de Bragg à saut de phase

Pour commencer, un réseau de Bragg à saut de phase est ni plus ni moins qu'un réseau de Bragg uniforme ayant un déphasage. Si, par exemple, ce saut de phase est égale à $\Delta\phi = \pi$, alors cela correspond à un décalage d'un quart d'onde $\lambda / 4$ comme on peut le voir à la **figure 1.9**. En fait, ce type de réseau peut être interprété comme la présence de deux réseaux uniformes de même longueur, séparés par un saut de phase ponctuel. Les deux réseaux agissent alors comme les miroirs d'une cavité résonnante centrée à la longueur d'onde de Bragg. L'insertion d'un saut de phase dans un réseau de Bragg introduit une résonance étroite [42]. Par exemple, si l'on introduit ce saut de phase au niveau de la longueur d'onde de Bragg (donc la longueur d'onde centrale), le réseau se comporte alors comme un filtre passe bande très sélectif en longueur d'onde. Prenons le cas de l'utilisation d'un réseau de Bragg à saut de phase pour une application laser. Le régime monomode dans un laser peut être assuré aussi par l'insertion d'un saut de phase dans sa structure. [42] et [43]. En effet, l'introduction d'un saut de phase $\lambda / 4$ correspond en fait à l'insertion d'une section dite « non modulée » qui, dans ce cas, possède une longueur égale à $\Lambda / 2$ au milieu du réseau. Ce type de réseau à résonance étroite a été utilisé pour faire des modulateurs et sera discuté à la **section 4.2.4**.

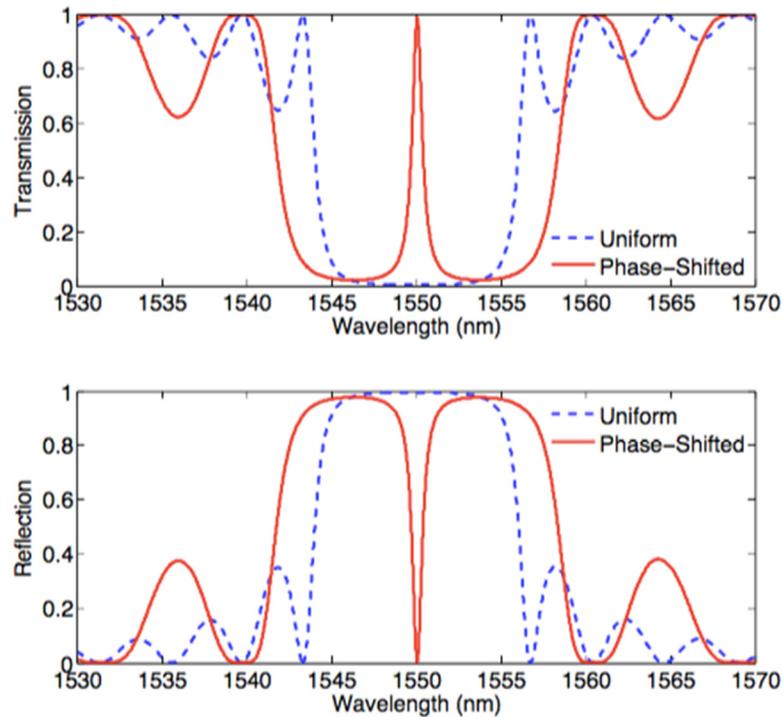


Fig 1.9. Réponse spectrale en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg uniforme (en pointillé bleu) comparée avec celle d'un réseau de Bragg à saut de phase (en rouge continu). [11]

1.3.5 Réseau de Bragg apodisé (ou à couplage variable)

Les réseaux de Bragg dits apodisés sont ceux pour lesquels le couplage varie le long du réseau : $\Delta n_{\text{eff}}(\mathbf{z})$ varie et $\varphi(\mathbf{z})$ est constant.

Les lobes secondaires du spectre en réflexion d'un réseau de Bragg uniforme sont extrêmement gênants lorsque les réseaux de Bragg sont utilisés, notamment, dans des systèmes de transmission comportant différents canaux (lorsque l'on réalise du multiplexage par exemple). En effet, cela limite la séparation spectrale puisqu'il peut exister des interactions entre les lobes secondaires des signaux voisins. Une solution pour réduire ces lobes secondaires tout en évitant de modifier considérablement les performances spectrales du réseau est l'apodisation. Cette technique consiste à changer l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction de façon à ce que les lobes secondaires soient supprimés du spectre par variation progressive du coefficient de couplage. Cela se comprend aisément lorsque l'on remarque que la réponse spectrale d'un réseau uniforme faible

est en fait la transformé de Fourier (TF) d'une fonction porte. Or, cette TF donne un sinus cardinal que l'on sait présente des lobes secondaires d'autant plus serrés que la porte est large. Il en est alors de même pour les réseaux. L'utilisation d'un réseau apodisé permet de filtrer une longueur d'onde particulière parmi plusieurs. Car dans le cas d'un système multiplexé en longueur d'onde, la présence de pics latéraux peut engendrer de l'interférence entre les canaux adjacents. L'apodisation permet alors d'augmenter la suppression de ces lobes secondaires. On l'aura compris, apodiser un réseau revient à créer une variation graduelle du coefficient de couplage par le biais d'une variation d'amplitude de la modulation d'indice.

Considérons un réseau ayant pour coefficient de couplage une variation de type gaussienne sur toute sa longueur. Comme l'enveloppe de l'indice de réfraction d'un réseau uniforme est une fonction porte, sa TF est un sinus cardinal alors, si le profile est gaussien, les lobes secondaires seront fortement atténués. On peut ainsi considérer comme expression du coefficient de couplage la fonction gaussienne suivante [46] :

$$\kappa(z) = \kappa_0 \exp \left[-A \left(\frac{z - L/2}{L} \right)^2 \right] \quad [1.21]$$

avec A, un réel qui permet de caractériser le profile gaussien recherché. En effet, celui-ci définit un profile plus ou moins étroit, ce qui permet d'obtenir des filtres plus ou moins sélectifs.

1.4 Dispositifs passifs à base de réseaux de Bragg dans le silicium

1.4.1 Les différents types de couplage d'un réseau

Les réseaux de Bragg peuvent se catégoriser en tant que réseau à couplage fort ou réseau à couplage faible. Cette catégorisation se base sur le produit obtenu en multipliant le coefficient de couplage κ et la longueur L du réseau et, suivant la valeur de ce produit, il est possible de dire si le réseau possède un couplage faible ou bien un couplage fort. On verra dans cette sous-partie les conséquences de ce couplage sur le comportement du réseau.

1.4.1.1 Réseau à couplage faible

La largeur du spectre de réflexion d'un réseau uniforme peut être défini par l'équation [1.22]. On considère son évaluation entre les deux premiers zéros de part et d'autre du maximum de réflectivité [6].

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = \lambda_{\text{Bragg}} \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} \sqrt{1 + \left(\frac{2n_{\text{eff}} \lambda_{\text{Bragg}}}{\Delta n_{\text{eff}} L} \right)^2} \quad [1.22]$$

Lorsque le produit $\kappa L < 1$ alors $\Delta n_{\text{eff}} L \ll 2n_{\text{eff}} \lambda_{\text{Bragg}}$ et la réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg présente un profil proche de celui du carré de la fonction sinus cardinal centrée sur la fréquence de Bragg : $f_{\text{Bragg}} = c / \lambda_{\text{Bragg}}$. C'est ce que l'on appelle un réseau à faible couplage. L'équation précédente peut alors se réécrire comme suit :

$$\Delta\lambda_{\text{Bragg}} \approx \frac{2\lambda_{\text{Bragg}}^2}{n_{\text{eff}} L} \quad [1.23]$$
$$\frac{\Delta\lambda_{\text{Bragg}}}{\lambda_{\text{Bragg}}} \approx \frac{4\Lambda}{L}$$

Dans un tel cas, la bande réfléchie est inversement proportionnelle à la longueur du réseau. C'est le cas des réseaux à faible modulation d'indice.

En général, un réseau est considéré comme faible, lorsque sa réflectivité est inférieure à environ 10%. Dans le cas de la conception de filtre, une technique assez répandue est d'utiliser l'approximation de Born pour évaluer la réflectivité du réseau en réalisant une TF du coefficient de couplage.

1.4.1.2 Réseau à couplage fort

A l'inverse, quand le produit $\kappa L > 1$ alors $\Delta n_{\text{eff}} L \gg 2n_{\text{eff}} \lambda_{\text{Bragg}}$ et le réseau présente une forte réflectivité. Par ce fait, une bande interdite apparaît et la lumière y est considérée comme

entièrement réfléchi. Cette réflexion est par conséquent centrée sur la longueur d'onde de Bragg. En dehors de cette bande, la réponse spectrale présente des oscillations de plus en plus amorties lorsqu'elles s'éloignent de λ_{Bragg} . L'équation définissant la largeur du spectre de réflexion peut alors se réécrire :

$$\Delta\lambda_{Bragg} \approx \lambda_{Bragg}^2 \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} [1.24]$$

Dans ce cas, la largeur de bande réfléchi est indépendante de la longueur du réseau mais proportionnelle à la modulation de l'indice de réfraction. Ce qui nous permet de conclure sur le fait que pour avoir un filtre réfléchissant étroit il est nécessaire d'avoir un très long réseau avec une faible modulation d'indice. Tandis que pour obtenir un filtre réfléchissant large bande il est nécessaire d'avoir une forte modulation de l'indice de réfraction.

1.4.2 Exemples de dispositifs obtenus

L'utilisation de réseau de Bragg possède de multiples applications notamment dans la technologie à base de semi-conducteurs comme pour le cas des lasers mais aussi pour les interconnexions sur puce, les circuits intégrés en photonique, les filtres, les amplificateurs, les compensateurs de dispersion etc.

Une partie importante de la recherche consacrée aux réseaux de Bragg dans les composants passifs est celle qui concerne les filtres. L'utilisation de filtres dans le domaine des télécommunications optiques date déjà d'une, voir plusieurs décennies. Ainsi, afin d'améliorer les performances au stade où nous en sommes actuellement, il est nécessaire de penser à des structures de plus en plus complexes. C'est pourquoi, dans ce domaine, l'utilisation de réseaux de Bragg apodisés (design et fabrication bien plus complexe que pour un réseau de Bragg uniforme par exemple) est de plus en plus fréquente. Les recherches actuelles poussent de plus en plus l'utilisation de dispositifs de très petite taille afin d'améliorer l'efficacité de coût. Une faible perturbation sur les parois latérales ou même encore une faible incurvation des guides d'onde peut entraîner des pertes optiques importantes. Les filtres sont parfois être des structures de grandes tailles afin d'avoir de bonne réponse spectrale, ce qui peut poser problème dans la recherche de

miniaturisation dans le domaine des circuits intégrés sur silicium. Simard et al [33] ainsi que Zamek et al [34] montrent qu'il est possible d'utiliser des filtres à base de réseau de Bragg apodisés ayant une longue structure sans que les guides d'onde incurvés impliquent de trop fortes pertes rendant la structure inexploitable. Ainsi, par exemple, une structure longue de 4 cm peut occuper un très petit espace de 0,5 mm par 0,5 mm sans détériorer l'efficacité de la structure. De plus, Simard et al [31] et [32] montre par exemple la compatibilité entre l'utilisation de techniques d'apodisation et l'utilisation de procédés lithographiques à UV permettant ainsi une production de masse pour des circuits photoniques intégrés. Récemment, il a été également démontré qu'il était possible d'utiliser la superposition de plusieurs techniques afin d'obtenir des distorsions spectrales très faible ouvrant ainsi les portes à la fabrication de filtres ayant un amplitude adaptée de façon précise et des réponses en phase comme il a été fait régulièrement depuis une décennies dans les fibres optiques [36] et [37].

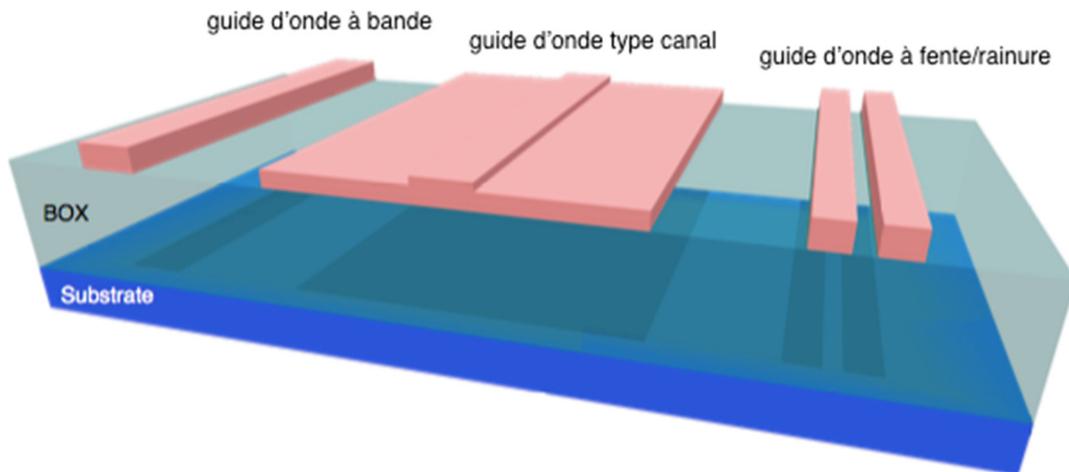


Fig 1.10. *Présentation des différents types de guide d'onde principalement utilisés dans la photonique sur silicium.*

La procédure de fabrication de réseaux de Bragg en silicium sur isolant a été démontrée avec des guides d'onde de type canal principalement [30]. Dans ce mémoire, nous nous concentrons sur l'intégration des réseaux de Bragg dans la photonique sur silicium pour des guides d'ondes ayant une petite section transversale. Majoritairement, les réseaux de Bragg intégrés sur silicium sont des guides d'ondes de type canal. Avant de chercher à fabriquer de nouveaux types de modulateur ou autres composants actifs envisagés dans le domaine de la photonique sur silicium, il est pertinent de

vérifier que les dispositifs pensés sont compatibles avec les procédés lithographiques de fabrication et fournissent de nouvelles possibilités d'intégration. Ainsi Xu Wang et al [10] montrent qu'il est possible de fabriquer des réseaux de Bragg uniforme et à saut de phase pour des guides d'onde à fente. Les résultats démontrent qu'on peut d'atteindre un ratio d'extinction de 40 dB et une bande passante allant de 2 nm à 20 nm (offrant ainsi de meilleures capacités que certains résonateurs en anneau utilisant ce type de guide d'onde). L'intégration de réseau de Bragg dans ce type de guide d'onde offre de nouvelles possibilités. De plus, les dispositifs possédant un réseau de Bragg intégrés dans des guides d'onde en silicium constituent une approche particulièrement attractive grâce à leur compacité et flexibilité dans leur réponse en phase et en amplitude, lorsqu'on agit directement sur le coefficient de couplage et les perturbations sur le profile du réseau. La référence [38] dresse une étude sur ces fonctionnalités passives du réseau de Bragg. Par ailleurs, d'autres types de guide d'onde sont utilisables pour les réseaux de Bragg. En effet, les guides d'onde de type canal optimisent la réduction du champ optique près des parois latérales tout en gardant une petite section transversale et en maintenant une opération monomode [35]. De plus, la corrugation des parois latérales sur la crête ou sur la dalle permet d'obtenir un coefficient de couplage assez petit avec une largeur de corrugation raisonnable.

Toujours dans les dispositifs passifs utilisant les réseaux de Bragg, la plateforme SOI dans le domaine des applications pour la communication optique a fait beaucoup de progrès. Shi et al [39] dressent justement un état des connaissances et des défis dans ce domaine en montrant notamment qu'il existe des solutions pour les interconnexions optiques à haute vitesse (WDM : Wavelength Demultiplexed/Multiplexed) ayant des pertes optiques très faibles (< 1 dB) ainsi que de faibles diaphonie (< -23 dB) tout en étant ultra compact et fortement tolérant aux fluctuations thermiques. Toujours dans la plateforme SOI, des filtres dont le design propose une bande passante de haute qualité ont été démontrés dans [40]. En effet, par l'utilisation d'une modulation de phase par apodisation et un guide d'onde multimode plus large réduisant le bruit de phase, il a été possible d'obtenir une réponse en amplitude de forme carrée et une réponse en phase bien contrôlée. Ce qui s'avère très utile pour les applications de traitement de signal et les réseaux WDM.

1.5 Conclusion

Ceci conclut la présentation et l'analyse théorique du réseau de Bragg apportée dans ce mémoire. Bien qu'une structure uniforme pour un réseau de Bragg soit relativement simple à analyser, ce chapitre a montré que son étude était essentielle afin de bien comprendre comment l'utilisation du réseau de Bragg sera faite dans le cas des modulateurs IBG.

Nous avons détaillé la structure du réseau de Bragg qui se trouve dans le guide d'onde en silicium de nos modulateurs IBGs en appliquant la physique liée au réseau de Bragg au cas de la photonique sur silicium. La **section 1.1** s'est avérée très utile afin de bien comprendre les différentes étapes nécessaire à l'élaboration d'un réseau de Bragg dans un guide d'onde en silicium et de mettre en évidence les paramètres à calculer afin de conditionner le fonctionnement du modulateur.

L'utilisation de la théorie des modes couplés a permis d'extraire les paramètres importants auxquels l'on se réfère pour gérer la qualité de modulation, comme le coefficient de couplage par exemple ou encore l'indice effectif. Cela s'est avéré très pertinent quant à la compréhension des différents paramètres à utiliser qui servent à caractériser un réseau de Bragg et ainsi à l'optimiser. On a profité également de ce chapitre pour présenter d'autres types de réseaux de Bragg très utilisés dans la photonique sur silicium comme les réseaux de Bragg apodisés et à saute de phase. Même s'ils ne sont pas forcément les plus pertinents en ce qui nous concerne pour leur utilisation dans les modulateurs. Car leur complexité de fabrication et de réalisation ne se justifie pas par de meilleures performances en terme de modulation.

C'est ainsi que par la combinaison des résultats, des conclusions des revues de littératures et des restrictions techniques liées aux limites de fabrication proposées par notre fournisseur IMEC, nous nous sommes dirigés vers l'utilisation combinée d'un guide d'onde de type canal avec des corrugations rectangulaires sur les parois latérales (cf : **partie 1.1**).

Le prochain chapitre vise à montrer comment se réalise la modulation lorsqu'on utilise un réseau de Bragg. Pour cela, on va déterminer nos objectifs et décrire comment se pose

théoriquement le principe de modulation dans le cas de la photonique sur silicium et les différentes façons qui existent pour le réaliser. C'est ainsi que l'on présentera les différentes techniques employées comme l'injection ou la déplétion des porteurs. On sera alors amené à utiliser certaines des équations établies dans ce chapitre. En effet, les équations déterminées dans la **section 1.3** seront utiles lorsque l'on parlera de la technique de modulation reposant sur la dispersion plasma pour modifier l'indice effectif dans le **chapitre 3**. Mais aussi quand on fera quelques considérations et mesures pratiques sur la variation de l'indice effectif et de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la tension de polarisation appliquée au modulateur dans le **chapitre 4**. Pour les **chapitres 3 et 4**, on abordera la partie pratique de caractérisation des modulateurs IBGs et on pourra alors confirmer ou non les prédictions faites ici et conclure sur la pertinence de nos choix revendiqués dans ce **chapitre 1**.

Chapitre 2 :

Les réseaux de Bragg dans la photonique sur silicium

Au delà de l'utilisation de réseau de Bragg dans nos modulateurs, il ne faut pas oublier un élément essentiel qu'est le silicium. En effet, comme le spécifie l'introduction, la physique, les technologies et surtout le domaine de la photonique appliquée au silicium est très importante de nos jours et surtout n'a jamais été autant d'actualité. C'est pourquoi nous allons parler dans ce chapitre, toujours des réseaux de Bragg, mais cette fois de façon plus spécifique et plus précise en les intégrant dans le domaine qu'est la photonique sur silicium et leur utilisation au sein de celle-ci. Comme usuellement dans ce mémoire, la première partie du chapitre dressera un rapide rappel et présentera quelques généralités afin de contextualiser la recherche faite durant la maîtrise. Nous présenterons aussi les objectifs de la recherche de maîtrise en justifiant les choix qui ont été faits concernant le design de nos modulateurs.

La deuxième partie de ce chapitre décrit les différents mécanismes possibles pour réaliser une modulation dans le cas de la photonique sur silicium. En effet, les principaux effets utilisés habituellement tels que l'effet Pockels, l'effet Kerr ou encore l'effet Franz-Keldysh sont très faibles dans le silicium aux longueurs d'onde correspondantes à celles utilisées classiquement dans les télécommunications (1,3 μm et 1,55 μm) à cause de la structure centro-symétrique du cristal de silicium [52]. Ceci fait donc en sorte que l'effet thermique et la dispersion de plasma sont les seules méthodes pour une modulation dans le silicium. On entamera alors cette partie par la description d'une modulation thermo-optique tout en précisant ses limites quant à son utilisation dans le cadre des modulateurs IBGs. Ensuite, nous expliquerons concrètement ce qu'est la technique de « dispersion de plasma » en donnant les différentes méthodes pour effectuer la modulation de

l'indice effectif par déplacement des porteurs de charges dans le guide d'onde. Ainsi, on précisera en quoi consiste la technique dite d'injection des porteurs que l'on comparera avec la technique de déplétion des porteurs également utilisée. Puis, on dressera un rappel théorique sur la technique utilisée pour réaliser une modulation dans le cas de la photonique sur silicium en spécifiant ce qu'est le recouvrement. En effet, sans l'appliquer spécialement au cas des modulateurs IBGs, on donnera ici une démonstration générale qui concerne la plupart des types de modulateurs dans le domaine de la photonique sur silicium. Cela permettra d'aborder, notamment, comment sont déterminés certains paramètres comme les pertes d'absorption, la variation locale de l'indice de réfraction etc. Pour finir, cette partie du chapitre donnera un rapide et bref aperçu de la conséquence de la modulation sur l'indice effectif au sein du réseau de Bragg.

Dans la troisième partie de ce chapitre, nous aborderons les différents types de jonction PN existants, notamment les jonctions PN standard (dite latérale) et les jonctions PN entrelacées (ou encore dites « imbriquées) qui se trouvent être les jonctions principalement utilisées dans le domaine de la photonique sur silicium à l'heure actuelle. Mais l'on donnera aussi quelques autres, et plus rares, types de jonction PN qui peuvent être utilisées pour des modulateurs à base de silicium. Dresser un portrait des différents types de modulateurs IBGs. Enfin, on donnera quelques exemples de la littérature permettant d'illustrer les différents résultats et dispositifs obtenus avec l'ensemble de ces jonctions PN.

2.1 Les objectifs

Le réseau de Bragg intégré (IBG) pourrait devenir un élément important des circuits photoniques sur silicium. Aujourd'hui, la recherche a déjà fait bien des progrès dans ce domaine mais il reste encore beaucoup d'efforts à poursuivre afin d'améliorer les performances actuelles sur les réseaux et en particulier pour l'utilisation des techniques de fabrication CMOS et leur compatibilité avec la photonique sur silicium. De nombreux dispositifs et applications sont d'ores et déjà existants comme les filtres, les miroirs pour lasers à fibres et diodes lasers, capteurs, compensateurs de dispersion etc.

La plupart des applications photoniques utilisant des réseaux de Bragg intégrés sont basées sur des guides d'onde de type canal en SOI avec des sections transversales assez grandes. Cependant, la tendance actuelle dans les circuits photoniques en silicium est concentrée vers de petits dispositifs afin de réduire et améliorer le rapport coût / efficacité. Par conséquent, ces éléments sont à prendre en compte pour l'élaboration de designs de modulateurs à réseau de Bragg qui ont des guides d'ondes de type canal ont généralement une largeur inférieure au micromètre et un saut d'indice important, ainsi une petite perturbation sur les parois latérales peut provoquer un coefficient de couplage du réseau important. Cela a pour conséquence d'induire une grande largeur de bande. Notre objectif ici, est de garder l'utilisation de guides d'onde monomodes et d'utiliser des réseaux de Bragg uniformes simples.

Nous allons étudier ici l'utilisation d'un réseau de Bragg uniforme intégré sur silicium afin de réaliser des modulateurs pour la transmission de données. Dans ce mémoire nous allons explorer la possibilité d'utiliser les processus de fabrication CMOS et leur compatibilité avec la photonique sur SOI. Ainsi les dispositifs utilisés durant la maîtrise lors des mesures et des caractérisations sont fabriqués, sauf indication contraire, par IMEC qui se trouve en Belgique et qui fait de la photolithographie UV à 193 nm.

2.2 Les mécanismes de modulation

On commencera cette partie par un petit rappel sur le principe même d'une modulation optique en spécifiant, parmi les différentes techniques existantes, celle que nous utilisons pour nos modulateurs IBGs. Puis, nous traiterons des différents types de mécanismes électriques permettant une modulation optique à haute vitesse par le déplacement des porteurs de charges libres au sein du guide d'onde en silicium.

Les modulateurs optiques sont des dispositifs qui modulent un faisceau lumineux se propageant dans un guide d'onde (en silicium dans notre cas) optique. Ces dispositifs peuvent altérer différents paramètres du faisceaux lumineux et ainsi se classifient en différentes catégories : les modulateurs d'amplitude, de phase ou encore de polarisation. De façon générale, le signal de modulation peut se présenter sous différentes formes telles que la modulation électro-optique, magnéto-optique, mécano-optique ou encore acousto-optique. En ce qui nous concerne, ce sera la

modulation électro-optique. De plus, l'on peut classer les modulateurs comme étant des modulateurs par électro-réfraction ou électro-absorption. Ainsi, l'application d'un champ électrique sur le silicium va modifier le coefficient réel et/ou imaginaire de l'indice de réfraction. Changer le coefficient réel de l'indice de réfraction avec un champ électrique est connu sous le nom d'électro-réfraction tandis que la modification du coefficient imaginaire de l'indice de réfraction est connue sous le nom d'électro-absorption. On peut alors parler de modulation optique analogue lorsque la porteuse optique est graduellement modulée en phase ou en intensité via un signal électrique et on parle de modulation optique numérique (notre cas) lorsque l'on convertit une forme d'onde optique continue (ne contenant pas d'information) en un signal discontinu qui transporte des information sous forme binaire (des « 0 » et des « 1 » : les « bits »). On peut résumer à la **figure 2.1** le principe même d'une modulation d'amplitude sur un signal lumineux.

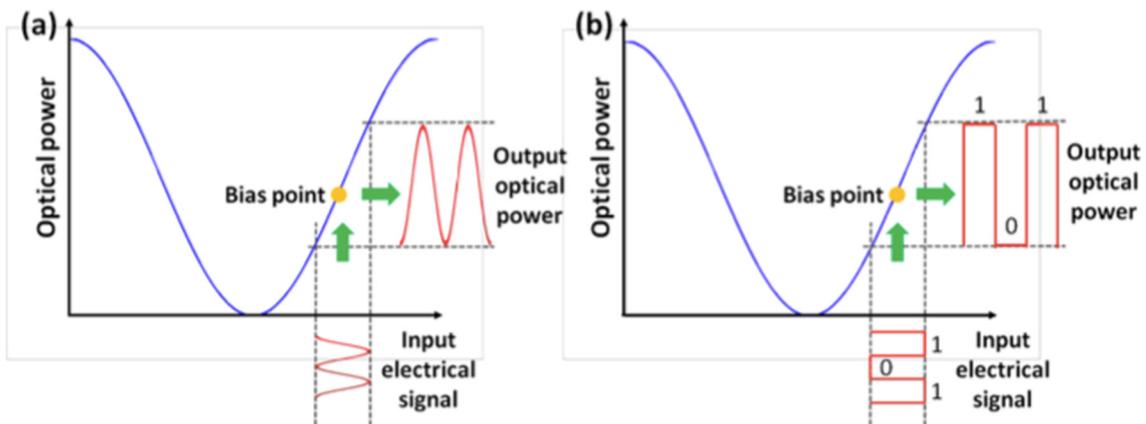


Fig 2.1. Modulation d'amplitude analogue (a) et numérique (b) pour un modulateur interférométrique de type Mach Zehnder [49].

Parmi les modulateurs reposant sur la technique de modulation par dispersion plasma on distingue deux principales façons de réaliser cette modulation. La première technique utilise l'injection de porteur et est le plus souvent utilisée avec des jonctions PIN, tandis que la deuxième technique utilise, quand à elle, la déplétion des porteurs à l'aide d'une jonction PN. On retrouvera à la **figure 2.2** un résumé de ces différentes techniques appliqué dans le cas d'un guide d'onde en silicium où les jonctions PN et PIN apparaissent.

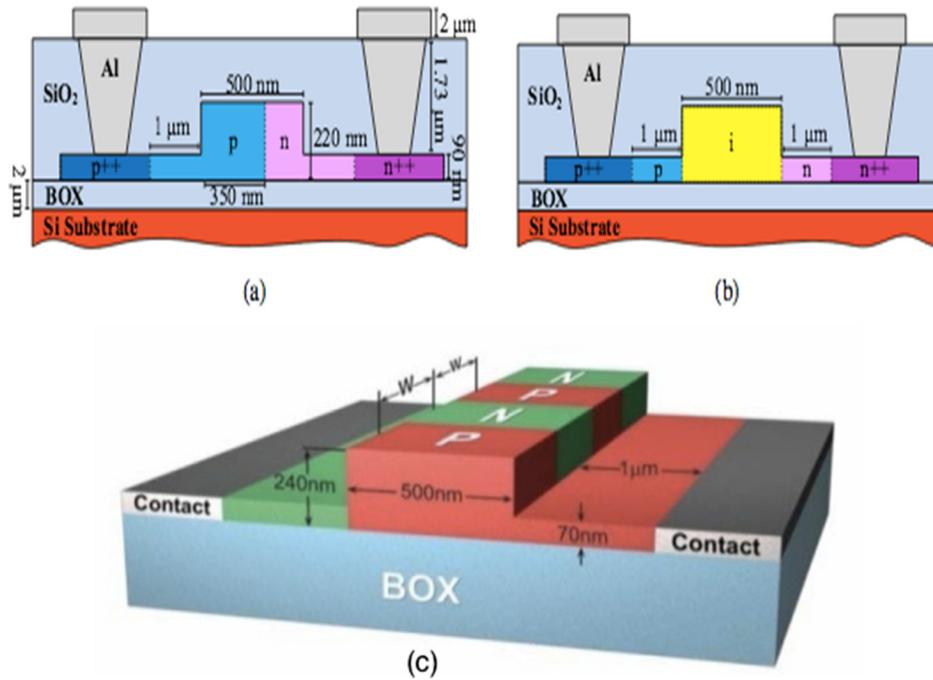


Figure 2.2 (a) Coupe transversale d'une jonction PN latérale, (b) Coupe transversale d'une jonction PIN [66] et (c) coupe transversale 3D d'une jonction PN entrelacée [67]

2.2.1 Modulation thermique

Le principe de la modulation thermo-optique repose sur le changement de l'indice du guide d'onde par le réchauffement de celui-ci. Ainsi le décalage en phase est défini par l'expression linéaire suivante [54] :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\frac{dn}{dT} \Delta T \right) L \quad [2.1]$$

où n est l'indice de réfraction et T la température s'exprimant en Kelvin. Le coefficient thermo-optique dn/dT dépend du matériel et pour le cas du silicium peut s'approximer à $-186 \cdot 10^{-6}$ [1/°C]. Ce coefficient détermine la température requise pour obtenir une phase de π :

$$\Delta T_\pi = \frac{\lambda_0}{2L dn/dT} \quad [2.2]$$

qui est autour de 4 °C/mm pour le silicium.

Or, grâce au large coefficient thermo-optique du silicium ($1,86 \cdot 10^{-4}/K$) [52], la modulation thermique, qui est basée sur la dépendance en température du matériau réfractif, est réalisable. En effet, des modulateurs et commutateurs thermo-optiques accordables ont été démontrés [53] et la consommation d'énergie de ce type modulateur est similaire à celle que l'on peut avoir pour les modulateurs basés sur la dispersion plasma [52]. Il a été possible de parvenir à un temps de réponse pour un modulateur thermo-optique autour de quelques microsecondes par l'optimisation du signal d'opération, mais cette vitesse reste trop lente pour les hautes fréquences qui sont requises dans les domaines d'applications en télécommunication optique [53].

De plus, l'effet thermique a déjà été utilisé avec succès pour varier et stabiliser les résonateurs en anneau [55], [56] et les commutateurs interférométriques [57], [58]. N.C Harris et al ont démontré la possibilité de réalisation d'un déphaseur thermo-optique compact faisant 61,6 μm de long avec un P_π de 24,77 +/- 0.43 mW pour une bande passante à -3 dB de 130 +/- 5,59 kHz et de faibles pertes d'insertion de 0.23 +/- 0.13 dB [59]. P_π étant la consommation d'énergie s'exprime de la façon suivante :

$$P_\pi = \frac{H}{\tau} \Delta T_\pi \quad [2.3]$$

où H est la capacité thermique, ΔT_π le changement en température nécessaire pour atteindre un déphasage de π , et τ est la constante de temps thermique. La modulation thermique est un bon élément à envisager pour réussir une bonne stabilisation thermique des modulateurs mais n'est pas suffisamment compétitive face aux modulateurs reposant sur la modulation par le biais de l'application d'un champ électrique qui offre de bien meilleures performances en terme de temps de réponse notamment.

2.2.2 Injection des porteurs

Les modulateurs dont la modulation repose sur la technique d'injection des porteurs sont habituellement basés sur la polarisation d'une diode PIN. La structure de ces diodes PIN consiste en un guide d'onde en silicium intégré dans des régions hautement dopées de type p et n. Ainsi, lorsque

l'on applique une tension en polarisation directe, les porteurs de charges minoritaires se déplacent vers la région intrinsèque du silicium où le mode se propage. Ainsi, appliquer une tension de polarisation au dispositif cause l'injection des trous et électrons dans la région intrinsèque du guide d'onde. Le mode optique est confiné dans cette région intrinsèque ce qui permet d'éviter de fortes pertes dues aux régions hautement dopées et de maximiser le recouvrement avec les porteurs de charges injectés dans la zone intrinsèque.

L'injection des porteurs de charge reposant donc sur l'utilisation d'une diode p-i-n et permet au modulateur l'utilisant d'avoir l'avantage que la modulation de l'indice traverse le guide d'onde entièrement de sorte que le mode optique et la région de modulation se chevauchent complètement. Le recouvrement est alors total. Mais le problème majeur de ce type de modulateur est que la vitesse d'opération est très lente du fait du temps de vie des porteurs minoritaire qui est très long. Cependant, la performance peut être améliorée en réduisant la dimension du dispositif et en optimisant la structure en la dopant. Ainsi, les modulateurs basés sur l'injection des porteurs sont très limités en vitesse d'opération (récemment 18 Gb/s a pu être atteint par un modulateur à base de résonateur en anneau [50] et 10 Gb/s par un modulateur Mach Zehnder [51]). Ces deux types de modulateurs utilisent la pré distorsions du signal électrique afin d'assurer une injection rapide. Un autre problème se pose également concernant la forte consommation d'énergie en raison de l'exigence de courant relativement importante pour réaliser l'injection, ce qui induit inévitablement une augmentation de température. Et, malheureusement l'indice de réfraction augmente avec l'élévation de température à cause de l'effet thermo-optique du silicium. De plus, après une utilisation longue du dispositif, il est possible que l'élévation de température soit telle qu'elle rende le dispositif hors d'usage.

Il est effectivement possible de réaliser des modulateurs utilisant l'injection des porteurs comme technique de modulation dont les performances sont acceptables, mais celles-ci ne font pas le poids face aux performances qu'offrent les modulateurs basés sur la technique de déplétion des porteurs, surtout actuellement. Même si de meilleures efficacités de modulation ont déjà été montrées pour d'autres types de modulateurs comme ceux à base de résonateur en anneau [62], on peut par exemple citer les récents modulateurs IBGs de Bedard et al [60] ainsi que ceux de Carveley et al [61] offrant de bien meilleures efficacités de modulation avec l'utilisation de la déplétion.

2.2.3 Déplétion des porteurs

Nos modulateurs à réseaux de Bragg utilisent la technique dite de déplétion des porteurs pour réaliser la modulation de l'indice de réfraction. Nous allons alors expliquer en quoi consiste cette technique de modulation. La déplétion des porteurs [12] est une technique permettant la modulation optique notamment dans le cas des modulateurs en silicium pour lesquels on ne peut pas utiliser l'effet Pockels, par exemple, pour réussir à moduler l'indice effectif dans le guide d'onde. Souvent, cette technique est utilisée pour des structures basées sur l'application d'une polarisation inverse sur la jonction PN. La jonction PN est positionnée de façon à être en interaction avec la propagation de la lumière et comme le système est en polarisation inverse, la zone de déplétion se trouve élargie par l'application d'une tension de polarisation inverse sur la jonction PN. Ces systèmes basés sur l'accumulation des porteurs, voient leur changement de densités de porteurs libres se faire de façon très localisée et ce, au niveau de la jonction. Pour une modulation à grande largeur de bande, la résistance et la capacitance du système doivent être faibles. Pour obtenir ce type de résistance, on peut utiliser des concentrations fortes en dopage proche des contacts électriques car une grande concentration est en contradiction avec l'exigence d'avoir de très faibles pertes optiques. Ainsi, un compromis est nécessaire.

En terme d'efficacité de modulation, le système est fortement dépendant de la concentration de dopage de type P et de type N tout autant que de la position de la jonction vis à vis du guide d'onde. Alors, pour obtenir une modulation efficace, le recouvrement maximal du mode optique avec la région du système où a lieu la déplétion durant l'application d'une tension de polarisation inverse est requise. A l'image d'autres modulateurs intégrés sur silicium utilisant la technique de déplétion des porteurs, la région active doit être de l'ordre du micromètre.

Reed et al [44] montre, par le biais d'un état de l'art sur trois techniques fréquemment utilisées dans la photonique sur silicium, que les modulateurs optiques en silicium utilisant la déplétion des porteurs sont de très bons candidats pour une utilisation croissante dans les applications photoniques à courte portée voire à de plus longue portée. De plus, cet article présente quelques conclusions importantes venant appuyer notre choix de design concernant la jonction PN entrelacée avec un guide d'onde de type canal. En effet, l'utilisation d'une jonction PN entrelacée horizontale (et non verticale) est requise pour ce type de guide d'onde à cause du fait que le dispositif peut être en

contact électrique avec les régions au niveau de la dalle de chaque côté du guide d'onde de type canal. Alors que la jonction PN entrelacée verticale requière un contact sur l'arrête du guide d'onde. Les dispositifs entrelacés avec des concentrations fortement dopées p et n peuvent être (théoriquement) déplétés entièrement si la période d'entrelacement est suffisamment petite, donnant ainsi un dispositif efficace avec de faibles pertes d'absorption. On trouvera à la figure 2.3 un rappel sur cette technique de déplétion des porteurs par l'application d'une tension de polarisation inverse.

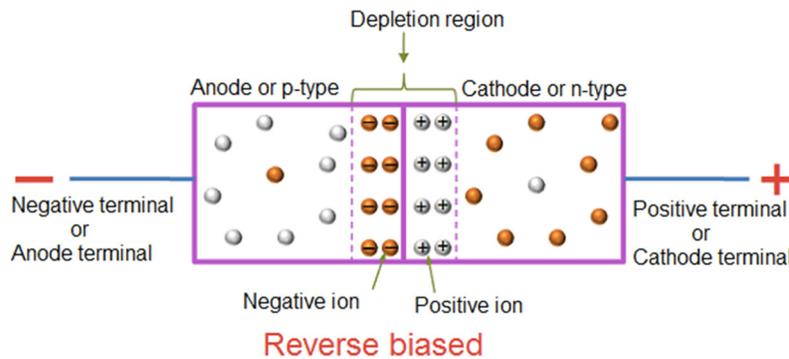


Fig 2.3 Rappel sur la technique de déplétion des porteurs avec l'application d'un courant de polarisation inverse [64].

2.2.4 Recouvrement

Dans cette partie, purement théorique, nous allons décrire rapidement les paramètres utilisés pour définir les performances de modulation. Les changements d'indice de réfraction et du coefficient d'absorption dans le silicium Δn et $\Delta \alpha$ (exprimé en cm^{-1}) dus aux trous et électrons libres de variation de concentration ΔN_e et ΔN_h peuvent être exprimés par [13] & [14] :

$$\begin{aligned} \Delta n &= -8,8 \times 10^{-22} \cdot \Delta N_e - 8,5 \times 10^{-18} \cdot (\Delta N_h)^{0,8} \\ \Delta \alpha &= -8,5 \times 10^{-28} \cdot \Delta N_e - 6,0 \times 10^{-18} \cdot \Delta N_h \end{aligned} \quad [2.4]$$

De plus, pour un guide d'onde de type canal, les variations locales de l'indice effectif $\Delta n_{\text{eff}}(\mathbf{z})$ et du coefficient d'absorption $\Delta \alpha_{\text{eff}}(\mathbf{z})$ le long de la direction de propagation peuvent être calculée en utilisant l'intégrale de recouvrement entre le mode optique et l'indice de réfraction ainsi que du coefficient d'absorption comme on peut le voir ci-dessous :

$$\Delta n_{\text{eff}}(z) = \frac{\iint_S \Delta n(x, y, z) |E(x, y, z)|^2 dx dy}{\iint_S |E(x, y, z)|^2 dx dy}$$

$$\Delta \alpha_{\text{eff}}(z) = \frac{\iint_S \Delta \alpha(x, y, z) |E(x, y, z)|^2 dx dy}{\iint_S |E(x, y, z)|^2 dx dy}$$
[2.5]

Où ici, x et y représentent les coordonnées du plan transverse du guide d'onde, z la direction de propagation et $|E(x, y, z)|^2$ le profil d'intensité optique du mode du guide d'onde. Bien entendu les profils de mode dépendent de l'épaisseur H de Si , de la largeur du canal W_0 et de la hauteur h du substrat. Ensuite, en utilisant les équation précédentes on peut déterminer le déphasage par unité de longueur $\Delta \varphi$ (cm^{-1}) et la perte d'absorption due aux porteurs libres $\Delta \alpha$ en intégrant sur une période de la jonction. La longueur de modulation L_π requière un déphasage de π par l'application d'une tension de polarisation V_π et les pertes totales d'absorption α_π (dB) sont données par [14] :

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \Delta n_{\text{eff}}(z) dz$$

$$L_\pi = \frac{\pi}{\Delta \varphi / L}$$

$$\Delta \alpha = \frac{1}{L} \int_0^L \Delta \alpha_{\text{eff}}(z) dz$$

$$\alpha_{\text{eff}} = L_\pi \Delta \alpha$$
[2.6]

2.2.5 Modulation par modulation d'indice

Les modulateurs optiques en silicium basés sur la technique de déplétion des porteurs de charges consistent en une diode PN formée à l'intérieur du guide d'onde optique. Et, dans des conditions de polarisation inverse cela réalise la déplétion des porteurs de charges induisant un changement d'indice de réfraction et d'absorption au sein du guide d'onde. Alors, afin de produire une modulation d'intensité, puisque c'est très exactement ce qui nous intéresse pour créer notre modulation, il est plus efficace d'utiliser la réponse en phase du dispositif. Ainsi l'on va utiliser une

structure passive pour convertir la modulation de phase en modulation d'intensité. La jonction PN permet donc de changer l'indice de réfraction du guide d'onde ce qui modifie la réponse spectrale du réseau et modifie ainsi l'amplitude du signal transmis à cette longueur d'onde (i.e. la longueur d'onde de Bragg). C'est ainsi que se réalise la modulation dans le cas d'un modulateur à réseau de Bragg en silicium.

Le but ici est de spécifier rapidement ce qui permet d'induire une modulation d'amplitude à l'aide d'un réseau de Bragg. La jonction PN et l'indice effectif du réseau de Bragg décrit en [1.8] peut alors se réécrire [65] :

$$n(\lambda, z, t) = n(\lambda) + \tilde{n}(z, t) = n_0 + n_1(\lambda - \lambda_0) + \tilde{n}(z, t) \quad [2.7]$$

L'absorption des porteurs de charges dans la jonction PN induit également de fortes pertes optiques dans la structure du modulateur dues à la résonance pouvant aller jusqu'à 15 dB/cm, ce qui est assez conséquent. D'ailleurs on retrouve ce phénomène surtout parce que le temps de vie des photons dans le réseau est très long pour les fortes jonctions PN des modulateurs à réseau de Bragg. Ces changements impliquent alors une réécriture des équations couplées [1.5] qui sont données par :

$$\begin{aligned} U_z + \frac{(n + \tilde{n})F_t}{c} &= i\kappa V \exp\left(i2\delta z + 4\frac{\pi\tilde{n}}{\lambda}z\right) \\ V_z + \frac{(n + \tilde{n})F_t}{c} &= -i\kappa U \exp\left(i2\delta z + 4\frac{\pi\tilde{n}}{\lambda}z\right) \end{aligned} \quad [2.8]$$

Afin d'investiguer les performances du réseau de Bragg, l'approche matricielle concernant l'approximation du guide d'onde coplanaire permet de réécrire la matrice de couplage de la façon suivante :

$$\begin{bmatrix} u(0) \\ v(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(L) \\ v(L) \end{bmatrix} \quad [2.9]$$

Il est possible d'obtenir des solutions analytiques de ces équations couplées dans le cas spécial, qu'est celui d'un réseau de Bragg uniforme. C'est à dire que l'on a : $\kappa(\mathbf{z}) = \kappa_0$ et $\delta(\mathbf{z}, t) = \delta_0 - \frac{2\pi n(\lambda, t)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}$. En décomposant le calcul sur de très petites sections (suffisamment petites pour considérer le réseau uniforme sur toute la longueur de la section) il est possible de calculer la réponse spectrale et d'avoir la matrice totale de la structure et en utilisant également les conditions limites appropriées on peut trouver les coefficients de transmission et de réflexion du réseau (donnés en [1.15]). Cela permet alors d'obtenir une bonne approximation du ratio d'extinction et des pertes optiques du modulateur.

2.3 Les différents types de jonction PN

Il existe plusieurs types de jonctions PN utilisées dans le domaine de la photonique sur silicium. La jonction PN majoritairement utilisée jusqu'à ce jour est la jonction PN latérale, que l'on appelle justement la jonction PN dite « standard ». Ce type de jonction a d'ors et déjà été exploitée de multiples façons en faisant varier les proportions des dopants et les largeurs des régions P et N. Mais l'on verra qu'il est possible de faire appel à d'autres types de jonctions PN comme la jonction PN entrelacée, qui selon le cas, viennent améliorer les performances de modulations en étant plus adaptée au design du modulateur utilisé.

2.3.1 Jonction PN standard : Latérale

Pour les modulateurs dont la jonction PN est alignée le long de la direction de propagation du guide d'onde (voir **figure 2.4** et **2.5**), la position de la zone de déplétion peut être choisie de façon à coïncider avec le maximum d'intensité du profil de mode du guide d'onde. Alors qu'une plus forte concentration de dopant permet une augmentation locale du changement d'indice dans la zone de déplétion. L'épaisseur de la zone de déplétion pour une tension donnée est alors réduite limitant ainsi l'efficacité de modulation. La clef pour une haute efficacité est d'augmenter le mode optique et la zone de déplétion. Pour cela, on envisage l'utilisation d'une jonction PN entrelacée.

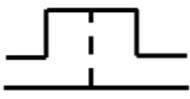
Parallel-H	Horizontal PN-junction located parallel to the beam propagation direction [9] [10] [11] [12] and horizontal to the wafer plane.	
Parallel-V	Vertical PN-junction located <i>parallel</i> to the beam propagation direction, and vertical to the wafer plane [13] [14] [15].	

Fig 2.4 Présentation des jonctions PN latérale classiquement utilisées [25]

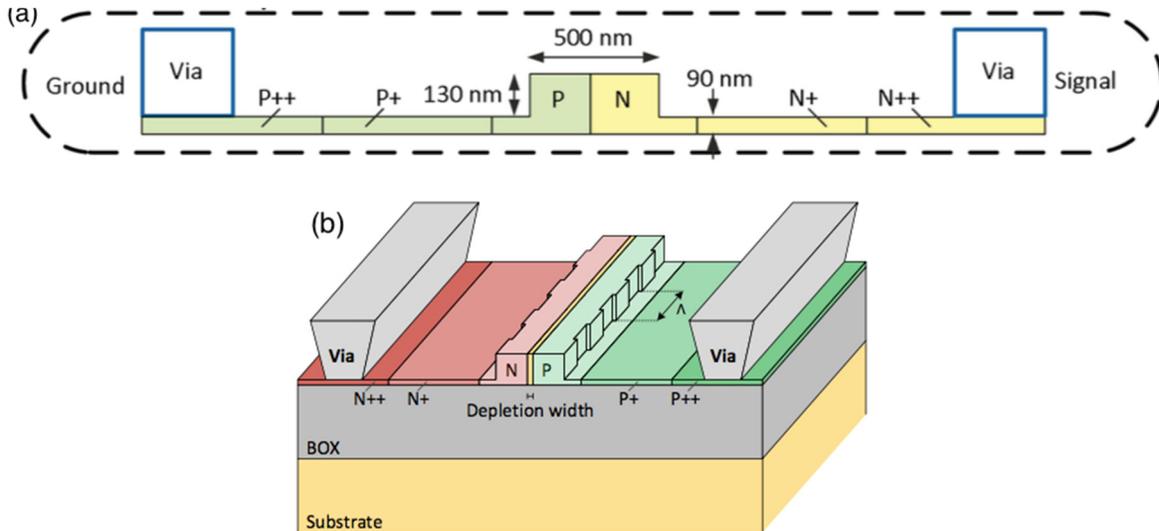


Fig 2.5 (a) Section transversale, (b) Vue 3D d'une jonction PN latéral utilisée pour un modulateur IBG [60] et [65]

2.3.2 Jonction PN entrelacée

La jonction PN entrelacée est distribuée périodiquement le long du guide d'onde et orientée de façon perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière. Pour visualiser cela, on propose de se référer à la **figure 2.6**. Ce type de jonction consiste en des segments de type P et N d'égale longueur et chaque segment est partiellement déplété par l'application d'une tension de polarisation inverse. Le schéma à la **figure 2.6** représente la modulation de phase dans un guide d'onde uniforme, par exemple pour l'utilisation dans un modulateur avec une structure Mach-Zehnder.

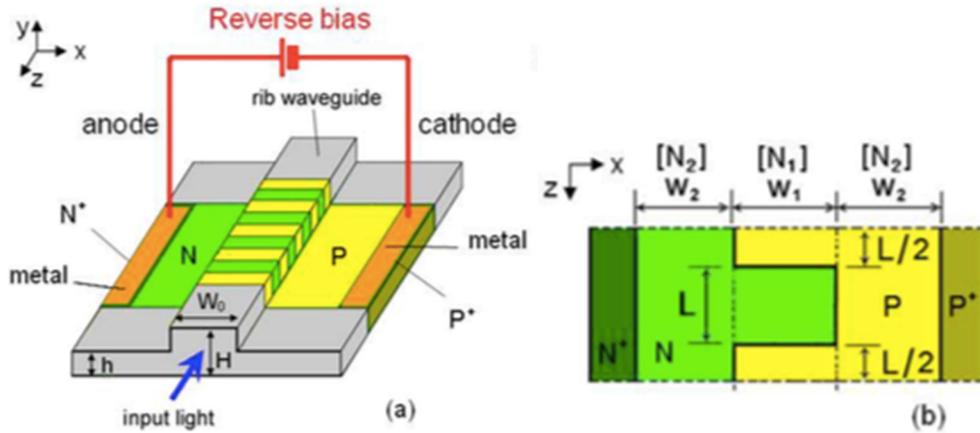


Fig 2.6 Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN entrelacée avec en (a) une vue en 3D et en (b) la vue de dessus [25]

La performance du modulateur est gouvernée, entre autre, par le niveau de dopage dans le modulateur et les paramètres géométriques incluant la longueur L des segments entrelacés et leur largeur W . La simulation théorique [27] montre qu'un fort dopage dans la jonction PN entrelacée augmente aussi bien l'efficacité de modulation que la bande passante, mais provoque également de plus grande pertes d'absorption. Ainsi, pour les structures hautement dopées, la longueur de segment L peut être diminuée afin de réduire les pertes d'absorption venant des régions non appauvries. La largeur W du segment, quant à elle, affecte le recouvrement avec le mode optique autant que la distribution des zones de déplétion.

Etant donné que chaque jonction PN s'étend à travers une section transversale de l'ensemble du guide d'onde, le chevauchement total entre la zone de déplétion et le mode optique est déterminé par le rapport de la largeur de la déplétion avec la période de la jonction PN. Le signal optique passe de façon successive à travers les régions de déplétion, ainsi le recouvrement total entre les régions de déplétion et le mode optique est multiplié par le nombre de jonction PN. L'efficacité de modulation augmente à cause de ce large recouvrement. De plus, une jonction PN entrelacée devrait proposer une efficacité (de modulation) Electro-Optique plus grande et être plus tolérante sur l'alignement du dispositif comme le montre Xiao. X et al [26]. Ils montrent également qu'une meilleure efficacité de modulation ainsi que moins de pertes d'absorption sont obtenues par l'utilisation d'une jonction PN entrelacée et ce, pour de mêmes volumes de porteurs de charges et

une même structure optique que dans des jonction PN standards latérales. Xu H. *et al* [27] et Xiao X. *et al* [26] ont ainsi montré l'intérêt de l'utilisation d'une jonction PN entrelacée pour le cas de modulateur Mach Zehnder et des modulateur basés sur des micro-résonateurs en anneau. Il est donc pertinent de vouloir appliquer cela aux modulateurs IBGs. Concernant les jonctions PN entrelacées, il est possible de complexifier l'entrelacement par l'utilisation d'entrelacement en « zig-zag » [44], par exemple, au lieu d'en « rectangle » comme nous utilisons (voir **figure 2.7**).

De plus, la méthode de déplétion peut être accomplie à l'aide d'une jonction PN horizontale où bien une jonction PN verticale (la notre), voir **figure 2.8**. A savoir qu'en ce qui nous concerne, le choix de notre jonction PN a aussi été limité par les règles et la précision de la fonderie (IMEC) utilisée pour réaliser nos modulateurs IBGs. En effet, réaliser d'autres types de jonctions PN implique très souvent d'avoir accès à des techniques très sophistiquées pour produire avec précisions ces autres types de jonctions. Cela empêche notamment la production de masse, or c'est un élément important que nous voulons garder parmi les éléments qui caractérisent nos modulateurs. D'ailleurs Reed *et al* montrent dans [44] de nombreuses géométries possibles pour des jonctions PN entrelacées (ou non). En effet, ces dernières années ce sont les modulateurs reposant sur la technique de déplétions des porteurs avec un guide d'onde de type canal ont été démontrés avec succès à de nombreuses reprises.

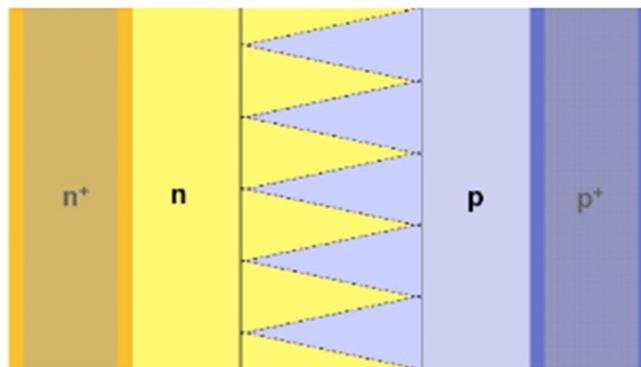


Fig 2.7 Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN entrelacée en zig-zag [44]

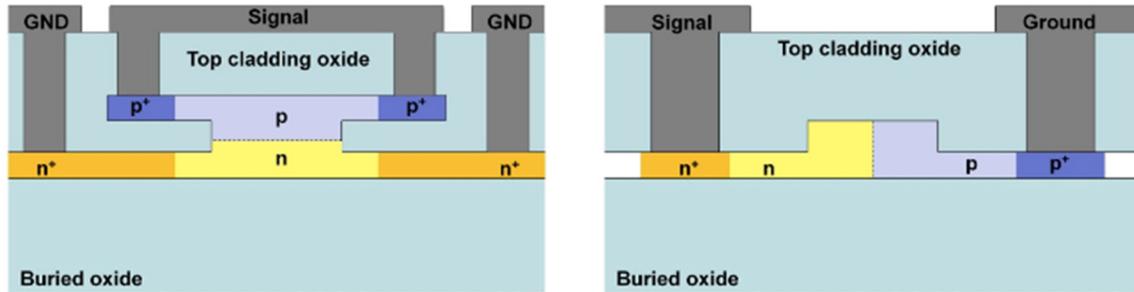


Fig 2.8 Schéma des segments entrelacés formant la jonction PN verticale (à droite) et horizontale (à gauche) [44]

2.4 Conclusion

Ceci termine ce court exposé sur le volet théorique concernant la modulation et les techniques possibles à employer pour la réaliser. Dans ce chapitre, nous avons comme objectif de démontrer la pertinence du choix de design permettant la technique de modulation la plus approprié au réseau de Bragg et la plus optimisée. C'est donc dans ce contexte que nous avons, d'une part, confirmé que la technique de modulation par l'utilisation de la déplétion des porteurs est la plus adaptée aux modulateurs IBG. Et d'autre part, que le design permettant de réaliser une telle modulation efficacement était celui d'une jonction tout d'abord PN mais plus précisément de type entrelacée. Ces choix seront alors testés dans le **chapitre 3** en réalisant une étude théorique, dans un premier temps, pour prévoir le comportement des électrodes et de la jonction PN. Puis, dans un second temps, pratique afin d'affirmer que nos prédictions et nos choix faits dans ce chapitre sont conformément pertinents. Enfin, c'est dans le **chapitre 4** que l'on reviendra plus exactement sur la jonction PN entrelacée utilisée pour les modulateurs IBGs où l'on précisera en détails son design, ses mesures et ses caractéristiques.

Chapitre 3 :

Caractérisation des électrodes et caractéristiques de la jonction PN

Dans les parties précédentes, nous avons mentionné le fait que nos modulateurs IBGs sont muni d'électrodes et d'une jonction PN qui permettent, notamment, de réaliser la déplétion des porteurs de charges au sein du guide d'onde et ainsi permettre la modulation de l'indice effectif. C'est ni plus ni moins ce qui permet, par l'utilisation de la technologie des semi-conducteurs, de créer la modulation et faire de nos dispositifs des modulateurs. Nous allons donc chercher à caractériser le fonctionnement et le comportement de ces électrodes dans deux cas distincts : lorsque celles-ci ne sont pas connectées à une jonction PN et lorsqu'elles sont connectés à une jonction PN. On poussera l'analyse plus loin en appliquant une tension de polarisation dans le cas où la ligne de transmission est connectée à une jonction PN. L'absence de jonction PN va permettre de caractériser très précisément le comportement de nos électrodes, tandis que l'ajout de la jonction PN permet de constater comment celle-ci modifie les propriétés électriques de la ligne de transmission et quelle est la conséquence de cet ajout sur la réponse de l'électrode.

Dans la première partie de ce chapitre, on parlera rapidement de la fabrication et de l'élaboration/conception de l'arrangement du guide d'onde et du réseau de Bragg. En effet, il existe déjà de nombreuses littératures sur le sujet de la fabrication des modulateurs à base de silicium et ce n'est pas l'objectif de la maîtrise. Aucun design de modulateur n'a été élaboré ou proposé durant la recherche de maîtrise donc sa conception et sa fabrication sont des éléments qui n'ont pas été approfondis. Mais, cela n'enlève pas la pertinence de donner quelques informations sur ce domaine,

car il n'en reste pas moins intéressant et aidant que de connaître comment ce processus d'élaboration et de fabrication fonctionne dans sa globalité. Cela permet d'autant plus d'appréhender les erreurs éventuelles de fabrication et ainsi de prévoir théoriquement les conséquences. En effet, il n'est pas possible de connaître à 100% la concentration des dopages N et P dans le guide d'onde de la jonction PN à l'issue de la fabrication même si initialement cela a été bien spécifié dans le cahier des charges du modulateur envoyé à la fonderie. Les dimensions sont aussi soumises à cette incertitude et il est difficile de savoir si elles sont bien respectées au nanomètre près. Ainsi, c'est à cela que sert la caractérisation des multiples modulateurs en utilisant plusieurs puces photoniques issues de la même fournée de la fonderie qui a fabriqué les modulateurs. Certains modulateurs fonctionnent mieux que d'autres et parfois des modulateurs ne fonctionnent pas du tout. C'est pourquoi il est important d'en tester un nombre conséquent et ainsi d'en tirer des conclusions sérieuses.

C'est dans la deuxième partie que nous aborderons l'étude de la ligne de transmission. C'est cette étude qui va permettre de décrire le comportement de nos électrodes. Par le biais d'une analogie avec le domaine de l'électricité, simplifiant grandement l'étude de notre ligne de transmission, on montrera comment l'on peut caractériser et extraire les paramètres tels que l'impédance caractéristique, la constante de propagation, les pertes diélectriques et l'indice de réfraction RF. Ce sont ces paramètres qui permettent de définir le comportement statique et dynamique de nos électrodes. Dans un premier temps, on donnera ces paramètres dans le cas où la jonction PN n'est pas connectée à la ligne de transmission puis, dans un second temps, on précisera les conséquences et la réécriture de ces mêmes paramètres dans le cas où la jonction PN est connectée à la ligne de transmission. L'étude se vaudra théorique afin de prévoir les résultats.

C'est dans la troisième partie que l'on donnera les résultats pratiques qui ont été obtenus en laboratoire et seront comparés aux mesures expérimentales. Il sera important de préciser que les résultats présentés dans cette partie concernent des dispositifs ayant trois longueurs différentes. La longueur de la jonction PN est alors chaque fois différente et c'est, pour chaque dispositif, une jonction PN latérale. Or, nous avons précisé précédemment que nos modulateurs IBGs utilisés lors de la maîtrise possèdent une jonction PN entrelacée. Mais cela ne posera en réalité aucun problème quant à la pertinence des résultats et l'interprétation que l'on pourra en faire. En effet, comme il a été

dit précédemment aussi, les électrodes utilisées pour les modulateurs IBGs de la maîtrise sont les mêmes que ceux que l'on présente dans cette partie et nous cherchons simplement à comprendre les conséquences induites sur la réponse de l'électrode lorsque qu'une jonction PN est connectée ou non et ce, peut importe la forme de la jonction PN afin d'optimiser la largeur de bande du dispositif.

3.1 Présentation de l'arrangement et de la technologie

Une fois que les paramètres du réseau de Bragg sont déterminés (voir **chapitre 1, partie 1 : le guide d'onde**), l'étape suivante est de réaliser un masque précisant la disposition des différents éléments qui compose la puce photonique. Généralement ce sont des fichiers au format « .gds » qui sont utilisés. C'est tout simplement le format standard utilisé dans l'industrie pour la fabrication de ce type de composant. Afin de générer ce genre de fichier, il existe plusieurs logiciels qui le permettent. KLayout est un logiciel qui fut majoritairement utilisé mais pour la lecture seulement, car il possède également des fonctions d'édition de base. Les modulateurs caractérisés durant la maîtrise ont été, quant à eux, réalisés sous MATLAB

La **figure 3.1** montre une approche possible de design pour une utilisation efficace de l'espace sur la puce photonique afin d'utiliser pour une barrette à fibres pour le couplage sur la puce. Sur la droite on peut voir les différents modulateurs IBGs dans plusieurs variations de design. Si l'on suit le trajet du guide d'onde on arrive à gauche de la puce photonique au niveau des coupleurs qui permettent de réaliser le couplage optique avec la lumière injectée en entrée et le couplage optique pour récupérer la lumière en sortie du dispositif. Précisons également que l'espacement entre les guides d'onde doit être suffisamment important afin d'éviter la diaphonie entre les guides d'onde adjacents.

Sur les **figures 3.2 et 3.3** on peut voir la configuration utilisée pour notre puce photonique consiste en une entrée et deux sorties afin de pouvoir réaliser des mesures en transmission et en réflexion. Cela nécessite alors l'utilisation d'une branche en Y afin de collecter la lumière réfléchie. Les ports d'entrée et de sorties correspondent à des réseaux de coupleurs fibre – guide d'onde intégrés. Ceux-ci sont fabriqués pour une polarisation TE. Cette configuration implique alors l'utilisation d'une barrette à fibre qui, dans notre cas, impose une distance de 250 μm entre deux

fibres à cause de l'espacement entre les deux coupleurs. L'avantage de cette configuration est qu'on peut réaliser dans un même temps des mesures en réflexion ainsi que des mesures en transmission.

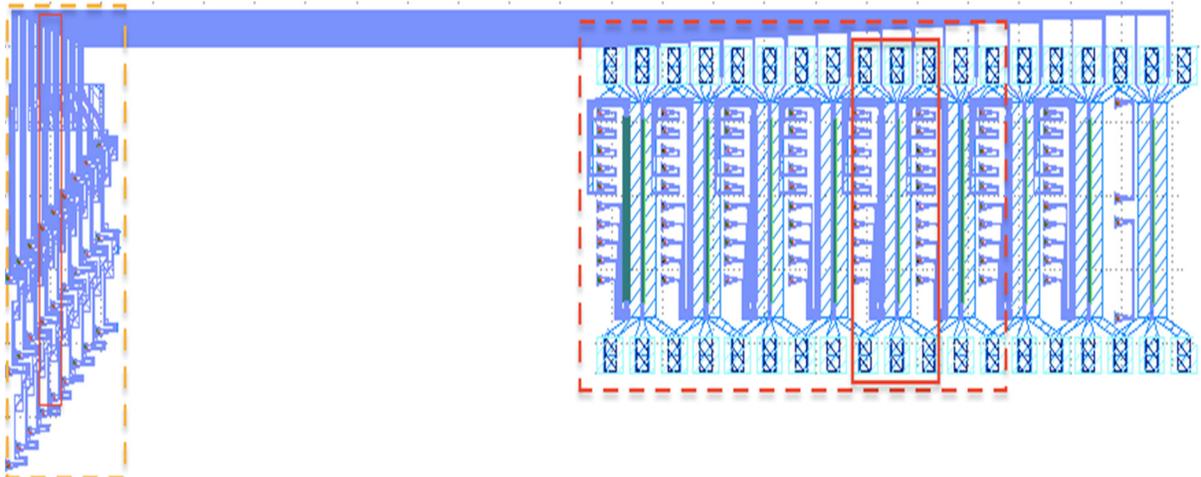


Fig 3.1 Aperçu et exemple pour la lecture avec le logiciel KLayout de notre modulateur IBG modulant la longueur d'onde de Bragg uniquement. L'encadré rouge-pointillés correspond à l'ensemble des modulateurs IBG (possédant donc plusieurs variations des paramètres). L'encadré en rouge-plein indique le modulateur IBG caractérisé durant la maîtrise ainsi que les réseaux de couplage correspondant. L'encadré jaune-pointillé présente l'ensemble des réseaux de couplage associés aux modulateurs IBGs.

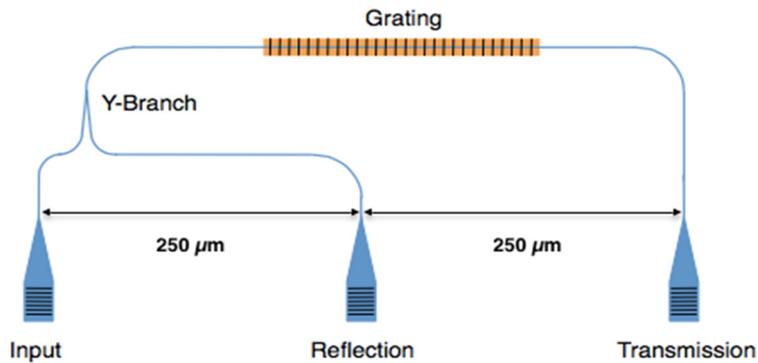


Fig 3.2 Schéma représentant la configuration du Layout pour l'utilisation d'une barrette à fibres [11]

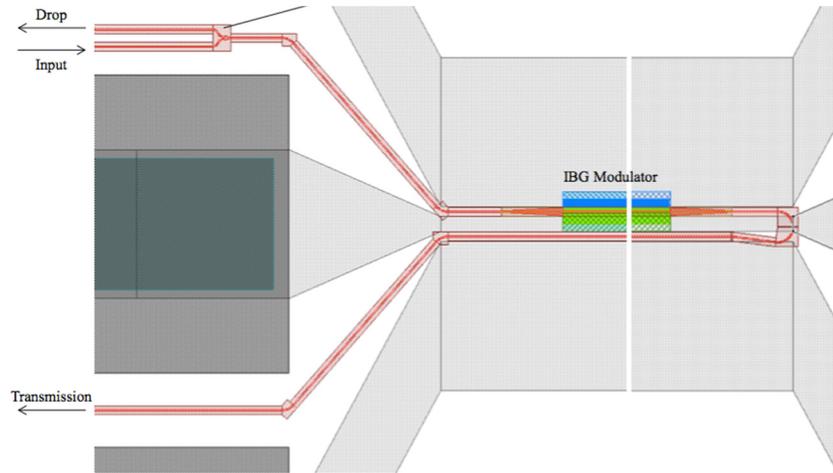


Fig 3.3 Schéma représentant la configuration de la topologie pour la mesure en transmission et en réflexion avec l'utilisation de la branche en Y

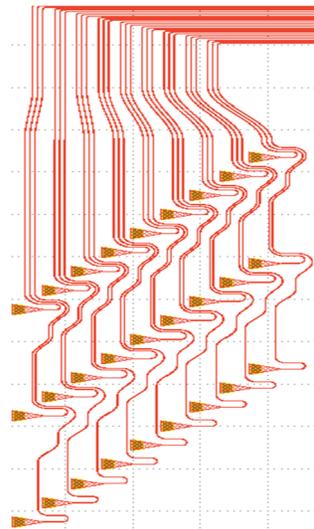


Fig 3.4 Zoom sur les coupleurs afin de mettre en évidence l'approche choisie qui cherche à améliorer l'utilisation de l'espace sur la puce pour une configuration avec barrette de fibres

3.2 Ligne de transmission

3.2.1 Ligne de transmission sans jonction PN

Il faut savoir, tout d'abord, que la distance qui sépare le guide d'onde des régions hautement dopées affecte la résistance du dispositif et son interaction avec le mode optique. En terme de

performance, cela se traduit par une conséquence sur la vitesse de fonctionnement de l'appareil et sur les pertes optiques. En fait, la réduction de la résistance facilite l'opération du dispositif à haute vitesse mais induisant également une augmentation des pertes. En réalité, la concentration de dopants dans cette région doit être suffisamment élevée pour permettre un contact ohmique avec les électrodes du dispositif et fournir une faible résistance à la jonction PN. Par contre, la concentration des zones moins dopées permet, quant à elle, d'influencer sur de nombreuses performances comme les pertes optiques, la vitesse ou encore la capacitance. De plus, une forte concentration de dopants permet de réduire la résistance et d'augmenter la capacitance de la jonction PN ce qui influe la constante de temps « RC » du circuit équivalent que représente la jonction PN.

Finalement, le design des électrodes est une chose très importante à prendre en considération afin d'optimiser la rapidité du dispositif. Dans notre cas, nos modulateurs IBGs sont composés de guides d'onde coplanaire (CPW pour Coplanaire Waveguide en anglais) employés avec la diode qui est connectée de part et d'autre de la ligne de transmission : le signal d'un côté et la masse de l'autre. Ces électrodes doivent être réalisées de façon à fournir une impédance caractéristique adaptée au système RF, c'est à dire en ayant une valeur généralement fixée à 50 Ohm. Les électrodes doivent être aussi pensées afin que la vitesse du signal électrique corresponde à la vitesse de la lumière dans le guide d'onde. Autrement, toute disparité de la vitesse causera une limitation de la vitesse de fonctionnement du dispositif.

La vitesse de fonctionnement d'un modulateur opéré par des électrodes à ondes progressives est déterminée par trois facteurs : 1) La correspondance entre la vitesse du signal micro-ondes et du signal optique, 2) l'adaptation d'impédance, et 3) l'atténuation des micro-ondes [63]. Un calcul spécifique de la ligne de transmission est essentiel afin d'obtenir un modulation efficace. Pour cela, on propose de développer un modèle de circuit équivalent avec l'approximation quasi TEM. Utiliser un tel modèle et non une simulation numérique est préférable non seulement parce que cela nécessite beaucoup moins de ressources de calculs mais aussi, et plus important encore, parce qu'il donne un aperçu physique claire de la ligne de transmission. Ce modèle de circuit équivalent est d'ailleurs très largement utilisé pour les modulateurs en LiNbO₃. Cependant, appliquer ce modèle pour les modulateurs optiques basés sur la déplétion des porteurs de charges est assez difficile du fait que ces modulateurs n'ont pas une structure stratifiée régulièrement et sont constitués

de couches diélectriques homogènes sur le dessus de l'électrode. En effet, la conductivité au niveau de la couche des guides d'onde n'est pas uniforme à cause des différences de niveaux de dopage formant la jonction PN et sur les zones de contact. Ces caractéristiques en font un défi que d'en déduire un modèle de circuit équivalent pour les modulateurs reposant sur la technique de déplétion des porteurs. Ainsi dans [63] il est utilisé une méthode par approximation pour le design RF. On y définit et détermine les paramètres caractérisant le guide d'onde coplanaire d'abord dans le cas où le déphaseur (la jonction PN) n'est pas connecté au dispositif pour commencer, puis la capacitance théorique de la diode est ajoutée dans la capacitance du guide d'onde coplanaire non connecté. Cela permet d'estimer les effets globaux. Afin de rendre compte de la conséquence d'une jonction PN au sein d'un modulateur on peut utiliser le modèle dit : « du télégraphe », voir **figure 3.5**. En effet, en utilisant les paramètres S issus des mesures électrique-électrique (E/E) on peut remonter aux paramètres RLGC du modèle du télégraphe qui se représente par une ligne de transmission. Ce modèle RLGC peut être utilisé pour présenter l'effet de la jonction PN et caractériser les paramètres S. [15]

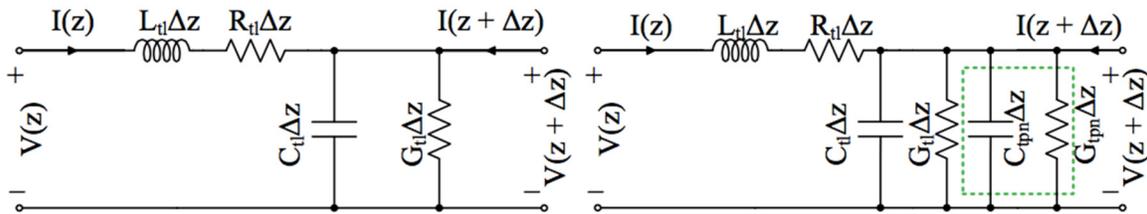


Fig 3.5 À gauche est représenté la ligne de transmission lorsqu'il n'y pas de jonction PN (c'est à dire sans bande coplanaire), et à droite ce que devient la ligne de transmission lorsque l'on ajoute la jonction PN au modulateur.

Pour utiliser ce modèle on fait appel à l'hypothèse qu'une onde électromagnétique transverse (TEM ou quasi TEM) se propage à toute les fréquences d'intérêt. A savoir que les paramètres RLGC sont dépendants de la fréquence, avec l'inductance et la capacitance qui deviennent constantes pour de hautes fréquences. Une fois l'hypothèse posée, dans le cas de la ligne de transmission sans jonction PN, il est possible de calculer l'impédance caractéristique, la constante de propagation ainsi que l'indice de réfraction de ce modèle par les relations suivantes (avec c_0 la vitesse de la lumière dans le vide) [15] :

$$\begin{aligned}
Z_{no-pn} &= \sqrt{\frac{R_{no-pn} + j\omega L_{no-pn}}{G_{no-pn} + j\omega C_{no-pn}}} \\
\gamma_{no-pn} &= \alpha_{no-pn} + j\beta_{no-pn} = \sqrt{(R_{no-pn} + j\omega L_{no-pn})(G_{no-pn} + j\omega C_{no-pn})} \\
n_{\mu, no-pn} &= \frac{c_0}{v_{\mu, no-pn}} = c_0 C_{no-pn} Z_{no-pn} = c_0 \frac{L_{no-pn}}{C_{no-pn}}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Dans le cas où l'on ferait l'hypothèse d'un système sans pertes, il suffirait de considérer que R_{no-pn} et G_{no-pn} soient nulles. Sous ces hypothèses et en se plaçant à de très hautes fréquences, les inégalités suivantes sont satisfaites : $R \ll \omega L$; $G \ll \omega C$; $RC \ll \omega^2 LC$. Ceci nous permet d'exprimer α_{no-pn} et β_{no-pn} indépendamment l'un de l'autre comme suit :

$$\begin{aligned}
\alpha_{no-pn} &= \frac{1}{2} \left(\frac{R_{no-pn}}{Z_{no-pn}} + G_{no-pn} Z_{no-pn} \right) \\
\beta_{no-pn} &= \omega \sqrt{L_{no-pn} C_{no-pn}}
\end{aligned} \tag{3.5}$$

avec R_{no-pn} / Z_{no-pn} représentant les pertes du conducteur et $G_{no-pn} \cdot Z_{no-pn}$ les pertes diélectriques.

3.2.2 Ligne de transmission avec jonction PN

Maintenant en présence d'une jonction PN il faut alors considérer la figure de droite sur la **figure 3.5** et ainsi les paramètres γ , n et Z s'expriment différemment. En effet, sous l'application d'un courant de polarisation inverse, la jonction PN peut être approximée par une combinaison en série de résistance R_{pn} provenant du contact au bord de la région de déplétion et de capacitance C_{pn} . Ainsi, la présence d'un courant de polarisation inverse sur la jonction PN peut être incorporée dans les paramètres RLGC en transformant les éléments en série $R_{pn}C_{pn}$ en une combinaison parallèle. A savoir qu'on considère ici le fait qu'il n'y a pas d'inductance additionnelle pour un faible courant le long de la direction de propagation dans le silicium. Ensuite, la capacitance C_{pn} diminue à mesure que la tension de la polarisation augmente. On trouve finalement ci-dessous les nouvelles expressions des paramètres γ , n et Z . [15]

$$Z_{pn} = \sqrt{\frac{R_{no-pn} + j\omega L_{no-pn}}{(G_{no-pn} + R_{pn}^{-1}) + j\omega(C_{no-pn} + C_{pn})}} \quad [3.6]$$

$$\gamma_{pn} = \alpha_{pn} + j\beta_{pn} = \sqrt{(R_{no-pn} + j\omega)([G_{no-pn} + R_{pn}^{-1}] + j\omega[C_{no-pn} + C_{pn}])}$$

Ce qui nous donne en considérant l'approximation avec de faibles pertes :

$$Z_{pn} = \sqrt{\frac{L_{no-pn}}{C_{no-pn} + C_{pn}}}$$

$$\alpha_{pn} = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{no-pn}}{Z_{pn}} + (C_{no-pn} + R_{pn}^{-1})Z_{pn} \right) \quad [3.7]$$

$$\beta_{pn} = \omega \sqrt{L_{no-pn} (C_{no-pn} + C_{pn})}$$

$$n_{\mu,pn} = c_0 \sqrt{L_{no-pn} (C_{no-pn} + C_{pn})}$$

On remarque alors que l'insertion d'une jonction PN ajoute R_{pn} aux pertes. Donc en considérant le fait que $\omega \ll \omega_{pn}$ ($\omega_{pn} = 1 / R_{pn} C_{pn}$) et afin de simplifier l'expression des pertes diélectriques, la résistance et la capacitance de la jonction PN « transformée » peuvent être approximées comme suit : $R_{tpn} \approx 1 / \omega^2 C_{pn} R_{pn}$ et $C_{tpn} \approx C_{pn}$. En considérant les conditions de faibles pertes, l'effet de la jonction PN sur Z_{pn} et $n_{\mu,pn}$ indique que par le biais de C_{pn} cela à tendance à réduire Z_{pn} et à augmenter $n_{\mu,pn}$. De plus, les pertes diélectriques sont aussi affectées par cette nouvelle impédance caractéristique Z_{pn} . Ainsi, les pertes liées à la ligne de transmission ajoutée par la jonction PN α_d en terme de résistances DC (R_{DC}) et AC (R_{AC}) et les pertes diélectriques du silicium α_s peuvent être exprimées de la façon suivante :

$$\alpha_d = \frac{1}{2} (R_{DC} + R_{AC} \sqrt{f}) \sqrt{\frac{C_{no-pn} + C_{pn}}{L_{no-pn}}} \quad [3.8]$$

$$\alpha_s = \frac{1}{2} (4\pi^2 f^2 C_{pn}^2 R_{pn}) \sqrt{\frac{L_{no-pn}}{C_{no-pn} + C_{pn}}}$$

On voit alors que par l'équation [3.8], la perte de conducteur augmente en \sqrt{f} et que la perte diélectrique du silicium due à la jonction PN augmente quadratiquement avec f et C_{pn} et augmente linéairement avec R_{pn} .

3.2.3 Détermination des paramètres RLGC et caractérisation des électrodes

L'intérêt de faire ces considérations sur les paramètres RLGC, est qu'à partir des paramètres S_{11} , S_{12} , S_{22} et S_{21} obtenus lors des mesures E/E à l'Analyseur de Réseau Vectoriel (VNA, pour son anagramme anglais: Vectorial Network Analyser), il est possible de remonter jusqu'à la détermination des paramètres RLGC, de l'impédance caractéristique, ainsi que celle de la constante de propagation. En effet, la propagation du signal le long d'une ligne interconnectée est modélisée par l'équation du télégraphe comme mentionné précédemment. Ainsi, directement à partir des paramètres S issus de nos mesures on peut retrouver les solutions de l'équation du télégraphiste et donner les paramètres RLGC grâce aux équations suivantes [16] :

$$\begin{aligned}
 e^{-\gamma l} &= \left(\frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}} \pm K \right)^{-1} \\
 K &= \sqrt{\frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2 - 4S_{11}^2}{4S_{21}^2}} \\
 Z^2 &= Z_0^2 \frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2} = \frac{R + j\omega L}{G + j\omega C} \\
 R &= \text{Re}\{\gamma Z\} \\
 G &= \text{Re}\{\gamma / Z\} \\
 L &= \text{Im}\{\gamma Z\} / \omega \\
 C &= \text{Im}\{\gamma / Z\} / \omega
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

L'effet capacitif qu'apporte la jonction PN peut être réduit en utilisant une jonction PN entrelacée à la place d'une jonction PN continue tout le long du modulateur. D'ailleurs la quantité de l'entrelacement est définie par un facteur k qui permet de déterminer le nombre de période nécessaire pour remplir totalement la jonction PN. Ceci est l'une des raisons du choix d'une jonction PN entrelacée pour nos modulateurs IBGs. Ce type de design doit permettre également de réduire le

courant circulant longitudinalement dans le silicium. Ainsi, sous l'hypothèse que nous avons de faibles pertes et que l'on travaille à de hautes fréquences, l'impédance caractéristique requise peut être recalculée comme étant :

$$Z_{no-pn} = \frac{n_g Z_{pn}}{n_{\mu,no-pn}} \quad [3.10]$$

Dans cette dernière équation, l'indice effectif « ciblé » n_g de la ligne coplanaire est en fait égal à l'indice de groupe du mode optique pour une vitesse correspondante. En outre, la capacitance désirée ici due à la jonction PN devient :

$$C_{pn,désiré} = \frac{n_g^2 - n_{\mu,no-pn}^2}{c_0 Z_{pn} n_g} \quad [3.11]$$

et le facteur k peut être déterminé depuis la capacitance réelle de la jonction $C_{pn,réel}$ et la capacitance désirée comme : $k = C_{pn,désiré}/C_{pn,réel}$

3.3 Caractérisation des électrodes

Maintenant que tous les paramètres définissant le comportement de la jonction PN et de l'électrode ont été définis de façon théorique, nous pouvons alors chercher à les évaluer expérimentalement. De cette façon, nous serons apte à en tirer des conclusions sur l'efficacité de l'électrode. Cette partie, qui se trouve être très expérimentale, rendra compte des résultats en laboratoire de façon à donner un aperçu du comportement de la jonction PN connectée et non connectée et ce, à titre informatif. On trouvera à la **figure 3.6** la description du guide d'onde coplanaire utilisé.

Nous avons donc réalisé des mesures E/E au VNA afin de relever les paramètres S dans le but de pouvoir déterminer les valeurs de la constante de propagation γ , des pertes α , de l'indice de réfraction n ainsi que l'impédance caractéristique Z . Une fois cela déterminé par un traitement de données sous MATLAB, il sera aisé d'en déduire les paramètres RLGC qui en découlent avec les expressions fournies en [3.9].

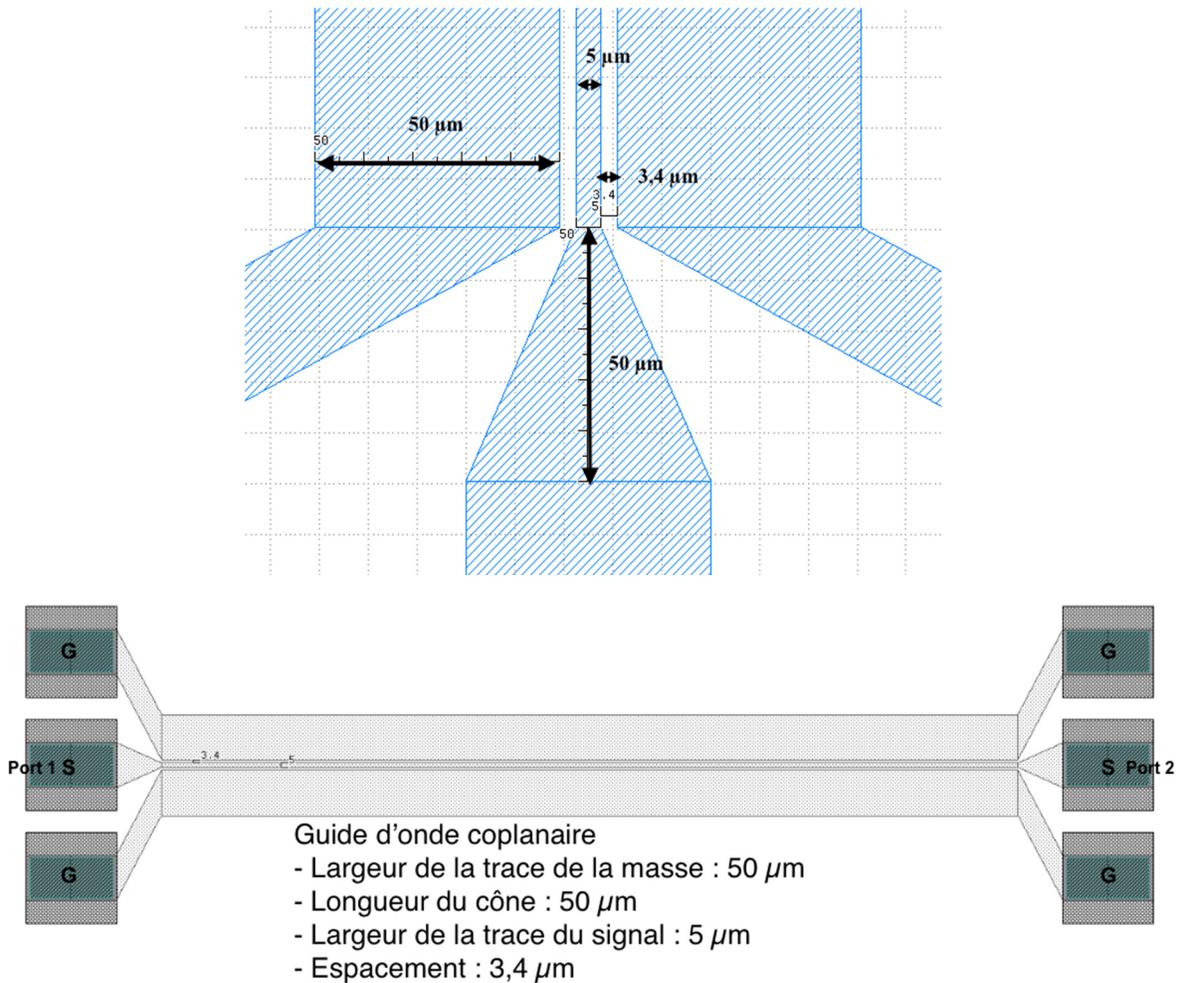


Fig 3.6 Description du guide d'onde coplanaire utilisé pour nos modulateurs IBGs.

3.3.1 De-embedding de la ligne de transmission

Nous avons dû tout d'abord commencer par réaliser un « De-embedding » sur les mesures de la ligne de transmission afin d'extraire l'impédance caractéristique Z_{no-pn} ainsi que la constante de propagation γ . Cela fut réalisé grâce à l'obtention des paramètres S_{21} et S_{11} lors de la prise des mesures E/E au VNA. Le de-embedding sert en fait à calibrer les ports d'entrée et de sortie, c'est assez similaire à une calibration pour les mesures d'un système RF avec les sondes ou les connecteurs utilisés pour la mesure. Au final, cela revient à enlever la contribution des sondes, des

connecteurs, du bruit éventuel et des parasites possible dans la réponse RF liée à la mesure E/E afin de ne garder que la contribution de l'électrode. Ainsi, une fois l'impédance caractéristique et la constante de propagation extraites, nous caractériserons exclusivement le comportement de l'électrode utilisée en évaluant l'évolution des paramètres RLGC en fonction de la fréquence.

Nous avons en notre possession trois lignes de transmission possédant chacune une longueur différente. On considère uniquement la ligne de transmission (donc aucune jonction PN) et trois ligne de transmission de longueur L_1 et L_2 et L_3 , où $L_1 < L_2 < L_3$. Si le design a été correctement respecté nous avons bien une structure avec une parfaite symétrie autour de l'axe y , voir **figure 3.6**. Cela signifie que la permutation des ports 1, 2 et 3 n'a pas d'importance. Le processus théorique utilisé pour réaliser le « de-embedding » repose sur celui que l'on peut trouver dans la référence [18]. Sans en refaire la démonstration ici, on propose alors de simplement s'y référer.

3.3.2 Caractérisation des électrodes avec jonction PN non connectée

On trouvera à la **figure 3.7** le relevé des paramètres S au VNA. Il est important de pouvoir constater en premier lieu la forme qu'a la réponse RF des électrodes. Cela permet d'appréhender et d'avoir une idée sur les résultats auxquels on peut s'attendre. Nous ne présentons ici que les paramètres S_{11} et S_{21} puisque ce sont ceux-là que nous utilisons dans le calcul des paramètres RLGC comme on peut le voir sur les équations [3.9]. Nous obtiendrons, bien sûr, les mêmes résultats avec l'utilisation des paramètres S_{22} et S_{12} . Ce choix est arbitraire. On remarque sur la **figure 3.7** qu'à partir de 14 GHz environ nous avons un abaissement de la courbe, ce qui pourrait être pris pour une détérioration de la réponse RF des électrodes. Il s'avèrerait que cette déficience, à partir de cette fréquence, viendrait de l'appareil de mesures lui même, c'est à dire du VNA. On peut d'ailleurs en profiter pour préciser que le VNA disponible au laboratoire ne permet un balayage de fréquences que jusqu'à 20 GHz. Or, la plupart des publications sur ce type de mesures montrent l'utilisation d'appareils allant jusqu'à un minimum de 40 GHz (voir 80 GHz). Ce qui permet d'avoir une meilleure visibilité sur le comportement réel des électrodes.

Maintenant que les paramètres S ont été relevés, on procède au calcul et on en déduit les paramètres RLGC à l'aide des équations présentées dans la **section 3.2.3**. On trouve les résultats à

la **figure 3.8**. La mesure des paramètres S nous a permis de déterminer l'évolution des pertes RF mais aussi celle de l'indice RF et de l'impédance caractéristique. On trouvera ces tracés à la **figure 3.9**.

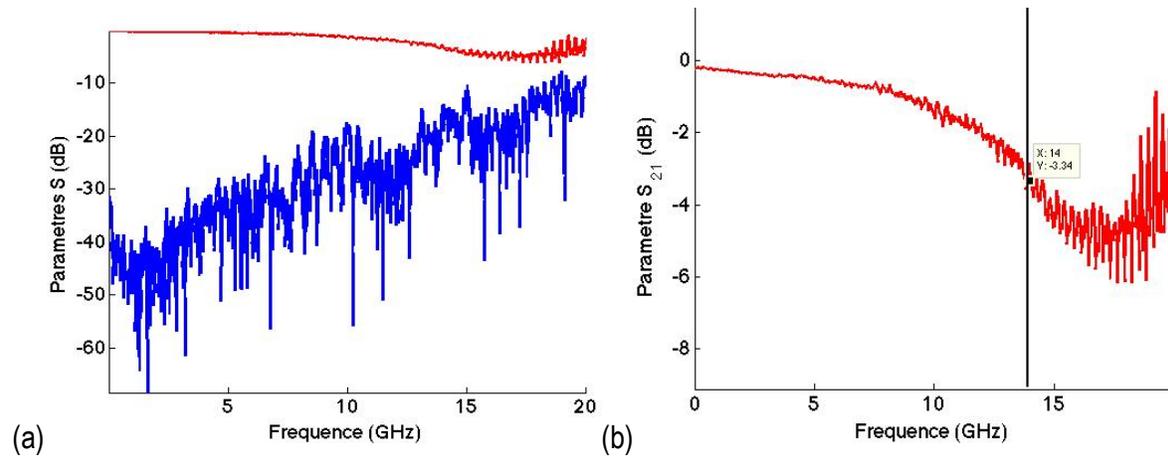


Fig 3.7. (a) Mesure du paramètre S_{11} (en bleu) et du paramètre S_{21} (en rouge) pour l'électrode dont la ligne de transmission est de longueur $747\mu\text{m}$ (le plus grand) **(b)** Zoom sur la courbe du paramètre S_{21}

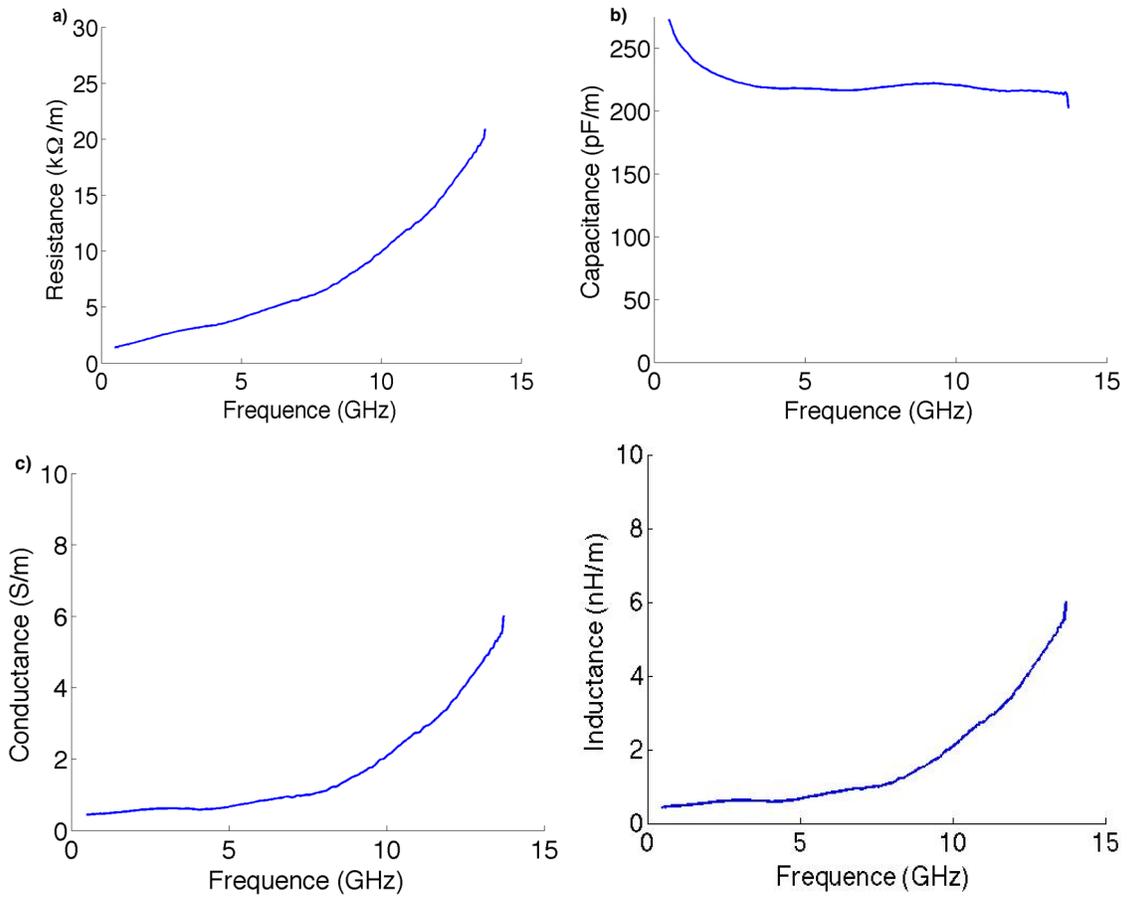


Fig 3.8 Calcul et tracé par unité de longueur de la résistance **(a)**, de la capacitance **(b)**, de la conductance **(c)** et de l'inductance **(d)** de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence sans jonction PN.

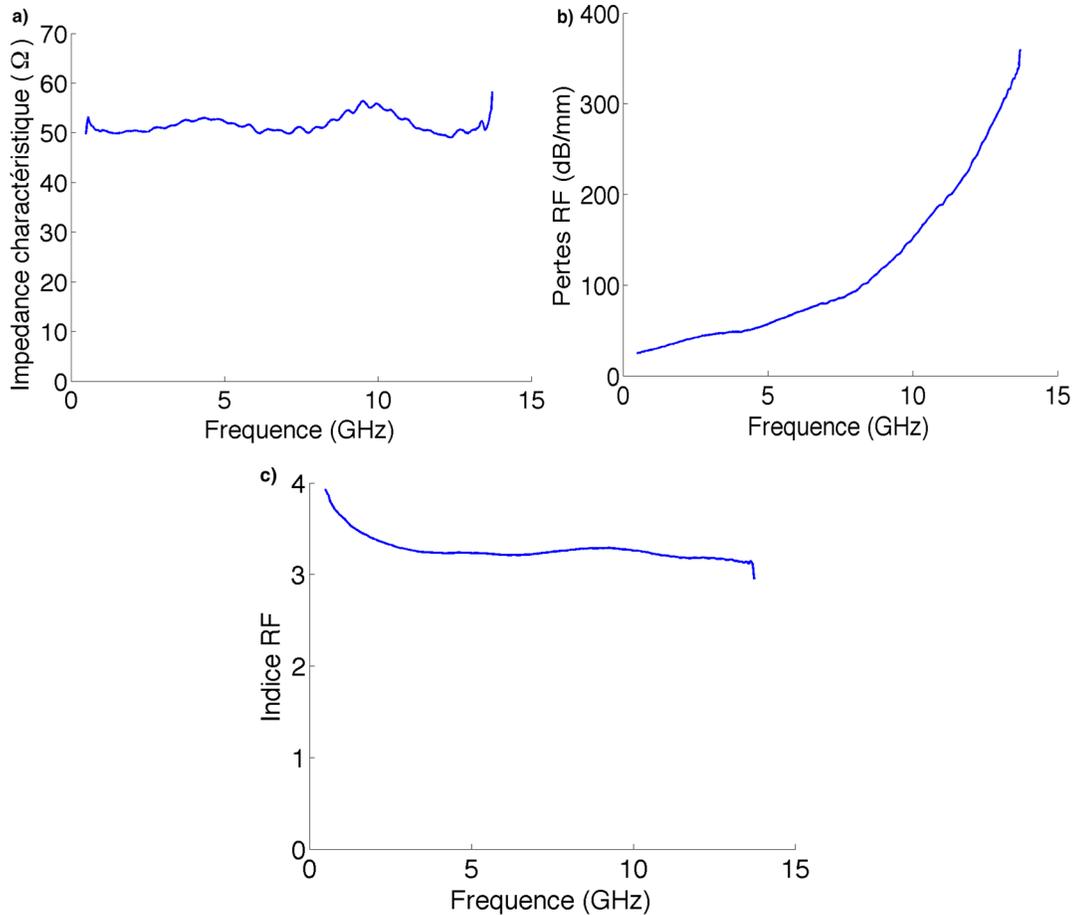


Fig 3.9 Calcul et tracé de l'impédance caractéristique **(a)**, des pertes RF **(b)** et de l'indice RF **(c)** de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence sans jonction PN.

On remarque que la résistance et l'atténuation (les pertes RF) à la **figure 3.9, (b)** ont la même tendance. Cela indique que l'atténuation est dominée par les pertes liées à la résistance (voir **figure 3.8, (a)**) plus qu'à celle de la conductance. De plus, la résistance, tout comme l'atténuation, varie également en \sqrt{f} comme prévu par l'effet de peau. Si l'on se réfère à la littérature comme en [\[15\]](#) et [\[17\]](#) et les résultats qui y sont fournis concernant les paramètres RLGC, l'impédance caractéristique, les pertes et l'indice RF, on constate que nos courbes aux **figures 3.8 et 3.9** sont relativement proches et possèdent globalement la même tendance avec les mêmes ordres de grandeur également. Par contre, la limitation à 14 GHz rend l'interprétation difficile mais cela permet d'avoir déjà une bonne idée des performances RF des électrodes et l'évolution des courbes de l'impédance ainsi que l'indice RF déterminées dans cette partie est encourageante. Les courbes de

tous ces paramètres dans les références [15] et [17] possèdent effectivement la même tendance mais celles-ci sont représentée sur l'intervalle [0 ; 40] GHz et non seulement [0 ; 14 GHz] dans notre cas. On peut néanmoins fournir les valeurs de ces paramètres. On a alors : $Z_{no-pn} = 51,6 \Omega$; $n_{no-pn} = 3,27$; $\alpha_{no-pn} = 480 \text{ dB/mm}$; $R_{no-pn} = 7,4 \text{ k}\Omega / \text{m}$; $G_{no-pn} = 1,65 \text{ nH/m}$; $L_{no-pn} = 534 \text{ S/m}$; $C_{no-pn} = 222 \text{ pF/m}$.

3.3.3 Caractérisation des électrodes avec jonction PN connectée

Dans cette partie on se propose de mesurer les mêmes paramètres que dans la partie précédente mais dans le cas où la jonction PN est, cette fois-ci connectée au dispositif. Ainsi, lors de l'application d'un courant il sera intéressant de constater les changements que cela apporte sur les mesures E/E et la réponse RF de l'électrode. La façon dont seront extraites l'impédance caractéristique et la constante de propagation se rapporte ici dans le cas où la jonction PN est connectée, c'est à dire aux équations données dans la **partie 3.2.2** tout en gardant les équations [3.9] pour fournir les paramètres RLGC. On trouve donc aux **figures 3.10** et **3.11** les courbes représentant ces paramètres en fonction de la fréquence. Et afin que la comparaison soit claire et que les différences soient misent en valeurs, nous avons pris soin d'ajouter en noir la courbe correspondant au cas où la jonction PN n'est pas connectée.

Sans encore analyser les conséquences de l'application d'un courant mais seulement le fait de l'ajout de la jonction PN, on peut, en se référant à la **partie 3.2.2**, voir que l'on a bien une augmentation quadratique en \sqrt{f} des pertes diélectriques et pour C_{pn} mais aussi une augmentation linéaire avec R_{pn} pour $V = 0 \text{ V}$. Maintenant si l'on regarde ce qu'il se passe sous l'application d'un courant, on remarque que la valeur des paramètres (quels qu'ils soient) baisse au fur et à mesure que la tension augmente mais que les courbes gardent chaque fois la même tendance. Concernant la tendance des courbes, on peut faire remarquer également que ce soit avec ou sans jonction PN la tendance des courbes est la même. On distingue uniquement une assez forte oscillation dans la variation de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence dans le cas de la jonction PN connectée contrairement au cas sans jonction PN connectée qui est plus lisse. Les pertes sont significativement plus basse lorsque la jonction PN n'est pas connectée à la ligne de transmission si l'on se réfère à la **figure 3.11 b)**. De plus, les pertes dues à la jonction PN sont dominantes, car elles

ont une dépendance quadratique en fréquence comme le montre l'équation [3.8-haut] plutôt que d'avoir une dépendance en racine carré comme le montrait l'équation [3.8-bas]. Si l'on se réfère aux prédictions faites dans la **partie 3.2.2** lorsque la tension augmente nous avons bien C_{pn} qui diminue et l'on constate également la contribution (i.e. l'ajout) de R_{pn} aux pertes. De plus, nous pouvons aussi constater l'effet de la jonction PN sur Z et n qui indique que par le biais de C_{pn} , Z_{pn} est réduit mais que n augmente. Les pertes diélectriques sont alors bien affectées par Z_{pn} .

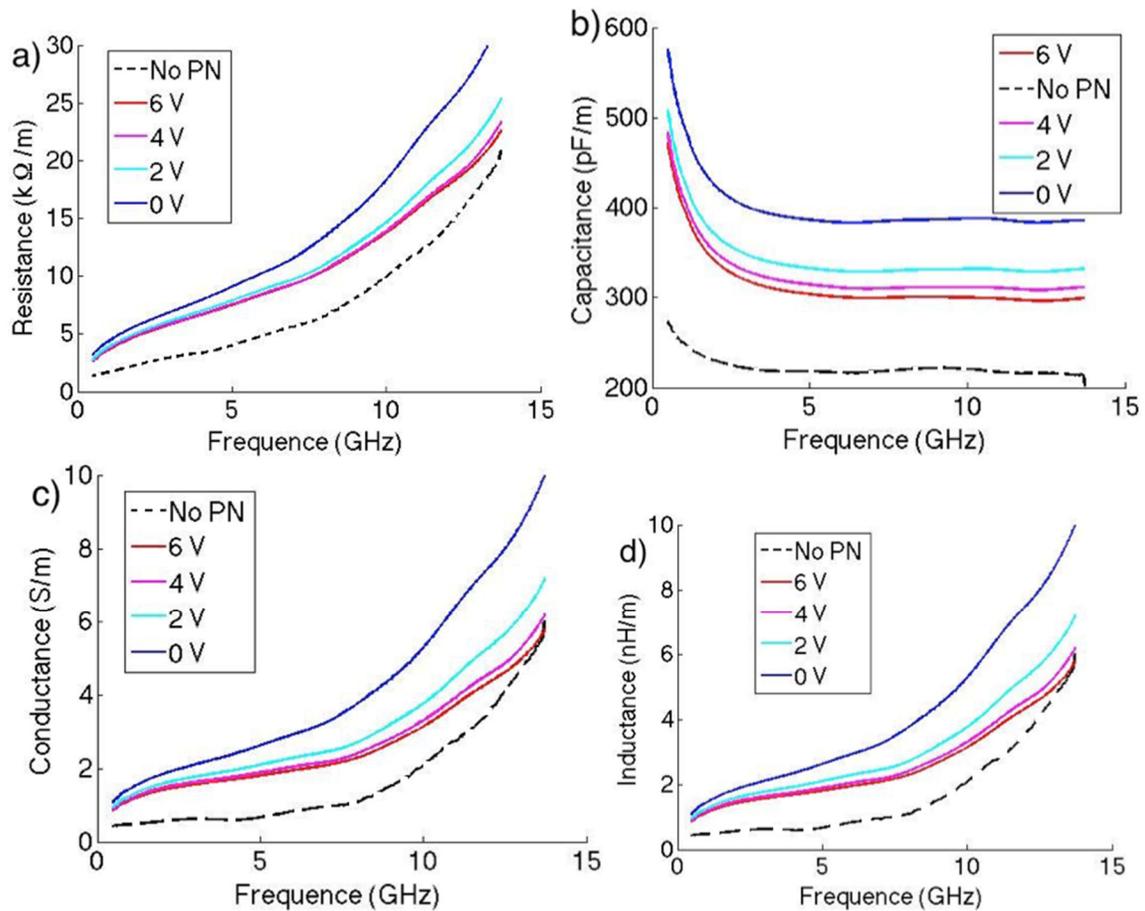


Fig 3.10 Calcul et tracé par unité de longueur de la résistance **(a)**, de la capacitance **(b)**, de la conductance **(c)** et de l'inductance **(d)** de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence et de la tension appliquée.

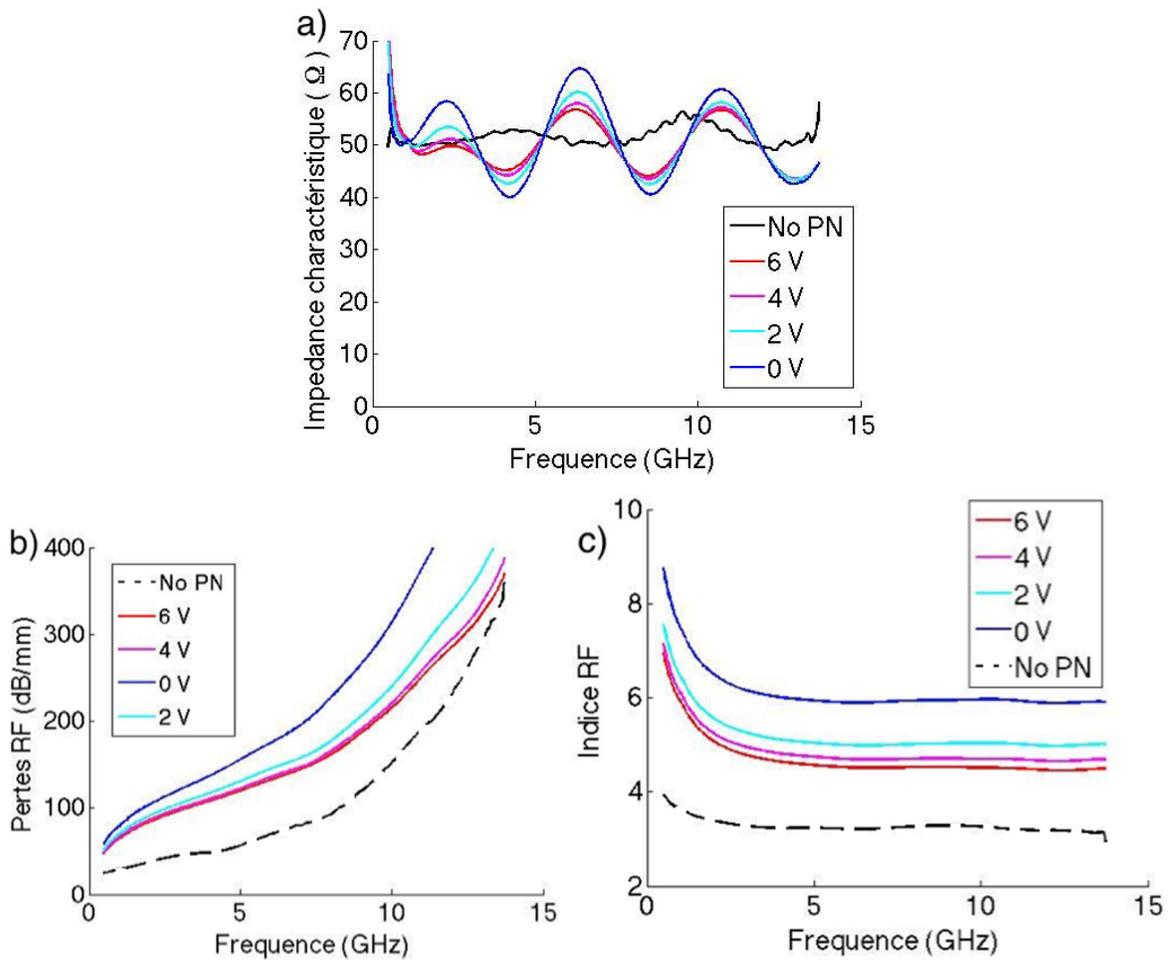


Fig 3.11 Calcul et tracé de l'impédance caractéristique (a), des pertes RF (b) et de l'indice RF (c) de la ligne de transmission coplanaire de nos modulateurs IBGs en fonction de la fréquence et de la tension appliquée.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait l'étude théorique d'une ligne de transmission non connectée puis connectée à la jonction PN. Nous avons montré les différences et les conséquences de ces différences sur les paramètres qui caractérisent une ligne de transmission dans le cas de modulateurs photoniques en silicium. Il nous a été possible de mettre bien en évidence l'importance du design des électrodes.

Nous avons précisé qu'il y a trois facteurs qui permettent de déterminer la vitesse de fonctionnement d'un modulateur opéré par des électrodes à ondes progressives. Et ces facteurs ont pu être identifiés puis déterminés. Ainsi, à l'issue de l'observation de l'évolution des courbes des paramètres RLGC mais surtout celles concernant les pertes RF, l'impédance caractéristique et de l'indice RF, il nous est possible de confirmer la correspondance entre la vitesse du signal micro-onde et du signal optique. L'adaptation d'impédance est également confirmée puisque l'étude théorique prévoyait d'obtenir une impédance caractéristique ayant une valeur proche de 50 Ohm et c'est bien autour de cette valeur que les impédances caractéristiques issues de nos mesures pratiques évoluent en fonction de la fréquence que ce soit dans le cas où la jonction PN est connectée ou non. Ensuite, les prédictions théoriques faites dans la **section 3.2.1**, pour le cas où la ligne de transmission n'est pas connectée à la jonction PN, et à la **section 3.2.2**, dans le cas où la ligne de transmission est connectée à la jonction PN, se retrouvent belles et bien confirmées par les résultats fournis dans les **sections 3.3.2** et **3.3.3**. En effet, le troisième facteur qui prévoyait l'atténuation des micro-ondes, se voit être validé puisque l'on a bien une atténuation en \sqrt{f} dont un fit avec la théorie pourrait venir confirmer cela de façon encore plus exact. La variation de la résistance en fonction de la fréquence issue du calcul des paramètres RLGC possède également ce type d'atténuation. La résistance est l'une des causes principales des pertes RF que l'on a pu identifier.

L'ajout de la jonction PN apporte quelques changements. L'observation principale concernant l'ajout de la jonction PN est qu'elle engendre des pertes diélectriques supplémentaires et surtout dominantes provoquant ainsi une augmentation des pertes globales au sein du dispositif. Ces pertes sont notamment dues à C_{pn} issue de la connexion de la jonction PN à la ligne de transmission comme le justifie les courbes dans la partie pratique présentée dans la **section 3.2.2**. Mais elles ont été aussi prévues par la théorie lors des calculs fournis dans la **section 3.2.1**, venant encore une fois valider que la pratique et la théorie se confirment entre elles. On a également pu noter que la variation de Z_{pn} était plus oscillante lorsque la jonction PN était connectée (que lorsque la jonction n'est pas), ce qui est vraisemblable car ce sont justement les pertes diélectriques qui sont à l'origine de cela.

Plusieurs mesures ont été faites afin de s'assurer que les résultats étaient répétables et de développer une méthodologie adéquate pour le faire. Pour cela, des mesures avec et sans Bias-T

ont été faites mais aussi avec des résolutions différentes prises au VNA (des nombres de points variant de 800 à 16 000 pour balayer la tranche de fréquences de [0 ; 20] GHz). Dans ce chapitre un compte rendu portant sur les meilleurs résultats mais surtout ceux qui offrent l'approche la plus juste (c'est-à-dire sans Bias-T et avec 16 000 points pour avoir la meilleure résolution possible et moins d'ondulations sur les courbes issues du VNA).

Les différences de longueurs concernant les dispositifs utilisés dans ce chapitre ont surtout servi pour réaliser le de-embedding afin de s'assurer que ce que l'on mesure soit uniquement la réponse des électrodes et non de bruits probables ou de parasites issus des câbles et autres interférences issues du dispositif lui-même.

Chapitre 4 :

Caractérisation des modulateurs IBG

Nous attaquons dans ce chapitre la partie intégralement expérimentale de ce mémoire. C'est à dire que nous allons livrer ici les résultats obtenus lors de la caractérisation de nos modulateurs IBGs en laboratoire. C'est donc la partie cruciale de ce mémoire. Après avoir décrit dans les chapitres précédents les éléments essentiels et nécessaires à la compréhension du fonctionnement des modulateurs IBGs et en avoir précisé leurs buts, on va pouvoir constater si les résultats expérimentaux sont à la hauteur de nos espérances et répondent bien au cahier des charges précisé précédemment.

Dans la première section nous allons détailler de façon précise le protocole expérimental pour les manipulations caractérisant les modulateurs IBGs. En effet, il est impératif d'être extrêmement rigoureux lors de la caractérisation des modulateurs afin d'obtenir des mesures précises et justes. On prendra soin de spécifier les précautions qui ont dues être prises pour prendre les mesures, la façon dont a été manipulé l'instrumentation du laboratoire et parfois on prendra le temps de justifier cela à l'aide d'une étude théorique. En effet, l'alignement optique étant une source régulière d'erreur s'il est mal exécuté, il est important d'en comprendre son fonctionnement physique en théorie pour connaître les conséquences sur la manipulation. Ici, on détaillera le fonctionnement du couplage optique qui peut être à l'origine de fortes pertes optiques s'il n'est pas réalisé correctement mais aussi la façon de réaliser les connexions RF.

Dans la seconde partie, et sûrement l'une des plus importante de ce mémoire, on présentera en détail la composition des modulateurs IBGs sur différents plans. Nos modulateurs fonctionnant sur

le principe de la déplétion des porteurs de charges libres, nous allons détaillé, dans un premier temps, le design des modulateurs IBGs envisagé pour réaliser cette déplétion tout en en le justifiant. Dans un second temps nous décrivons pour chacun de nos modulateurs, en l'occurrence trois, la structure optique, la structure de la jonction PN employée ainsi que la structure du guide d'onde coplanaire. Parmi ces trois modulateurs, la caractérisation des modulateurs IBGs dont il est question tout au long de ce mémoire concerne en réalité seulement les deux premiers explicités dans la seconde partie de ce chapitre. Le troisième fut effectivement étudié et caractérisé mais seulement de façon partielle durant la maîtrise et est présenté ici uniquement à but comparatif pour certains résultats. Il possède en fait une jonction PN différente des deux premiers et c'est là-dessus qu'il va être intéressant de comparer les mesures DC afin de constater la conséquence de cette différence de jonction PN. Ce dernier modulateur possède la particularité d'avoir aussi un déphasage de π au centre du réseau de Bragg rendant la comparaison moins directe mais n'enlevant pas pour autant sa pertinence.

Jusqu'à maintenant nous n'avons présenté que par petite partie et de façon indépendante les éléments qui composent les modulateurs sans prendre en compte la modulation en elle-même et sans les rassembler dans leur globalité afin de générer le produit final : le modulateur IBG. On va donc réunir l'ensemble des éléments pour présenter les modulateurs et nous serons de cette façon aptes à comprendre et interpréter les résultats des expériences en laboratoire.

4.1 Protocol expérimental

4.1.1 Alignement et couplage optique

La table de manipulation du laboratoire possède un laser accordable de marque SANTEC délivrant une puissance maximale de 14 dBm comme source de lumière, un photo-détecteur utilisé comme puissance-mètre et un grand nombre de fibres. Comme on l'a vu précédemment, la configuration des coupleurs sur la puce photonique implique l'utilisation d'une barrette à fibres multi canaux. L'utilisation de la barrette à fibre est illustrée sur la **figure 4.1 (a)**. On peut alors y constater le couplage optique entre la barrette à fibre et le guide d'onde à l'aide des réseaux de couplage. Ces réseaux sont composés de motifs périodiques comme on peut le voir à la **figure 4.1 (b)** avec Λ la

période des motifs. La lumière de longueur d'onde, λ qui arrive sur le réseau avec un angle θ après avoir traversé un milieu d'indice n , est diffractée dans plusieurs directions. Si la lumière diffractée suivant l'ordre p vérifie la condition de Bragg [23] :

$$\frac{2\pi}{\lambda} n \sin \theta + p \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad [4.1]$$

où n_{eff} est l'indice effectif d'un des modes du guide d'onde, alors on couple une partie de la lumière vers ce mode du guide d'onde. C'est lors de cette étape que l'on va pouvoir s'aligner de la façon la plus optimale afin d'avoir le maximum de puissance en sortie du modulateur. L'alignement se fait en ajustant délicatement les trois vis micrométriques suivant les trois axes de l'espace tout en regardant au puissance-mètre la puissance reçue en sortie. Trois autres vis micrométriques permettent d'ajuster l'angle que fait la barrette à fibres avec le réseau de couplage. En effet, étant donné la description faite précédemment, il est clair qu'ajuster les angles est une manipulation importante pour réaliser un bon couplage optique entre la fibre et le coupleur.

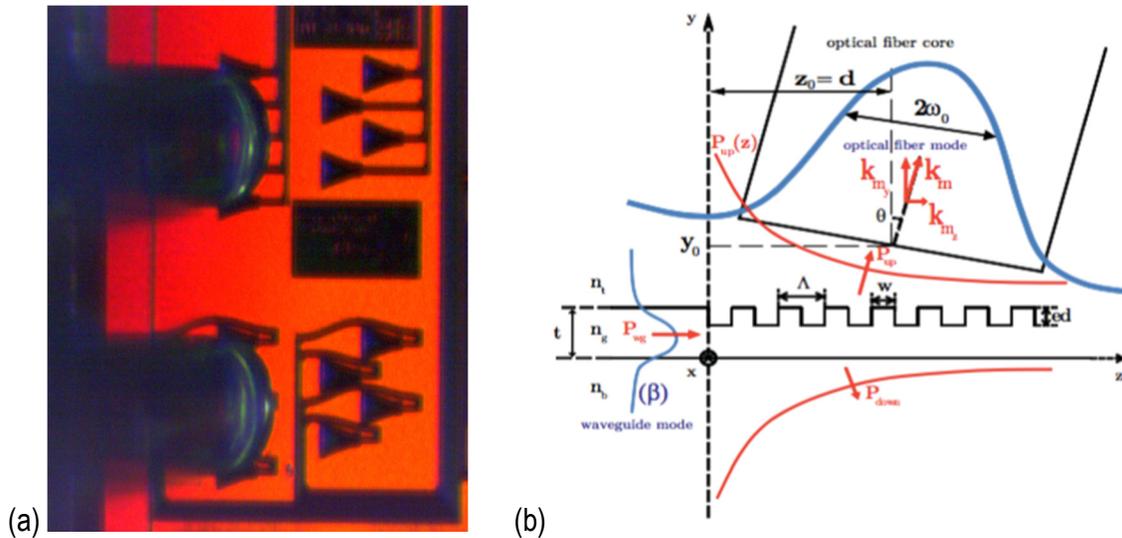


Fig 4.1. (a) Illustration de l'alignement optique effectué au laboratoire afin de coupler la lumière avec le guide d'onde de la puce photonique pour le cas de notre modulateur IBG et **(b)** Principe du couplage par réseau de diffraction [24]

Une autre façon, complémentaire, d'optimiser l'alignement est de vérifier avant toute manipulation la propreté et l'intégralité des fibres utilisées et de caractériser chaque instrument afin de savoir très exactement la valeur des pertes qu'il induit. Les **figures 4.2** et **4.3** permettent de constater que l'instrumentation qui maintient la barrette de fibre est directement fixée sur la table de manipulation. La puce photonique est, quant à elle, déposée sur une plaque de micro positionnement où un très petit trou permet d'aspirer l'air sous la puce et ainsi de la maintenir stable. Parfois on préférera un scotch double face pour maintenir la puce sur la plaque surtout lorsque l'on veut y déposer plusieurs puces. Tout comme la barrette à fibres, la plaque sur laquelle la puce est posée possède la capacité de se déplacer selon les trois axes de l'espace. En effet, selon les manipulations à effectuer il peut s'avérer très utile d'avoir à simplement tourner la puce plutôt que d'échanger de place l'ensemble de l'instrumentation sur la table optique.

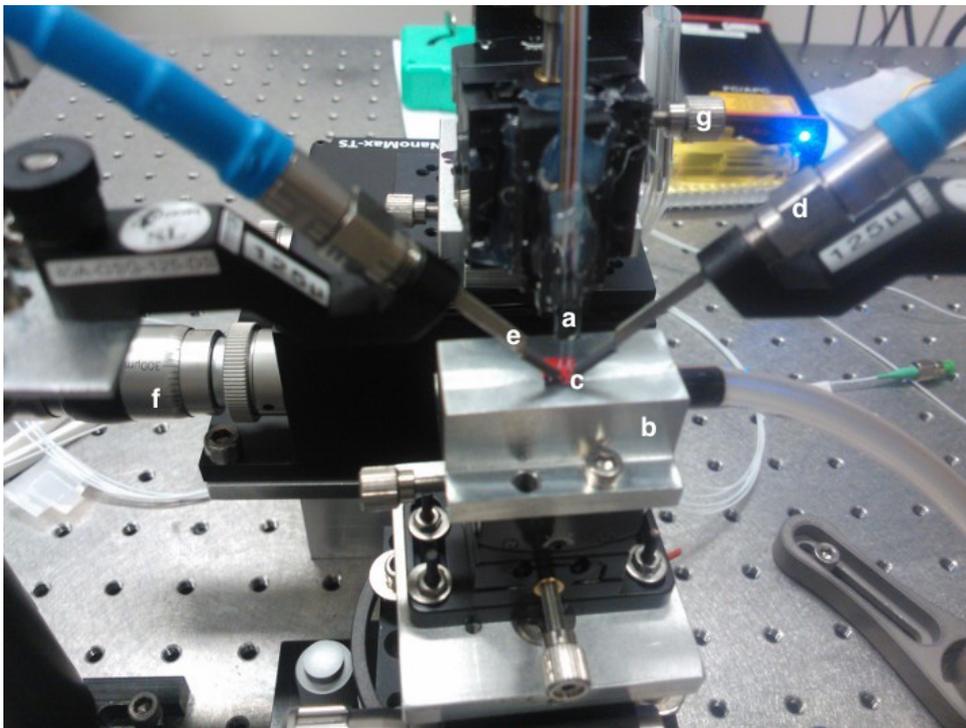


Fig 4.2 *Aperçu de l'instrumentation optique utilisée sur la puce photonique. a) Barrette à fibres, b) plaque tournante supportant la puce, c) puce photonique, d) connecteurs et câbles RF, e) sondes RF, f) vis micrométrique du support de la barrette de fibres, g) vis modifiant l'angle d'inclinaison de la barrette à fibres*

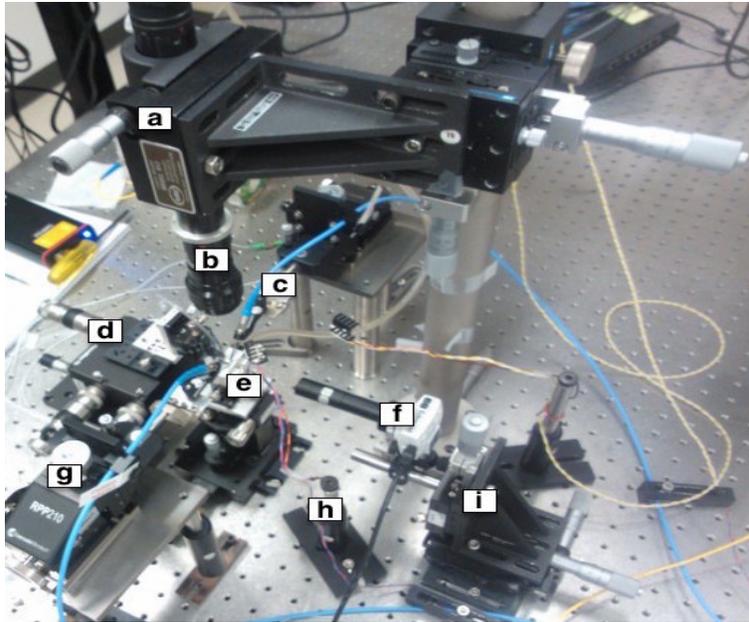


Fig 4.3 Présentation des éléments utilisés pour l'alignement et le couplage optique. a) Vis de déplacement de la caméra de dessus, b) Caméra de dessus, c) sondes et câbles RF, d) socle de déplacement de la barrette à fibres, e) cf Figure 4.2, f) caméra latérale, g) socle de déplacement des sondes RF, h) lampe pour éclairer la puce, i) socle de déplacement de la caméra latérale

Nous disposons également de deux caméras en tout. L'une placée au-dessus perpendiculairement à la puce photonique et l'autre placée parallèlement et à la même hauteur que la puce photonique. La première sert essentiellement à faire l'alignement sur la puce photonique entre la barrette à fibres et les coupleurs mais elle sert aussi à la déposition des sondes RF sur les électrodes de la puce. La deuxième permet surtout de vérifier la hauteur à laquelle se trouve les fibres et les sondes RF vis à vis de la puce photonique. On verra **figure 4.4 a)** la vue que permet d'avoir la caméra de dessus puis la vue de la caméra latérale à la **figure 4.4 b)**.

L'alignement optique est à refaire chaque fois que l'on change de puce et aussi lorsque l'on change le modulateur pour un modulateur qui possède une longueur d'onde de Bragg différente. Il faut à ce moment-là, s'assurer d'avoir le bon angle d'attaque pour la barrette à fibres. Adapter l'angle de la barrette à fibre permet également de diminuer une partie du bruit, notamment dû à une petite cavité Fabry Péro (FP) se créant au sein des coupleurs.

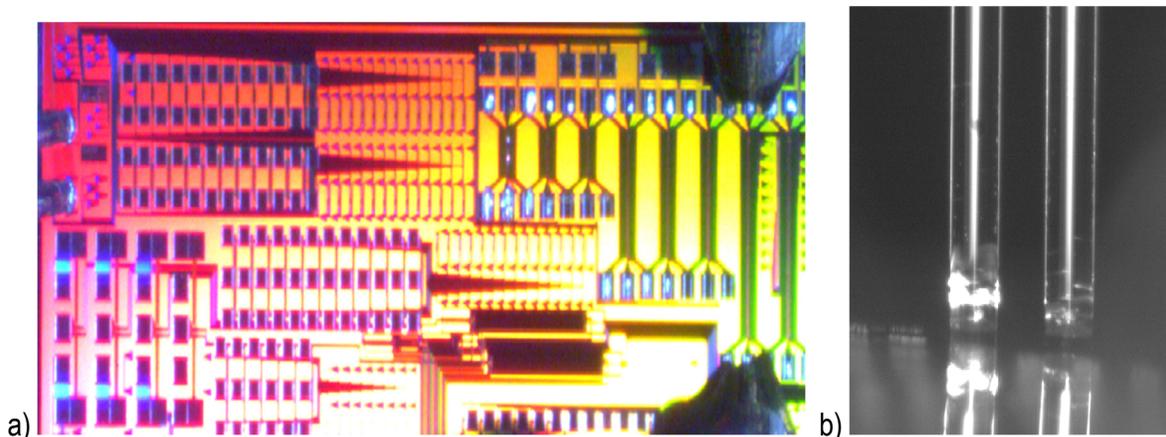


Fig 4.4. a) *Aperçu de la vue que permet d'avoir la caméra de dessus : Ici une vue globale de la puce photonique d'un modulateur IBG comprenant la barrette à fibres alignée sur les coupleurs (à gauche) et les sondes RF déposées sur les électrodes (en bas à droite).* b) *Aperçu de la vue que permet d'avoir la caméra latérale : Ajustement de la hauteur des fibres*

4.1.2 Connexions RF

Lors de nos manipulations sur les modulateurs IBG afin de les caractériser, on veut pouvoir faire des mesures électrique-électriques (E/E) et électro-optique (E/O), des mesures DC, observer le diagramme de l'œil et faire des mesures de BER. Toutes ces manipulations impliquent alors l'utilisation de sondes RF. La pose des sondes RF sur les électrodes de la puce photonique est assez analogue à la technique utilisée pour l'alignement des fibres optiques avec les réseaux de couplage. En effet, la caméra de dessus permet de déposer les sondes RF sur les bonnes électrodes et la caméra latérale permet de vérifier que l'on est bien en contact avec la puce. On peut voir un aperçu de cela sur la **figure 4.5, (a) et 4.5 (b)**. De plus, il faut s'assurer que l'ensemble des câbles et connecteurs RF n'a pas d'influence négative sur la propagation du signal électrique. Pour cela, tous les câbles et connecteurs ont été vérifiés et caractérisés ainsi que la réponse RF de l'ensemble des câbles et connecteurs (voir **chapitre 3** sur les électrodes).

On peut expliquer également que la pose des sondes RF sur les électrodes du dispositif est parfois difficile. Il faut régulièrement vérifier que la connexion entre les sondes RF et les électrodes a bien lieu. Afin de vérifier cette connexion, on peut utiliser notre générateur de tension et regarder sur son écran si lorsque nos sondes RF entrent en contact avec les électrodes du modulateurs, il y a

bien un courant qui circule et que l'ampérage du générateur passe de 0 A à une valeur de l'ordre du mA. A savoir que, pour détecter cela, il faut que l'une des sondes RF soit connectées au générateur de tension et que la seconde électrode soit connectée, par exemple, à une résistance de 50 Ohm. Précisons pour finir que les mesures sont faites à température ambiante, soit environ 21-22°C.

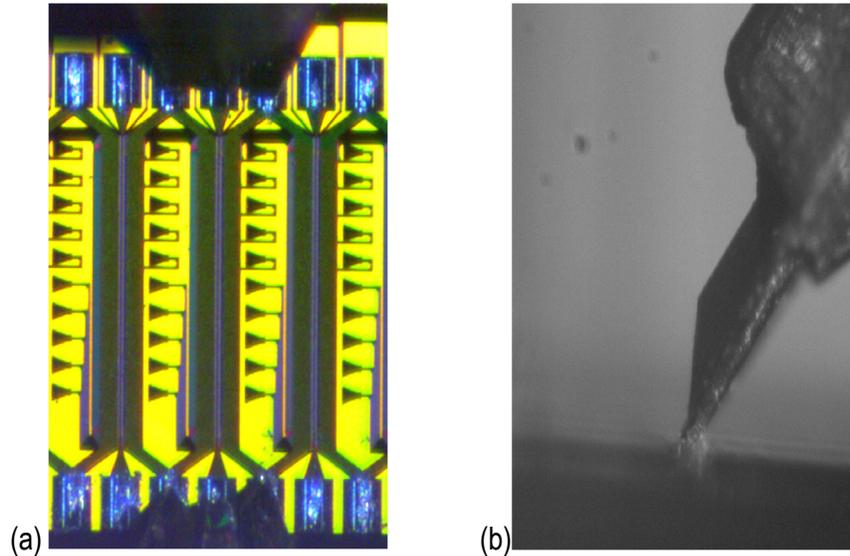


Fig 4.5. (a) Aperçu de la pose des sondes RF à trois dents (en bas et en haut du modulateur) sur la puce photonique, vue de dessus. Et **(b)** Aperçu de la pose des sondes RF sur la puce photonique, vue latérale

4.2 Présentation des modulateurs à réseau de Bragg intégré

Maintenant que l'on a présenté la fonction, la possibilité et surtout l'intérêt de l'utilisation des réseaux de Bragg dans le domaine de la photonique sur silicium ainsi que ses caractéristiques, nous allons présenter expressément les modulateurs qui ont été utilisés et caractérisés durant la recherche de ce mémoire. En effet, nous proposons ici de présenter les résultats concernant trois types de modulateurs à réseau de Bragg afin de montrer ce que peut apporter la modification de certains paramètres de design quant à l'efficacité de modulation de ces modulateurs IBGs. On précisera alors la structure optique, la technologie de semi-conducteur employée pour la jonction PN ainsi que le détail du guide d'onde coplanaire.

Il existe plusieurs variétés de conceptions de dispositifs pour les jonctions PN, mais ici nous allons nous consacrer principalement sur la catégorie entrelacée. On parlera également, mais

rapidement, dans un but purement comparatif puis pour avoir une base de mesures, d'une jonction PN plus classique qu'est la jonction PN latérale d'un modulateur IBGs.

On commence ici par quelques généralités sur nos modulateurs avant d'exposer le détail de leur design dans les parties suivantes. La géométrie du réseau de Bragg est uniforme et le profil du coefficient de couplage est constant. Le but est d'étudier la structure la plus simple de réseau de Bragg et de se focaliser sur son étude dynamique plutôt que de se concentrer sur le design optimal du réseau.

4.2.1 Design des modulateurs pour réaliser la déplétion des porteurs

Il existe de nombreux paramètres de conception qui peuvent être modifiés afin d'optimiser la performance des modulateurs. Ce qui est important de caractériser est donc la performance de la modulation de phase du modulateur plutôt que la performance de la structure globale du modulateur. La géométrie du guide d'onde canal, par exemple, a de lourdes conséquences sur les performances du modulateur. Tout d'abord, le guide devrait soutenir une propagation monomode afin d'éviter la dégradation des performances dans les structures interférométrique et de résonance. Le confinement du mode optique affecte également l'efficacité de phase du dispositif mais un mode bien confiné signifie également que l'interaction avec les régions fortement dopées qui se trouve loin du guide d'onde peut être réduite, bénéficiant ainsi de pertes optiques due à l'absorption des porteurs de charges libres.

Nos modulateurs sont basés sur une technique de modulation de la longueur d'onde de Bragg. Le premier modulateur dont on va parler ici correspond très exactement à ce que l'on vient d'explicitier précédemment sur la modulation. Cette modulation, vous l'auriez compris, se fera par le biais de l'utilisation d'une jonction PN dite entrelacée dont la période sera différente de celle du réseau de Bragg du guide d'onde. On montre à la **figure 4.6** la conséquence de cette modulation sur le spectre de réflexion. On parle en fait d'un déplacement du pic de réflexion.

Le deuxième modulateur, quant à lui, est basé sur la même technique que le précédent avec pour particularité d'avoir la période de la jonction PN de même valeur que celle du réseau de Bragg.

Ce design a la particularité de rajouter une composante supplémentaire en ce qui concerne la modulation puisqu'elle provoque en plus de la modulation de la longueur d'onde de Bragg, la modulation du coefficient de couplage. On retrouve à la **figure 4.7** la conséquence sur le spectre en réflexion d'une variation d'amplitude du coefficient de couplage et à la **figure 4.8** le résultat de la combinaison de ces deux modulations (déplacement du pic avec une variation d'amplitude). Pour résumer, la modulation de la longueur d'onde de Bragg correspond à une modulation de phase et la modulation du coefficient de couplage correspond à une variation d'amplitude. Nous verrons alors quelles sont les conséquences de ces différences et leurs avantages et inconvénients. Notamment sur le fait que la région se trouvant sur le côté droit du pic est très proche du premier minimum du réseau et est définie par une ratio d'extinction lors de la modulation qui est théoriquement infini. Comme le montrerons les résultats, c'est la meilleure position pour opérer le réseau. Opérer plus loin qu'à cette longueur d'onde impliquera un doublage de fréquence du signal optique.

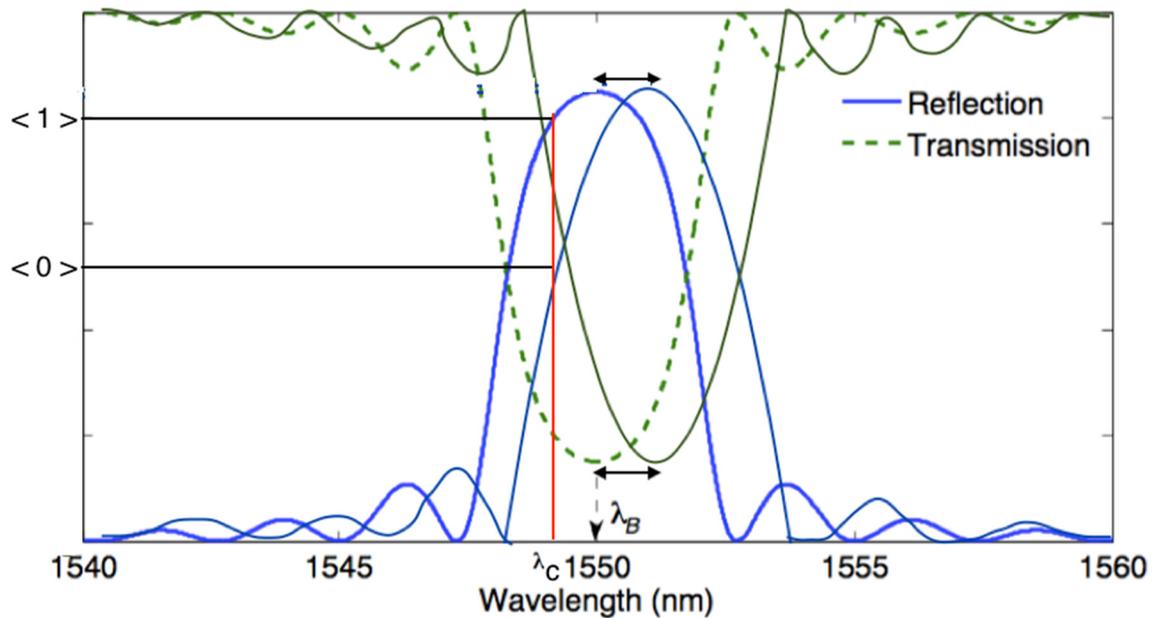


Fig 4.6 Conséquences sur le spectre de réflexion de la modulation de la longueur d'onde de Bragg

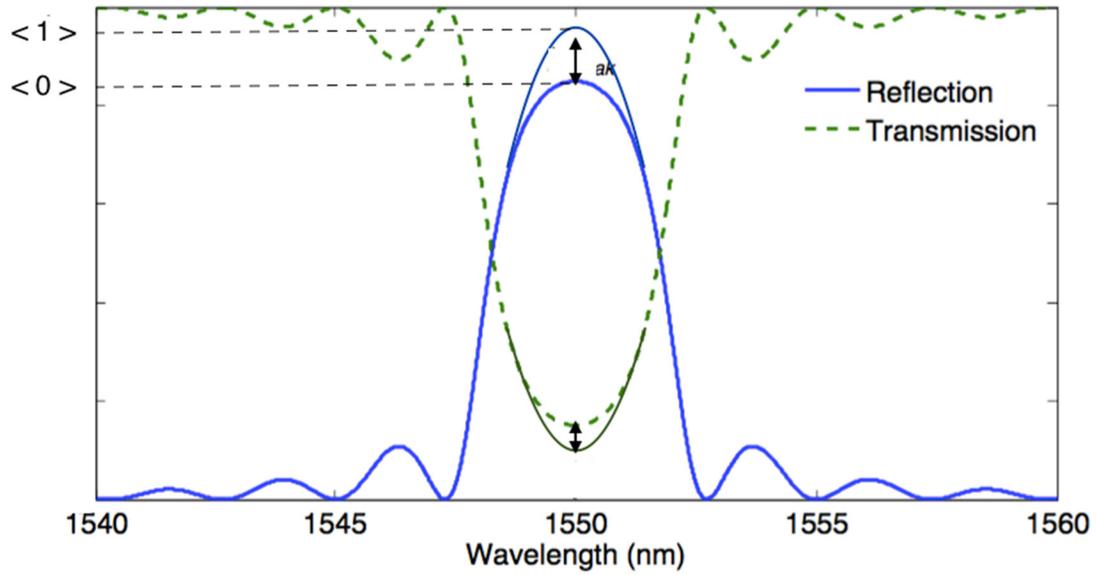


Fig 4.7 Conséquences sur le spectre de réflexion de la modulation du coefficient de couplage.

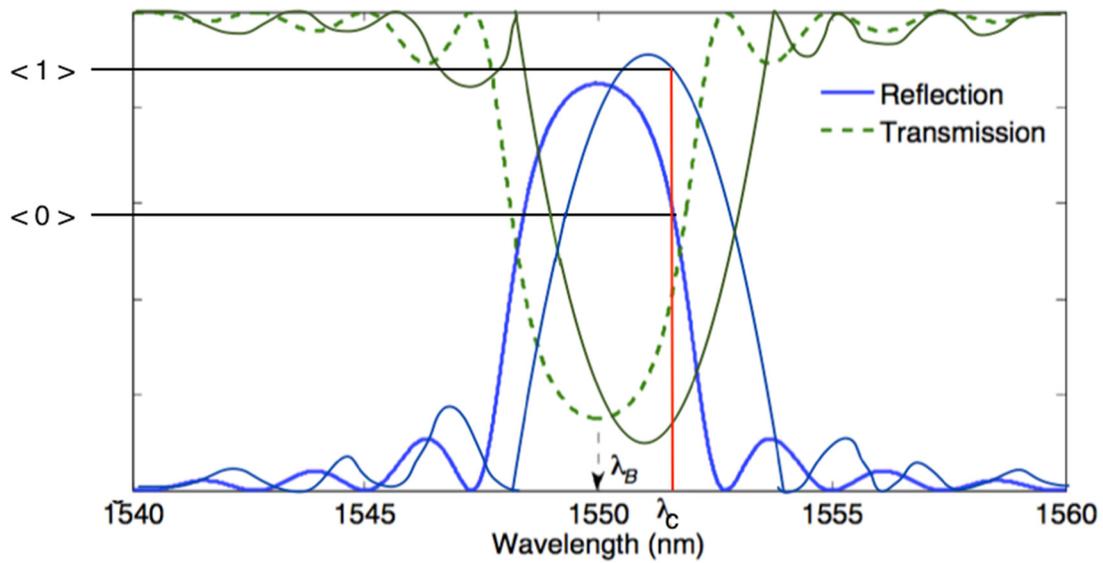


Fig 4.8 Conséquences sur le spectre de réflexion de la modulation de la longueur d'onde de Bragg combinée avec la modulation du coefficient de couplage.

4.2.2 Modulation de la longueur d'onde de Bragg (IBGM1 : Integrated Bragg Grating Modulator #1)

4.2.2.1 Structure optique

La structure optique du modulateur est, comme on l'a spécifié précédemment, un guide d'onde de type canal de largeur $W_0 = 500$ nm avec une corrugation de 5 nm pour une hauteur de nervure $H = 160$ nm et une hauteur de substrat $h = 60$ nm c'est à dire une couche supérieure en silicium de 220 nm et une couche inférieure d'oxyde de $2 \mu\text{m}$ comme on peut le voir à la **figure 4.9 (c)**. Le réseau de Bragg est de type uniforme de longueur $500 \mu\text{m}$ pour une période de 308 nm avec une longueur d'onde de Bragg de 1550 nm.

4.2.2.2 Structure de la jonction PN

La jonction PN entrelacée est formée d'un segment d'une largeur $W_1 = 5 \mu\text{m}$ et d'une longueur $L = 350$ nm comme montré à la **figure 4.9 (a)**. Cette jonction est fortement dopée avec des concentrations N^+ et P^+ élevées le long du guide d'onde et les régions de contact N^{++} et P^{++} sont séparées de la nervure du guide d'onde par une région « tampon ». Les électrodes sont chevauchées sur leur région de contact d'un dopage de concentration P^{++} et N^{++} . La structure du modulateur a été fabriquée en utilisant un procédé de lithographie optique à 193 nm. Trois profondeurs de gravure sont utilisées pour ce design de modulateur comme le montre la **figure 4.9 (b)**. Une gravure pleine pour le guide d'onde, 160 nm de gravure pour le modulateur IBG et 70 nm de gravure pour les réseaux de couplages utilisés comme entrée et sortie du dispositif. La période de l'entrelacement de la jonction PN est de 700 nm, elle est donc différente de la période du réseau de Bragg qui est de 308 nm. La longueur de la jonction PN est de $500 \mu\text{m}$.

4.2.3 Modulation de la longueur d'onde de Bragg et du Kappa (IBGM2 : Integrated Bragg Grating Modulator #2)

Concernant ce modulateur, sa composition et sa structure sont très semblables à celui décrit précédemment. On s'attachera alors uniquement à détailler ce qui l'en diffère.

4.2.3.1 Structure optique

La structure optique de ce modulateur est sensiblement la même que pour l'IBGM1 mais avec quelques différences comme une corrugation de 7 nm pour une hauteur de la nervure et de substrat semblable. Le réseau de Bragg est toujours de type uniforme de longueur 870 μm pour une période cette fois de 310 nm avec une longueur d'onde de Bragg de 1555 nm.

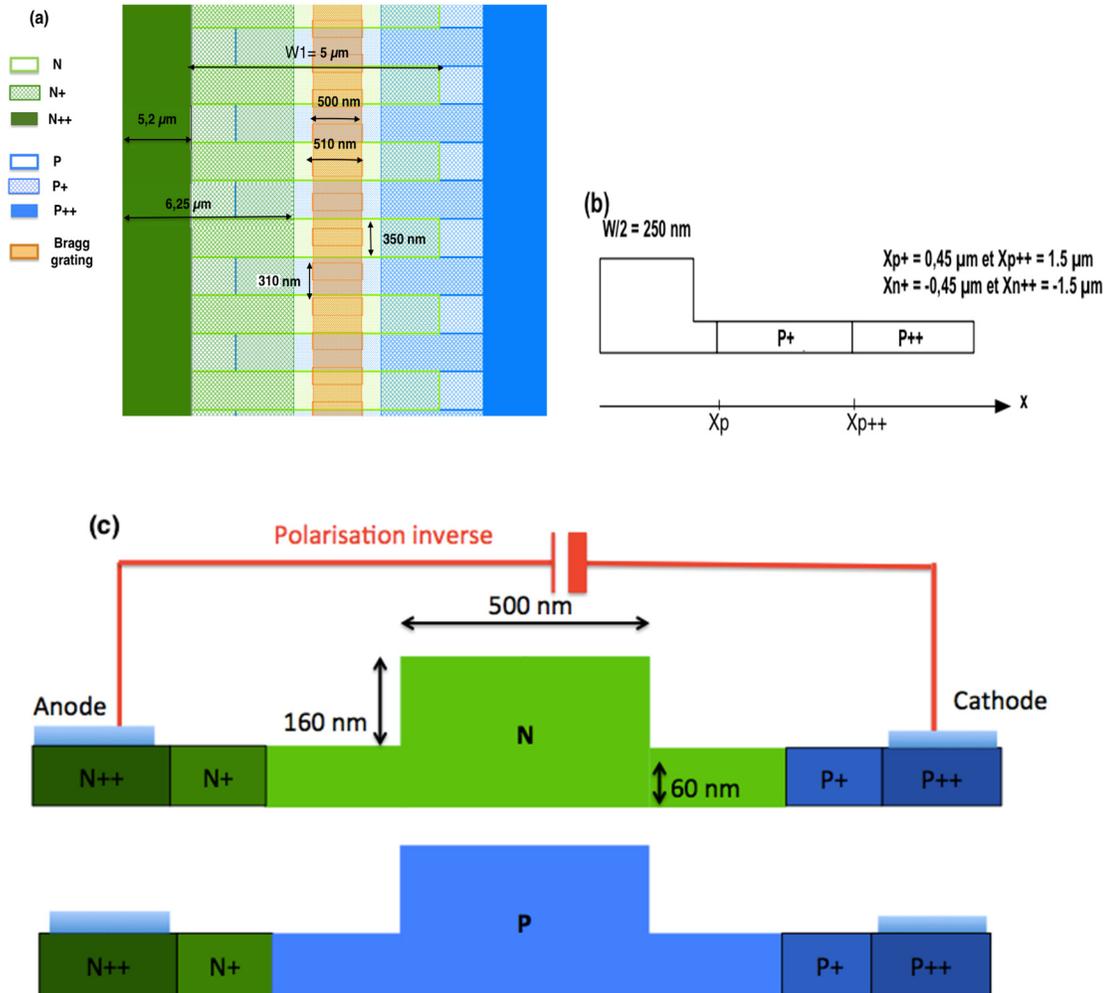


Fig 4.9 Schéma de la jonction PN segmentée et des dimensions de l'IBGM1 dont la période de dopage est différente de la période du réseau de Bragg : (a) vue de dessus. (b) Détails des longueurs des zones dopées. (c) Schéma de la jonction PN segmentée vue en coupe.

4.2.3.2 Structure de la jonction PN

La jonction PN entrelacée est formée de la même façon que pour l'IBGM1 à la différence que la période de dopage est la même que celle du réseau de Bragg. Ainsi, la période de l'entrelacement de la jonction PN est de 2×310 nm pour une longueur de la jonction PN de $870 \mu\text{m}$ et celle du dispositif complet (entre les coupleurs) est de $0,9$ mm. La particularité de ce design est que théoriquement, si la zone de déplétion se trouve au niveau de la section du guide d'onde qui est la plus large, alors le coefficient de couplage devrait augmenter. A l'inverse, si la région de déplétion se trouve près de la section du guide d'onde la plus étroite alors le coefficient de couplage devrait diminuer. Et c'est la deuxième option qui a été choisie afin de faciliter la caractérisation des modulateurs. En effet, agir sur le coefficient de couplage permet d'agir sur la bande passante du réseau et un faible coefficient de couplage permet alors une bande passante étroite. On trouvera à la **figure 4.11**, le détail de cette jonction PN dans le cas de l'IBGM2.

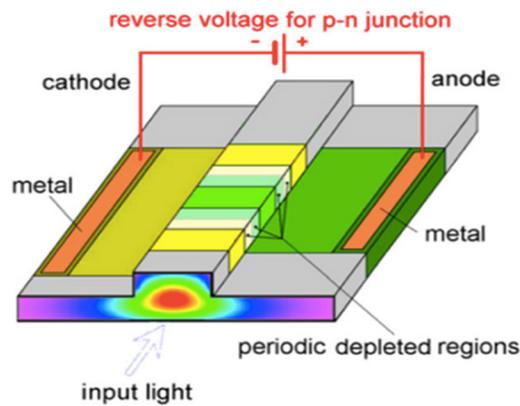


Fig 4.10 Vue en 3-D d'une jonction PN entrelacée périodique.

On retrouvera sur le **tableau 4.1** un récapitulatif de toutes ces caractéristiques comparées avec un modulateur IBG possédant une jonction PN latérale dont on donne les précisions dans la section suivante.

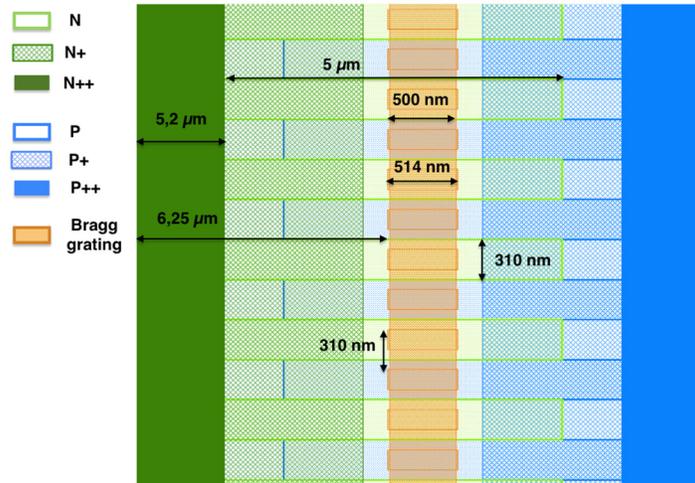


Fig 4.11. Schéma de la jonction PN segmentée de l'IBGM2 vue de dessus où la période de dopage est la même que celle de la période du réseau de Bragg.

4.2.4 Modulateur classique à jonction PN latérale

4.2.4.1 Structure optique

Tout comme précédemment, la structure optique de ce modulateur est pratiquement la même que pour l'IBGM1 et l'IBGM2 mais avec quelques différences encore. La corrugation est ici de 9 nm pour une hauteur de la nervure et de substrat semblable. Le réseau de Bragg est toujours de type uniforme mais avec cette fois la particularité d'avoir un déphasage de π au centre du réseau de Bragg comme le montre le **Figure 4.12**. La période du réseau de Bragg est de 313 nm avec une longueur d'onde de Bragg de 1566 nm.

4.2.4.2 Structure de la jonction PN

La structure du modulateur IBG choisie ici est assez classique puisque c'est cette fois une jonction PN standard, c'est à dire parallèle au guide d'onde. Ce type de design a été réalisé pour la première fois en 2008 et depuis il y a eu de très nombreuses publications utilisant ce design et ses variantes. Le design de la jonction PN de ce modulateur est donc très commun et est déjà bien

connu. Il sert finalement de point de comparaison face aux modulateurs ayant une jonction PN segmentée.

En effet, la jonction PN est formée d'une largeur W_1 avec la même concentration N_1 pour les dopages de type N et P. Les dopages forts N^{++} et P^{++} situés dans les régions de contact sont séparés de la nervure par une région de largeur W_2 dont la concentration de dopage est de N_2 pour les dopants P et N. Tout comme les modulateurs décrit précédemment, ce modulateur possède trois niveaux de dopage également. Les électrodes en métal recouvrent les régions de contact dopées N^+ et P^+ . La jonction PN a une longueur L de $660 \mu\text{m}$ tout comme le réseau.

Sur la **figure 4.12** apparaît l'ensemble des multiples couches qui composent la puce photonique. Celle-ci possède un design très complexe dû à des règles de fabrication très strictes de la part des fonderies qui confectionnent ce type de technologie. Cela représente les différents étages hiérarchiques de la composition de la puce. On y retrouve les couches qui concerne les dopages N, N^+ , N^{++} , P, P^+ , P^{++} , ainsi que les couches qui concerne également la silice etc. La densité de dopage est très difficile à connaître même si l'on en fournit le dosage à mettre au préalable. Les fonderies ne peuvent qu'assurer un intervalle de valeurs (plus ou moins précis selon la capacité de précision de la fonderie choisie pour réaliser ces designs). On trouvera à la **figure 4.13** la vue en coupe afin de faire apparaître les différentes couches superposées.

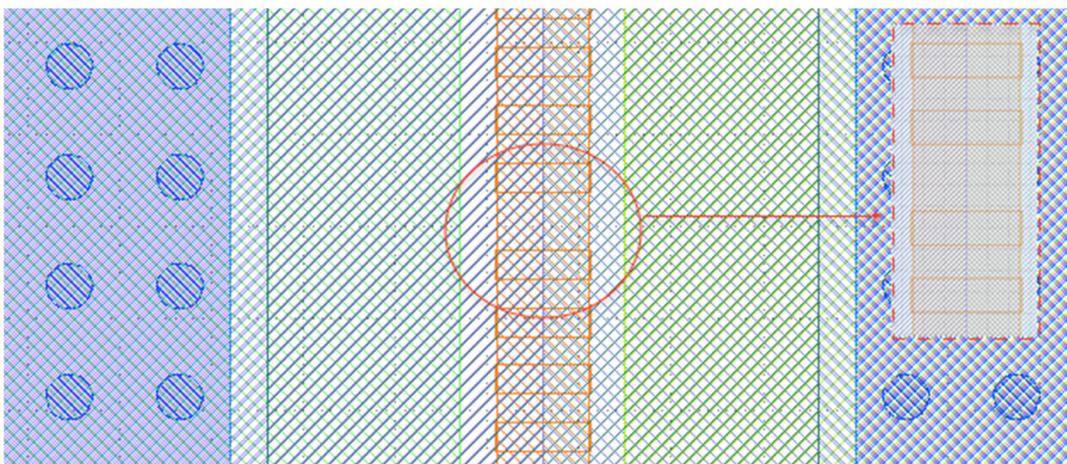


Fig 4.12. On présente sur cette figure les détails de la jonction PN du modulateur IBG classique avec son déphasage de π au centre de la jonction. Cette image provient de la visualisation du design du modulateur par le logiciel *Klayout* dont on a expliqué l'utilité et le fonctionnement précédemment.

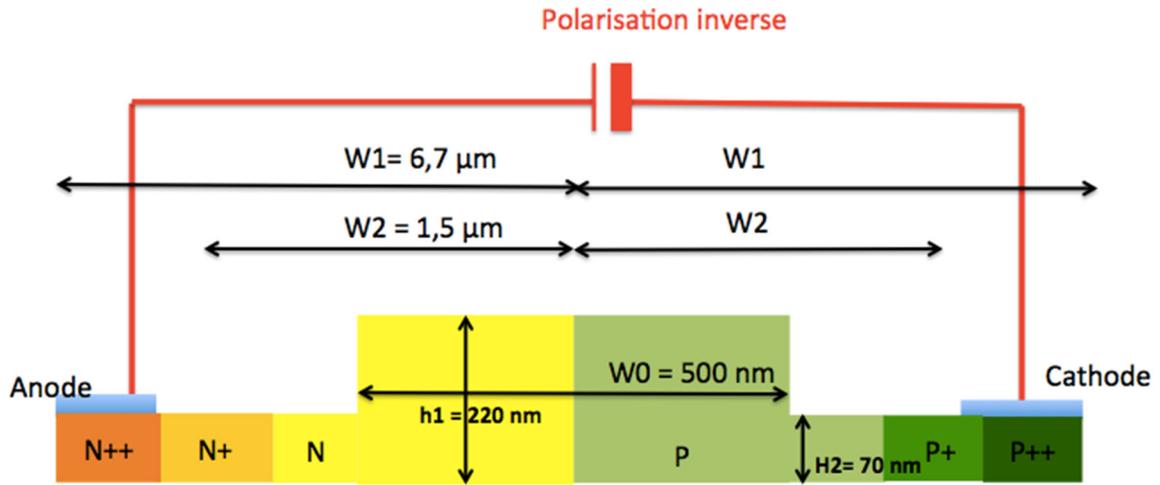


Fig 4.13 Représentation en coupe de la jonction PN et du guide d'onde du modulateur IBG classique

Types d'IBG	Jonction PN entrelacée / Modulation de λ_B	Jonction PN entrelacée / Modulation κ et λ_B	Jonction PN latérale / Modulation de λ_B
Caractéristiques			
Longueur de la jonction PN (μm)	500	870	660
Période du réseau Λ_B (nm)	308	310	313
Largeur du guide d'onde W_1 (nm)	500	500	500
Structure du réseau	Uniforme	Uniforme	Uniforme avec un déphasage de π au centre du réseau
λ_B (nm)	1550	1555	1566
Période du dopage (nm)	$\Delta_n = \Delta_p = 700$ $\Delta_B \neq \Delta_n / 2 = \Delta_p / 2$	$\Delta_n = \Delta_p = 616$ $\Delta_B = \Delta_n / 2 = \Delta_p / 2$	
Déplétion (V)	De 0 à 8	De 0 à 8	De 0 à 8
Objectif	Moduler l'indice effectif et déplacer le pic de réflexion	Moduler l'amplitude du coefficient de couplage et l'indice effectif pour augmenter l'efficacité de la modulation	Moduler l'indice effectif

Tableau 1 *Tableau récapitulatif des paramètres caractérisant les modulateurs IBGM1 et IBGM2 comparés avec un modulateur simplifié à titre d'exemple*

4.3 Comportement passif

Dans cette partie nous allons discuter des variations de design et leurs conséquences sur les comportements du modulateur qui sont fondamentales pour un réseau uniforme.

4.3.1 Période du réseau

Basé sur la condition de Bragg (voir **section 1.1**) on considère que la longueur d'onde de Bragg doit augmenter avec l'augmentation de la période du réseau. Et, en effet, nous pouvons constater cela expérimentalement. La **figure 4.14** montre les mesures optiques de la fonction de transfert en transmission de deux modulateurs IBG semblables en tout point excepté pour la longueur de période qui diffère : 318 nm et 310 nm. Pour un guide d'onde de type canal, n_{eff} est habituellement plus petit que n_g (n_g compris entre 3 et 4 généralement) ce qui est le cas ici. Ainsi n_{eff} décroît à mesure que la longueur d'onde augmente. On constate sur la **figure 4.14** que le changement de période a considérablement modifié la valeur de la longueur d'onde de Bragg.

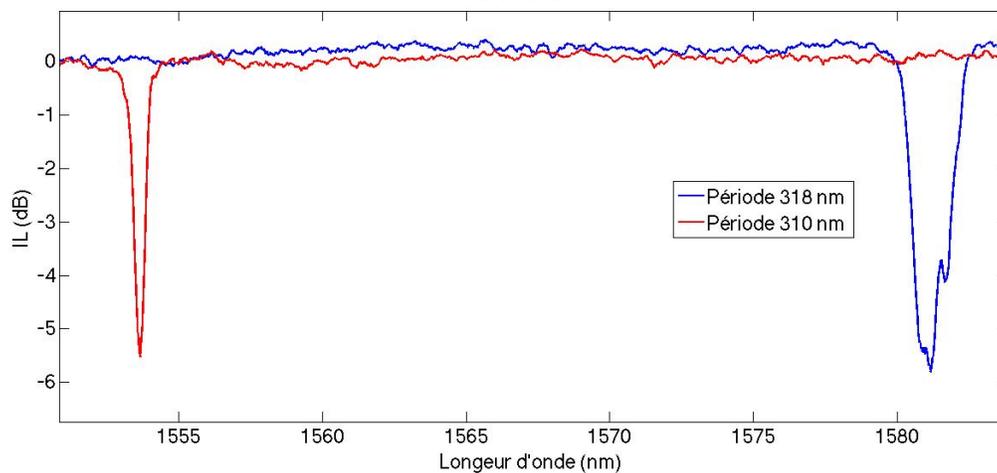


Fig 4.14 Spectre en transmission pour deux modulateur IBGs possédant le même paramétrage excepté la période du réseau, respectivement 318 nm et 310 nm pour la courbe bleue puis rouge.

4.3.2 Largeur de corrugation

La largeur de corrugation permet de déterminer le coefficient de couplage κ et la bande passante du réseau. La **figure 4.15 a)** montre la mesure en transmission pour une valeur de largeur de corrugation de 9 nm. Ensuite, le carré rouge sur cette figure, montre la partie de la courbe sur laquelle on zoome afin de comparer uniquement là où se trouve le pic de transmission, c'est-à-dire au niveau de la longueur d'onde de Bragg. La **figure 4.15 b)** présente donc la comparaison pour deux largeurs de corrugation différentes : 9 nm et 4 nm. Pour alléger la figure et bien visualiser le pic de transmission, nous avons réalisé un lissage de la courbe et une normalisation de celle-ci.

Ici, avoir changé la largeur de corrugation sans changer aucun autre paramètre a engendré une diminution de la réponse spectrale du modulateur. En effet, le pic de transmission a perdu énormément en profondeur.

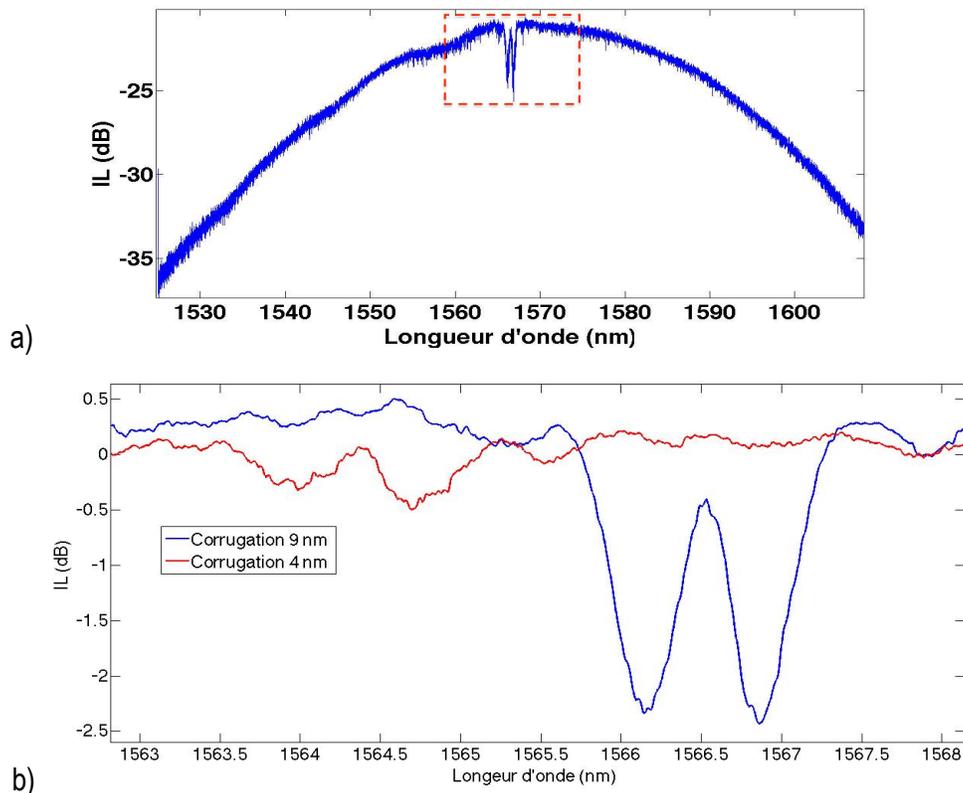


Fig 4.15 (a) Mesure du spectre en transmission **(b)** Spectre de transmission pour deux modulateurs IBGs possédant le même design, excepté la corrugation du réseau, avec un saut de phase de π au centre du réseau.

4.3.3 Largeur du guide d'onde

Comme on l'a dit précédemment, la corrugation et le coefficient de couplage sont reliés. Or, le coefficient de couplage ne dépend pas uniquement de la largeur de corrugation mais aussi de la largeur du guide d'onde. On peut voir à la **figure 14.16, (a)** deux modulateurs ayant la même largeur de corrugation mais une largeur de guide différente, l'une de 500 nm et l'autre de 450 nm. On peut alors voir que la bande passante est plus large pour le guide d'onde le plus étroit à cause du recouvrement (voir **section 2.2.4**) entre la paroi latérale de corrugation et du mode optique qui devient plus forte. De plus, la **figure 4.16 (b)** montre que l'intensité du champ sur les parois latérales du guide d'onde de 450 nm est plus importante que pour le guide d'onde de 500 nm.

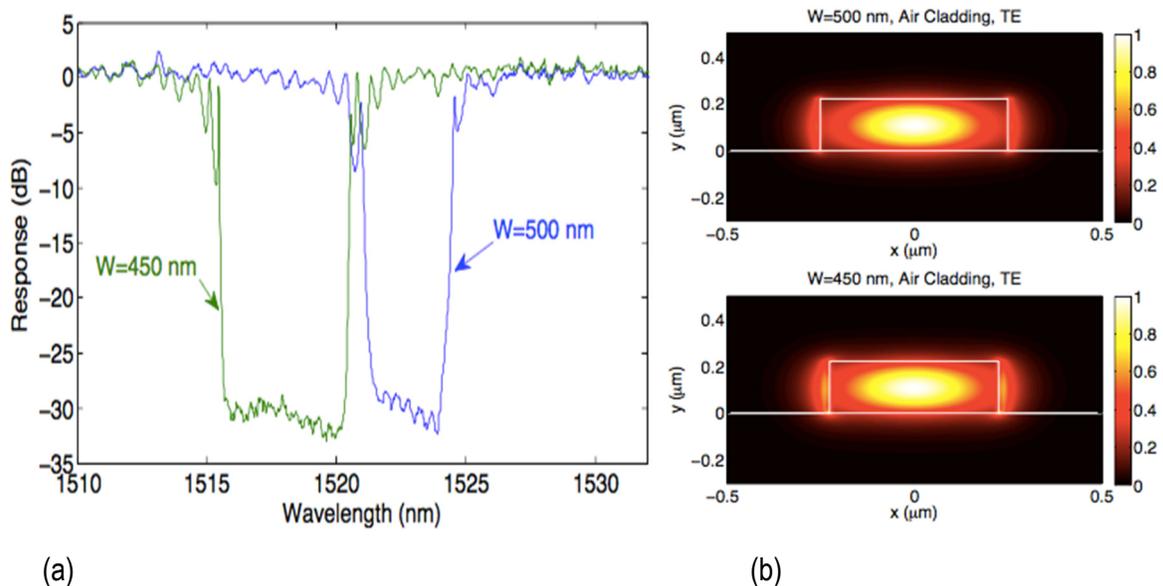


Fig 4.16. (a) *Mesure du spectre de transmission pour un réseau dont la corrugation vaut 20 nm sur un guide d'onde de 450 nm (en vert) et une guide d'onde de 500 nm (en bleu).* (b) *Simulation du champ électrique du mode fondamental TE pour un guide d'onde type canal de 500 nm (en haut) et de 450 nm (en bas) [11].*

4.4 Mesures optiques

Les figures qui suivront dans cette sous-partie mettent en évidence la réponse spectrale en transmission et en réflexion de nos modulateurs dans un cas passif, c'est à dire sans application de courant de polarisation. Ici les sondes RF ne sont donc pas posées sur le dispositif. Ces figures

spectrales donnent en fait la réponse spectrale en traçant les pertes d'insertion en fonction de la longueur d'onde. On va donc décrire ce que sont ces pertes d'insertion. La sortie d'un émetteur ou l'entrée d'un récepteur sont des mesures « absolues » de puissance optique, c'est-à-dire que l'on mesure la valeur réelle de la puissance. La perte est une mesure de puissance « relative », c'est-à-dire la différence entre la puissance couplée dans un composant, comme un câble, une épissure ou un connecteur, et la puissance qui est transmise à travers celui-ci. Cette différence de niveau de puissance avant et après le composant est ce que l'on appelle communément la perte optique (pertes d'insertion) et elle définit la performance d'un câble, d'un connecteur etc. [21] Les mesures de puissance sont exprimées en « dB ». Pour mesurer la perte dans un système de fibre optique, on effectue habituellement deux mesures de la puissance, une mesure de référence avant le composant que nous testons et une mesure de perte après que la lumière soit passée à travers le composant. De nombreux facteurs peuvent entraîner ces pertes comme l'absorption, la diffusion, la diffraction, la dispersion etc. Cela peut aussi être dû à une mauvaise qualité de connecteur ou bien s'ils ne sont pas propres.

Afin de comprendre le concept de pertes d'insertions il faut savoir que chaque dispositifs possèdent certains parasites comme l'absorption, la diffusion, la diffraction etc. Ces composants parasites se combinent pour atténuer et dégrader le signal. Les pertes de puissance causées par ces effets varient selon la fréquence du signal d'entrée et peut être quantifiée par les pertes d'insertion. Il est donc important de s'assurer que la perte d'insertion est suffisamment acceptable pour satisfaire les exigences de la bande passante de l'application.

Pour rappel, on propose de se référer à la **partie 4.2** pour connaître la méthode d'alignement optique. Une fois l'alignement réussi et optimisé, on change la source laser pour une source provenant d'un « Optical Vector Analyzer » (OVA) de marque LUNA et on obtient le montage proposé à la **figure 4.17**. Cet instrument possède une source laser accordable ainsi qu'un photodétecteur pour réaliser cette mesure en faisant un balayage en longueur d'onde. Nous l'utilisons principalement pour la mesure des pertes d'insertion. Une fois le LUNA connecté à notre système optique on lance un balayage pour vérifier si notre pic de transmission (ou de réflexion) se trouve bien à la longueur d'onde de Bragg prévue par la théorie, soit dans notre cas autour de 1550 nm pour l'IBGM1 et autour de 1555 nm pour l'IBGM2. On trouvera respectivement à la **figure 4.18 a)** et **b)** le résultat de nos mesures obtenues avec l'OVA pour le modulateur IBGM1 et IBGM2. Les

données sont donc brutes (sans moyennage, sans normalisation etc). La mesure optique permet également de vérifier que les angles de la barrette à fibre avec les réseaux de couplage sur la puce photonique sont adéquats. En effet, cela est directement visible avec l'OVA et la façon la plus simple de le voir et de regarder le spectre en transmission et ainsi vérifier que le pic de transmission se trouve bien au niveau du maximum de la courbe du spectre. On illustre à la **figure 4.18 a)** et **b)** un mauvais alignement pour le spectre en transmission et un alignement optimal pour le spectre en réflexion.

Nous ne faisons ici que présenter brièvement la réponse spectrale du réseau de nos modulateurs, afin de simplement donner un aperçu du visuel de cette réponse. Les détails concernant l'origine des pertes, l'utilisation de moyennage, lissage etc. seront donnés plus loin lors de nos expériences en mesures DC. La réponse en réflexion possède un pic très fin et pour toutes les mesures qui suivront nous ne considérerons plus que la réflexion.

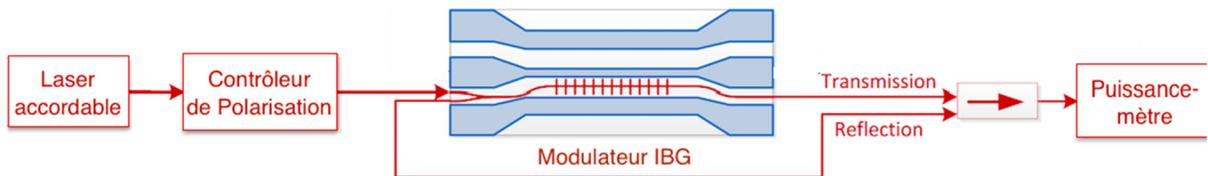


Fig 4.17 Schéma du montage pour réaliser l'alignement et le couplage optique

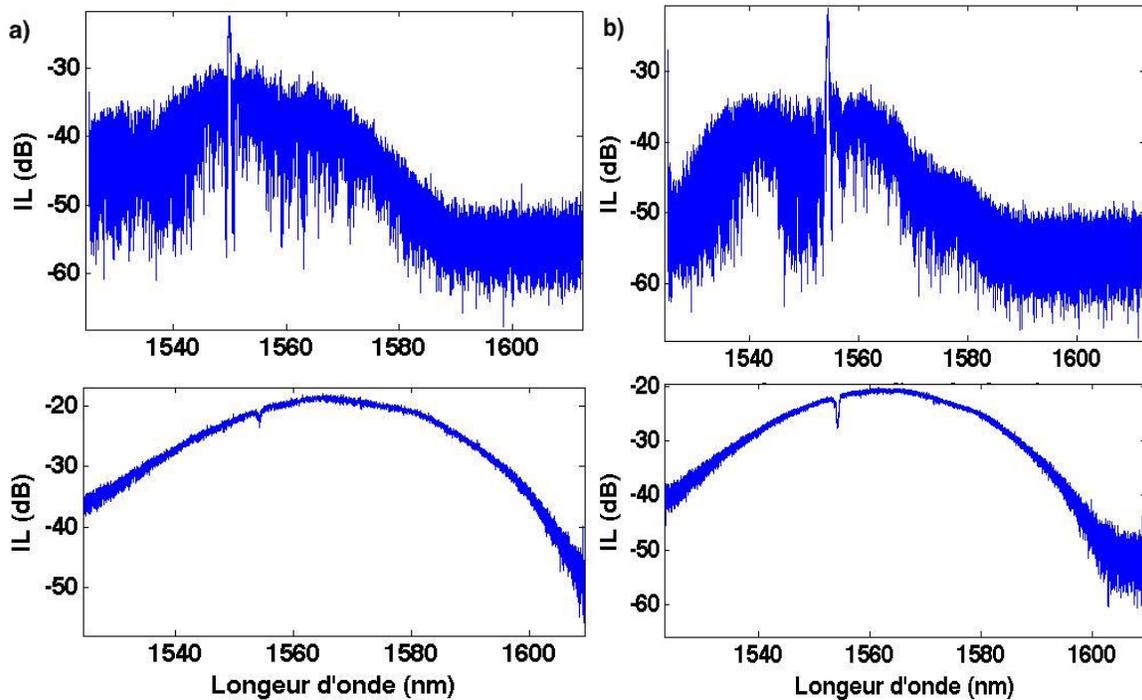


Fig 4.18. a) Réponse spectrale en réflexion (Note : Alignement optimisé) et transmission (Note : Alignement non optimisé) de l'IBGM1 sans l'application d'une tension de polarisation. b) Réponse spectrale en réflexion (Note : Alignement optimisé) et transmission (Note : Alignement non optimisé) de l'IBGM2 sans l'application d'une tension de polarisation.

4.5 Mesures du spectre de réflexion en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée aux électrodes : Mesures DC

4.5.1 Protocol expérimental pour réaliser les mesures DC

Les pertes d'insertion du modulateur (avec un spectre en transmission et en réflexion) sont mesurées en utilisant un balayage en longueur d'onde d'une source laser avec l'OVA. On trouvera à la **figure 4.19** le montage expérimental pour réaliser ces mesures DC. Un fenêtrage est appliqué dans le domaine temporel, c'est à dire que l'on mesure la réponse impulsionnelle, afin de supprimer les réflexions. On utilise sur la puce une branche en Y placée avant le modulateur afin de faciliter les mesures en réflexion mais qui provoque des pertes à causes des fuites parasites dues au retour de réflexion induit par la discontinuité abrupte avec le guide d'onde. Cette réflexion à l'entrée/sortie du coupleur créer des franges FP parasites sur le spectre mesuré. On utilise également, comme précisé

dans le protocole expérimentale, un réseau de couplage pour coupler la lumière entrante et sortante du dispositif. La totalité des pertes en transmission (environ 20 dB) est détaillée comme suit : 10 dB de pertes dues au réseau de couplage (avec 5 dB par coupleur), 4 dB de pertes dues à la branche en Y du modulateur, les pertes dues à la propagation dans le guide d'onde sont estimées à environ 2 dB et celles dues au dopage à environ 4 dB.

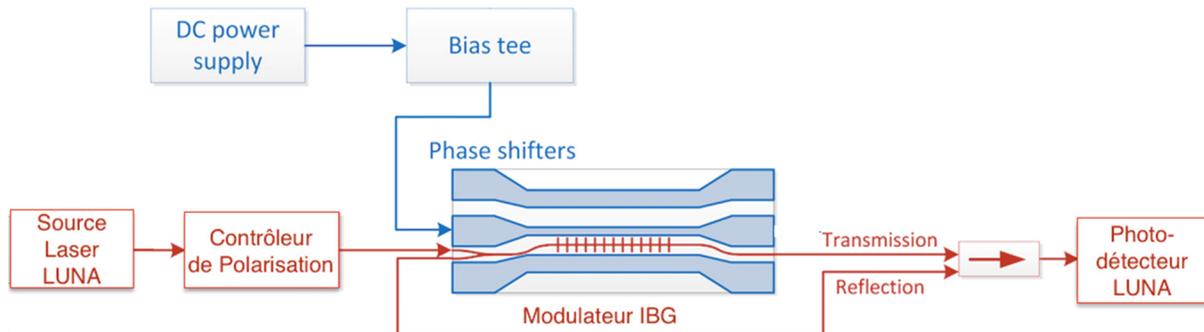


Fig 4.19 Schéma du montage pour réaliser les mesures DC

4.5.2 Mesures DC

On sait maintenant que pour convertir l'excitation RF en modulation de l'indice effectif, la méthode de déplétion des porteurs de charges est basée sur l'utilisation d'une jonction PN entrelacée. Ainsi, l'efficacité de modulation du dispositif a été caractérisée par la mesure de la réponse spectrale du modulateur en faisant varier la tension de polarisation inverse. Parmi ces mesures DC nous allons chercher à calculer en théorie et mettre en évidence le ratio d'extinction (ER pour Extinction ratio en anglais) sur nos figures. Afin de bien comprendre le fonctionnement de nos modulateurs nous allons expliquer pourquoi l'on cherche à évaluer ce ER et ce qu'il est vraiment.

Tout d'abord pour bien comprendre à quoi sert son estimation il faut s'avancer un peu dans le mémoire en considérant le principe d'un diagramme de l'œil et de l'évaluation d'un taux d'erreur binaire (Bit Error Rate : BER en anglais). En effet, ce ER est utilisé pour décrire les performances d'un transmetteur optique utilisant la communication numérique, ce qui est très clairement le principe même d'un modulateur optique. Ce ER est tout simplement le ratio puissance optique du niveau logique « 1 » avec la puissance optique transmis au niveau logique « 0 ». On peut, par exemple, le déterminer à l'aide d'un diagramme de l'œil [22].

$$ER = \frac{PowerLevel1}{PowerLevel0}$$

$$ER(dB) = 10 \log_{10} \frac{PowerLevel1}{PowerLevel0} \quad [4.1]$$

$$ER(\%) = \frac{PowerLevel1}{PowerLevel0} \cdot 100$$

L'obtention d'un BER performant se réalise lorsqu'il y a une séparation significative entre la puissance fournissant le niveau « 1 » et la puissance fournissant le niveau « 0 ». La différence entre ces deux niveaux de puissance décrit la puissance de modulation du signal transmis. Plus l'écart de puissance est grand plus il sera facile pour un système recevant le signal de déterminer correctement quel niveau de signal est présent. Ainsi, plus l'œil sera ouvert et peu bruité, plus on aura un bon ER. Pour évaluer cela à l'aide des mesures DC de cette sous-section, on propose d'identifier et de quantifier l'ER. Sur les **figure 4.20 (a) et (b)** on trouve justement un trait noir permettant de déterminer quelle est la longueur d'onde d'utilisation pour avoir le meilleur ER. En effet, plus l'écart entre les deux courbes est bien distinct et suffisamment large, plus cela signifiera que l'œil sera ouvert. En effet, l'écart entre ces deux courbes est un écart de puissance en dB et cela correspond très exactement aux pertes d'insertion. Ainsi, on peut visualiser le niveau haut (« 1 ») et le niveau bas (« 0 »). Pour calculer l'ER nous soustrayons la réponse spectrales en réflexion à -5 V avec celle à 0 V ($[Pertes\ d'insertion\ à\ -5V] - [Pertes\ d'insertion\ à\ 0\ V]$) et la valeur maximale issue de ce calcul nous donne l'ER le plus élevé ; c'est ce que l'on cherche à déterminer. Ainsi, cela nous a permis de déterminer la valeur maximale (et donc la meilleur possible) de l'ER pour l'IBGM1 et l'IBGM2 ainsi que la longueur d'onde correspondante. C'est grâce à cela qu'on va pouvoir savoir à quelle longueur d'onde utiliser notre modulateur pour obtenir le meilleur BER possible par la suite. Bien évidemment, cela n'est pas si simple, il a fallu modifier quelque peu cette longueur d'onde pour optimiser et avoir le meilleur BER, mais cela sera expliqué plus en détail dans la **partie 4.6**.

On applique une tension de polarisation inverse allant de 0 V à -8 V avec un pas de 2 V. On remarque la présence d'ondulation sur la réponse spectrale du modulateur. Celles-ci sont dues à la résonance du Fabry Pérot (FP) formée entre le réseau de couplage de l'entrée et la branche en Y. C'est pourquoi on applique un filtre sur les mesures afin d'obtenir les courbes « du bas » aux **figures**

4.20 a) et b). Pour cela on utilise un ajustement polynomial avec la fonction Polyfit de MATLAB pour lisser la courbe. Les **figures 4.20 a) et b)** présentent la réponse spectrale filtrée proche du pic de réflexion. Les résultats montre que le déplacement en longueur d'onde du spectre est de 109 pm pour l'IBGM1 et 106 pm pour l'IBGM2 (voir **figure 4.24** pour la détermination de ces valeurs de décalage) avec une tension de -4 V appliquée. Cela donne ainsi, pour une modulation statique, un ER de 6 dB à 1550,2 nm pour l'IBGM1 et de 10 dB à 1554,65 pour l'IBGM2 (voir la **figure 4.22** pour la détermination de l'ER). On remarque que les décalages en longueur d'onde de ces deux modulateurs sont relativement proches. Les différences de designs de ces modulateurs ont donc très peu d'influence sur ce paramètre. Par contre, on remarque une contribution des pertes pour l'IBGM1 de 0,2 dB en passant de 0 V à -8 V tandis que pour l'IBGM2 on trouve une contribution du coefficient de couplage de 1 dB. On montre très clairement que la modulation du coefficient de couplage, en plus de la modulation de la longueur d'onde de Bragg, améliore le comportement DC en augmentant l'ER et en diminuant les pertes d'insertion.

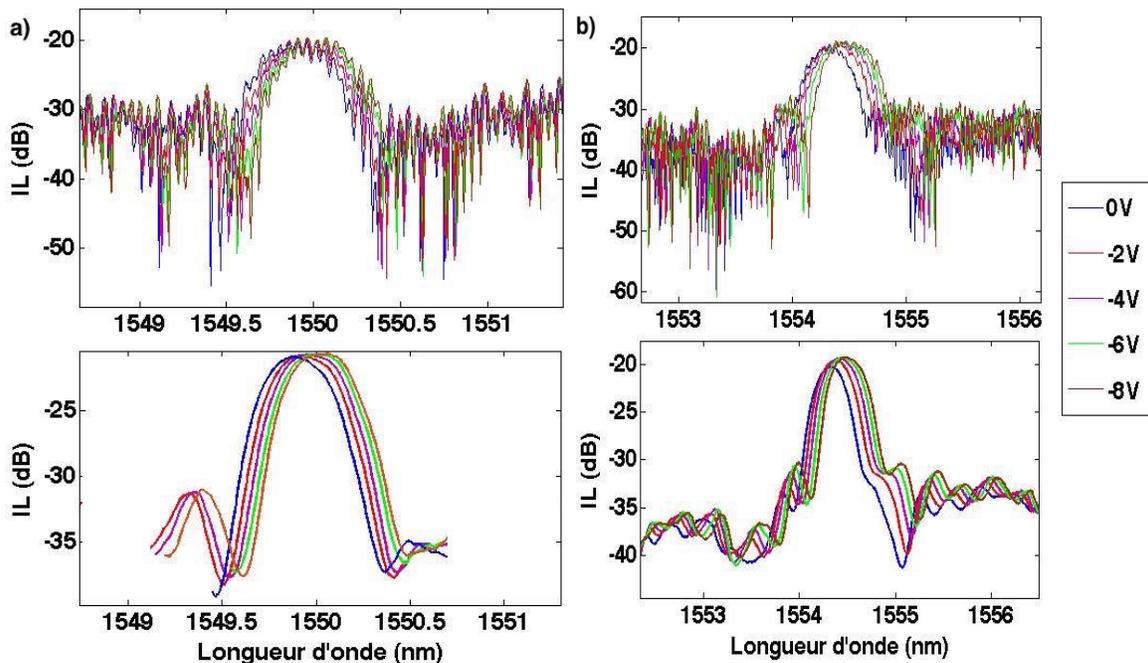


Fig 4.20 a) Spectre de réflexion non filtré (haut) et filtré (bas) proche du pic de réflexion pour différentes tensions de polarisation inverse pour l'IBGM1. **b)** Spectre de réflexion non filtré (haut) et filtré (bas) proche du pic de réflexion pour différentes tensions de polarisation pour l'IBGM2

On trouve à la **figure 4.22 (a) et (b)**, le spectre de réflexion des IBGM1 et IBGM2 près du pic avec une barre noir pour montrer la position de la longueur d'onde d'opération optimale pour le

meilleur ER. L'IBGM2 a une amélioration des pertes d'insertion lors de l'application d'une tension de polarisation inverse meilleure que l'IBGM1. Cette amélioration de pertes engendre alors un plus grand écart entre le niveau de puissance pour la transmission du « 1 » logique et le niveau de puissance du niveau logique « 0 ». Cela a pour conséquence de fournir un ER plus grand et donc sera sujet à donner aussi au diagramme de l'œil, un œil plus ouvert et alors susceptible d'avoir un meilleur BER. C'est l'ajout de la modulation sur l'amplitude du coefficient de couplage (en plus de la modulation de phase déjà présente comme pour l'IBGM1) qui induit cette baisse de pertes optique et provoque également un plus fort décalage en longueur d'onde. On peut d'ailleurs chercher à comparer ces résultats avec les simulations théoriques correspondantes. En effet, à la **figure 4.21** on peut retrouver la simulation théorique de ces mesures DC avec une tension de polarisation inverse à 0 V et à -6 V. On remarque que le comportement de nos modulateurs est semblable à celui prévu par la théorie. La simulation de l'IBGM2 propose bien une meilleure contribution que celle correspondant à l'IBGM1. Et, il est bien mis en évidence le décalage certain en longueur d'onde pour les deux modulateurs avec une contribution de pertes en plus pour l'IBGM2.

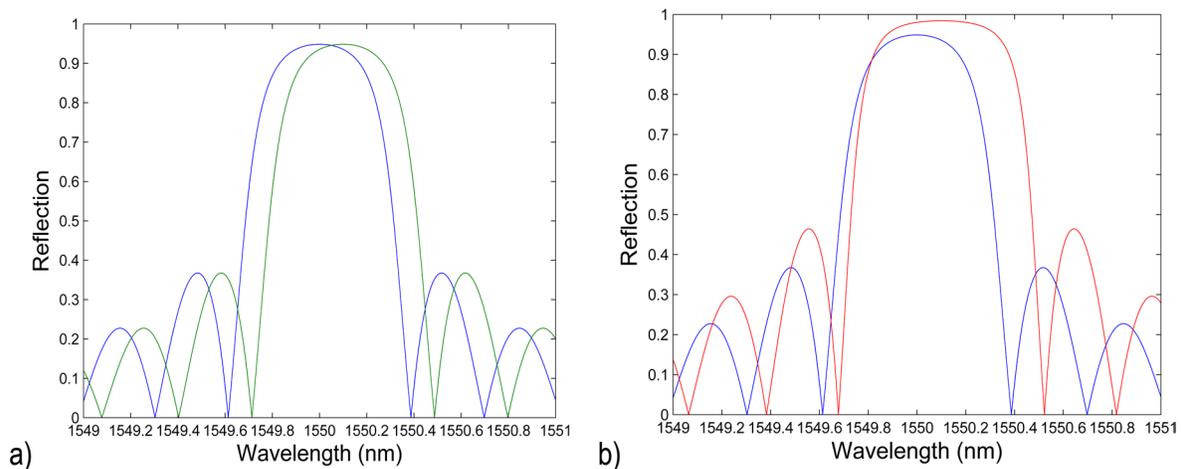


Fig 4.21 a) Spectre en réflexion théorique simulant le comportement de l'IBGM1. **b)** Spectre en réflexion théorique simulant le comportement de l'IBGM2 avec en bleu aucune tension de polarisation inverse appliquée et en couleur une tension de polarisation inverse de -6 V.

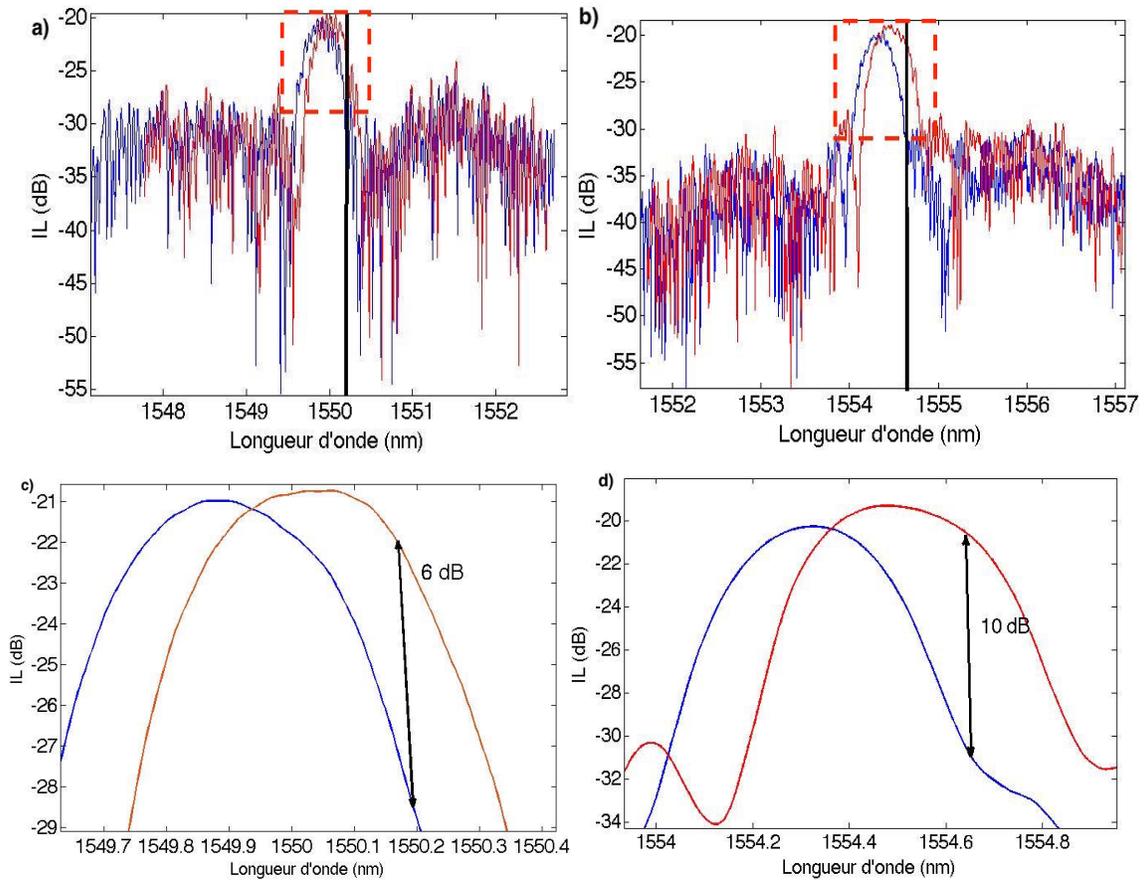


Fig 4.22 a) Spectre de réflexion de l'IBGM1 et b) Spectre de réflexion de l'IBGM2 avec la courbe bleu à 0 V et la courbe rouge à -4 V pour mettre en évidence l'ER et la longueur d'onde d'opération. c) Zoom sur la partie encadrée en rouge dans la figure a). d) Zoom sur la partie encadrée en rouge dans la figure b).

4.5.3 Décalage en longueur d'onde et modulation de l'indice effectif

Comme il a été dit précédemment, il y a un déplacement en longueur d'onde du pic de réflexion avec l'application de la tension de polarisation inverse. On peut alors mettre en évidence ce déplacement en traçant le décalage en longueur d'onde en fonction de la tension de polarisation inverse. On verra ce tracé sur la **figure 4.23**. On constate que ce déplacement est faible (inférieur à 1 nm) ce qui est suffisant pour la modulation souhaitée. De plus, à partir de ces valeurs de décalage en longueur d'onde et en utilisant la relation de Bragg définie en [1.11] on peut donner la variation de l'indice effectif en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée. Précisons que l'on peut

considérer $\Phi(\mathbf{z})$ comme nul dans l'équation [1.11] puisque notre période du réseau de Bragg est constante. Ce que nous donne pour un décalage en longueur d'onde le décalage d'indice suivant :

$$\frac{d\lambda_B}{dn_0} = \frac{2\Lambda}{1 + \frac{\Lambda}{2\pi} \frac{d\Phi(\mathbf{z})}{dz} - 2n_1\Lambda} = \frac{2\Lambda}{1 - 2n_1\Lambda}$$

C'est avec cette équation que l'on a pu, à partir du décalage en longueur d'onde déterminer expérimentalement (voir **figure 4.23**), tracer et déterminer le décalage de l'indice effectif que l'on peut observer à la **figure 4.25**. Précisons que cette équation représente un cas général et donc convient obligatoirement au notre. Mais en faisant quelques approximations on peut encore simplifier cette expression. En effet, on a $\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}(\lambda)\Lambda$ (voir **section 1.1**) mais comme ici $\Delta\lambda < 1nm$ (et donc très petit) on peut négliger la dispersion, ce qui nous donne : $\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda$. Ainsi :

$$\frac{d\lambda_B}{dn_{eff}} = 2\Lambda$$

La conversion d'un changement de tension en une modulation de l'indice effectif n'est, en théorie, pas linéaire comme le montre la **figure 4.24**. En théorie, on considère cette non linéarité comme négligeable pour montrer l'impact du réseau sur la modulation du signal. Cette approximation n'est correcte que pour des tensions de polarisation inverses assez basse, comme entre 2 et 3 V. Or, en pratique cette approximation semble raisonnable puisque l'on a finalement une évolution quasi-linéaire de l'indice effectif en fonction de la tension de polarisation inverse comme en témoigne la **figure 4.25**. De plus, la **figure théorique 4.24** correspond à une jonction PN latérale et non entrelacée. Ce qui fait nous rendre compte que l'utilisation de l'entrelacement pour la jonction PN n'a pas un impact majeur, en tous cas pas autant que ce que l'on prévoyait ni espérait. En effet, les courbes issues de la **figure 4.24** et **4.25** sont tout de même assez semblables.

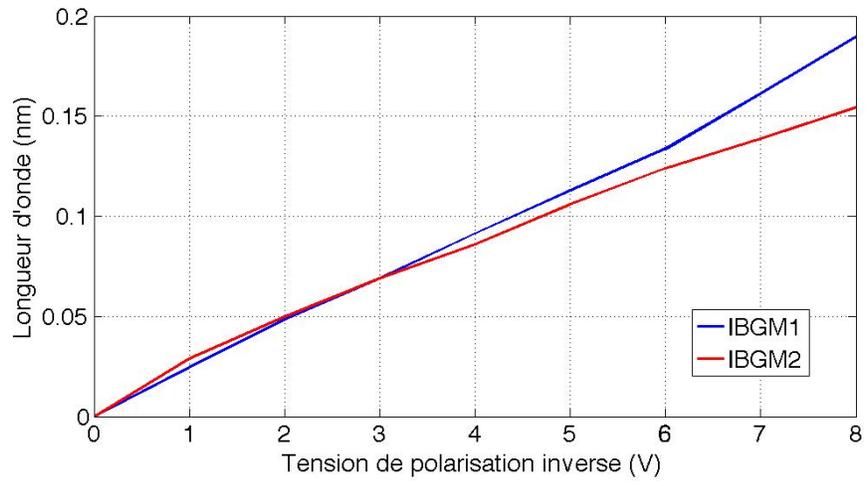


Fig 4.23. Représentation du décalage en longueur d'onde pour différentes valeurs de tensions de polarisation.

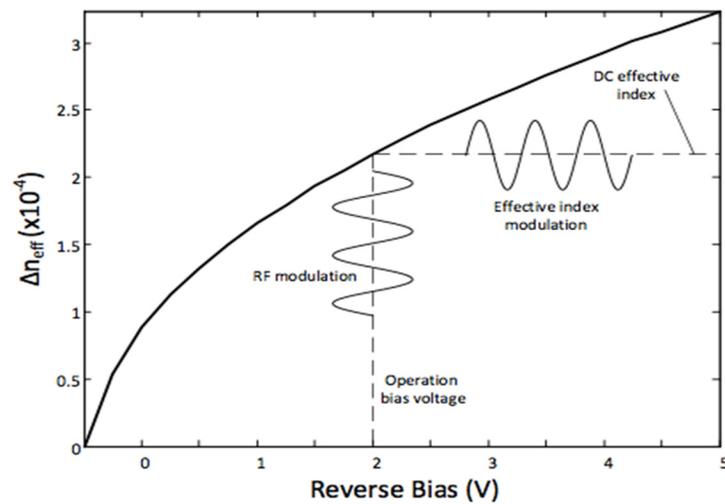


Fig 4.24. Modulation de l'indice effectif en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée Vs Modulation RF [65]

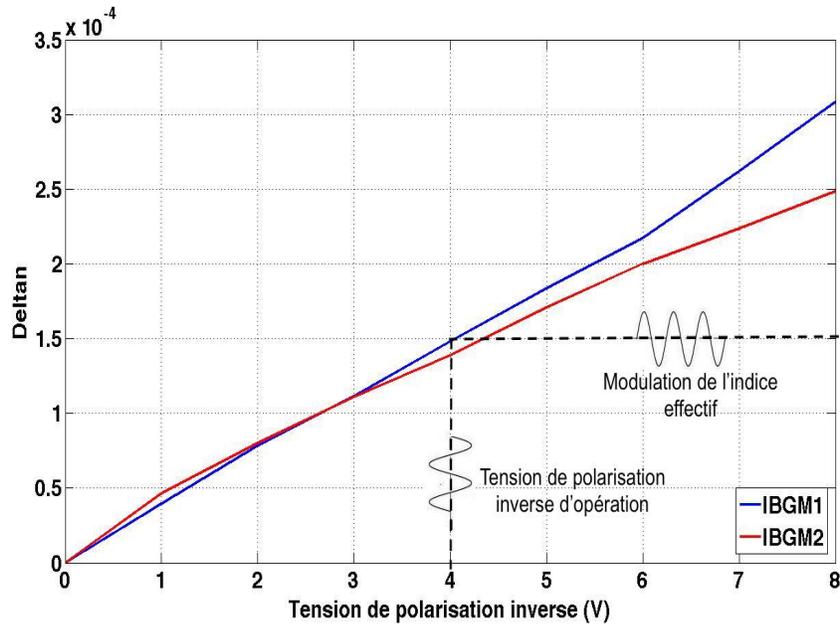


Fig 4.25. Modulation de l'indice effectif pour les modulateurs IBGM1 et IBGM2 en fonction de la tension de polarisation inverse appliquée et schéma du fonctionnement de la modulation RF

4.6 Observation du diagramme de l'œil et mesures de BER

Dans cette partie nous allons montrer les résultats des différentes techniques de modulation appliquées sur nos modulateurs IBGs. Pour commencer, nous allons expliquer le fonctionnement des modulations utilisées puis montrer les résultats obtenus avec ces différents formats de modulation. En l'occurrence il s'agit des modulations de type On/Off Keying (OOK) et Phase Amplitude Modulation-4 (PAM-4).

Les performances de nos modulateurs seront donc caractérisées avec les modulation OOK et PAM-4. A la **figure 4.26** nous présentons le schéma expérimental utilisé pour réaliser les mesures de diagramme de l'œil ainsi que du taux d'erreur binaire (BER : Bit Error Rate en anglais). La transmission de données se fait à l'aide d'une séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS : Pseudo random bit sequence) provenant d'un générateur de motif de bit SHF 12103A (BPG : Bit pattern generator) ayant une longueur de $2^{15}-1$. Dans la **figure 4.26**, le bloc A représente l'instrumentation nécessaire pour générer une modulation OOK et le bloc B celle pour une modulation PAM-4. Enfin,

c'est le bloc C qui donne l'instrumentation utilisée pour observer les diagrammes de l'œil et le bloc D pour réaliser les mesures de BER.

On observe le diagramme de l'œil par une conversion électrique-optique à l'aide du modulateur optique et la conversion optique-électrique à l'aide du photodétecteur. Cela permet d'optimiser les paramètres tel que les performances du modulateur via le contrôleur de polarisation, la tension de polarisation, la visualisation du bruit sur les niveaux 0 et 1 ainsi que l'estimation du taux d'erreur binaire (BER).

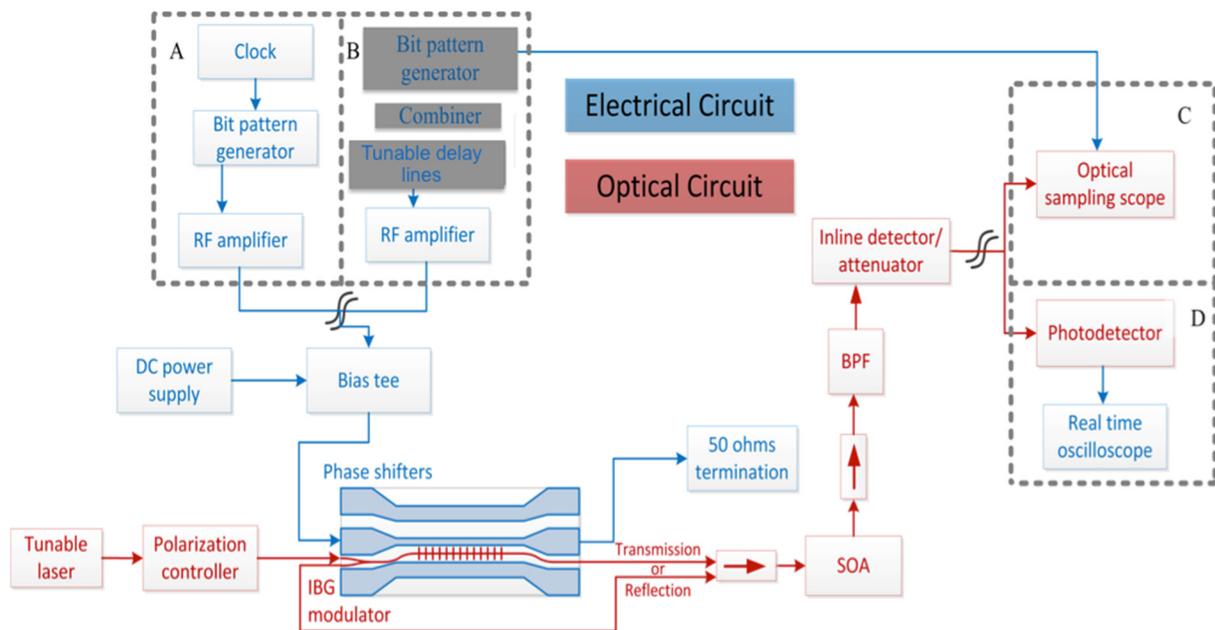


Fig 4.26. Schéma du montage utilisé pour les mesures de BER (bloc D) et l'observation de diagramme de l'œil (bloc C) pour la modulation OOK (bloc A) et PAM-4 (bloc B). [60]

4.6.1 Caractérisation avec la modulation de type OOK

4.6.1.1 Rappel

Cette modulation est ce que l'on peut considérer comme étant la méthode la plus simple pour générer une modulation optique. En effet, cette modulation binaire possède uniquement deux états de modulation. Classiquement, on considère en optique que l'état dit « Haut » correspondant

au « 1 » se traduit par le maximum d'intensité du signal optique et l'état dit « Bas » correspondant au « 0 » se traduit ainsi par le minimum d'intensité du signal. Précisons qu'il n'existe pas d'état intermédiaire et que ce codage est, de plus, très simple à mettre en oeuvre. Il suffit par exemple de moduler le signal laser à l'aide d'un signal électrique à deux états. Ainsi, l'absence de signal correspond au niveau bas et son émission au niveau haut [28].

4.6.1.2 Paramétrage

Pour réaliser la modulation de type OOK dans le laboratoire nous utilisons la chaîne de sortie à 56 Gb/s du SHF avec une tension de 550 mV en veillant à placer un atténuateur de 6 dB avant l'amplificateur RF connecté au « Bias-T » du système. Avec ce paramétrage, nous avons voulu vérifier que le signal RF était correct. Ainsi, en fixant un débit binaire à 25 Gb/s et en plaçant un atténuateur de 20 dB avant l'entrée d'un oscilloscope à échantillonnage (SO : Sampling Oscilloscope) de marque Tektronix pour observer le diagramme de l'œil fournit par ce signal RF, on trouve un œil ayant les paramètres suivant :

OOK	Facteur-Q	Amplitude	Hauteur de l'œil	Largeur de l'œil	Jitter
25 Gb/s	14,9	53 mV	42 mV	34 ps	990 fs

Tableau 2. Paramètres du diagramme de l'œil électrique pour la modulation OOK

	OOK		
	Longueur d'onde (nm)	Tension de polarisation inverse (V)	Amplitude de modulation (V)
IBGM1	1549,8	3,6	3,6 ± 2,2
IBGM2	1553,2	5,1	5,1 ± 2,2

Tableau 3. Présentation du réglage des paramètres d'opération pour la modulation OOK

La tension de modulation pic à pic est réglée à 4,4 V et la tension de polarisation inverse est réglée à 3,6 V pour la modulation OOK de l'IBGM1 et à 5,1 V pour la modulation OOK de l'IBGM2. La longueur d'onde optique d'opération est fixée à 1549,8 nm pour l'IBGM1 et à 1553,2 nm pour

l'IBGM2 avec pour puissance laser émettrice 14 dBm dans les deux cas. Le **tableau 4.3** récapitule toutes ces informations de façon concise.

Pour ces deux modulateurs, notons qu'on a toujours gardé la tension de polarisation inverse à la même valeur. Il semblait y avoir un point de fonctionnement optimum en tension. Le mieux restait de changer la longueur d'onde et la bande passante du filtre passe-bande pour ajuster et optimiser suivant le débit émis. La longueur d'onde changeait donc pour chaque valeur de débit mais restait comprise entre 1549 nm et 1550 nm pour l'IBGM1 tandis qu'elle pouvait varier entre 1552,5 nm et 1553,5 nm pour l'IBGM2. On peut remarquer que la valeur de tension de polarisation pour l'IBGM2 est relativement élevée. Celle-ci s'explique par le fait qu'en augmentant la tension, cela augmentait également l'ouverture de l'œil sans pour autant détériorer la qualité du signal. On retrouvait alors des performances semblables pour des valeurs de tension plus basses (autour de 3,5 V) mais avec une efficacité de modulation légèrement mieux (c'est à dire une meilleure efficacité spectrale) avec 5,1 V de tension de polarisation inverse. C'est pourquoi nous avons préféré garder la tension à 5,1 V.

Le but final étant d'avoir le meilleur ER pour le moins de pertes d'insertion possibles, il a fallu alors trouver un compromis entre la valeur optimale de la tension de polarisation inverse et celle de la longueur d'onde de fonctionnement. En effet, augmenter la tension peut parfois engendrer un décalage de la longueur d'onde de fonctionnement. Il s'agit alors de réajuster la longueur d'onde afin de trouver celle adéquate pour telle valeur de tension et avoir moins de bruit tout en ayant le moins de pertes possible. Augmenter la tension RF permet aussi d'augmenter l'ER mais engendre souvent plus de pertes optiques. C'est pourquoi il est primordial d'ajuster la longueur d'onde afin de réduire ces pertes mais cela aura souvent pour conséquence une baisse de l'ER. Des compromis sont nécessaires. Comme l'ajustement est très visuel et se fait sous l'appréciation et l'observation du diagramme de l'œil de l'SO, il faut alors réaliser plusieurs mesures de BER afin de déterminer et de trouver la combinaison parfaite entre la longueur d'onde de fonctionnement et la tension de polarisation inverse.

Afin de compenser les pertes optiques cumulées lors du passage du signal optique dans le système complet, et plus particulièrement dans le dispositif, nous utilisons un amplificateur optique à

semi-conducteur (SOA : Semi-conductor Optical Amplifier) réglé à 45 % (c'est à dire qu'on amplifie de + 4,5 dB (x2) la puissance en entrée. Cet SOA est suivi d'un filtre optique passe bande accordable, réglé dans notre cas à une bande passante à 3 dB de 0,5 nm et un atténuateur est placé à la suite du filtre afin de pouvoir contrôler la puissance reçue en sortie du système. Afin d'acquérir le diagramme de l'œil, nous utilisons l'SO possédant une entrée optique à 80 GHz. Pour la mesure de BER on utilise un photo-détecteur U2T à 70 GHz traduisant notre signal optique de sortie du système en un signal électrique envoyé directement sur un oscilloscope à temps réel (RTO : Real Time Oscilloscope) de 30 GHz de marque Agilent.

Ensuite, une fois l'acquisition réalisée au RTO nous traitons les données recueillies sous MATLAB en appliquant un filtre passe bas Gaussien du second ordre avec une bande passante à 3 dB réglée à 0,7 fois le taux binaire. Le BER est ainsi calculé sans post-compensation pour toutes les mesures de modulation de type OOK. Le seuil de décision et le temps d'échantillonnage sont optimisés pour obtenir le BER minimum.

4.6.1.3 Résultats

On trouvera à la **figure 4.27** les diagrammes de l'œil échantillonnés avec une puissance reçue de 5 dBm. Nous obtenons des diagrammes de l'œil pour tous les débits utilisés. On remarque que la qualité de l'œil se dégrade plus vite à mesure que l'on augmente le débit binaire pour l'IBGM2 que pour l'IBGM1. L'ER plus élevé est probablement dû à la tension de polarisation plus grande également et il reste difficile de fournir une conclusion uniquement avec ces diagrammes et sans la mesure du facteur Q non effectuée. C'est pourquoi il est nécessaire de faire appel aux mesures de BER réalisées ensuite. La **figure 4.28** donne le résultat des mesures de BER en fonction de la puissance reçue. Les traits pleins correspondent à l'IBGM2 et les traits en pointillés à l'IBGM1. On constate significativement que l'IBGM2 apporte une meilleure efficacité de modulation face à l'IBGM1. Nous avons très exactement une marge de gain augmenté de 2 dB. Cette amélioration est due, notamment, à l'ajout de la modulation de l'amplitude du coefficient de couplage en plus de la modulation de phase que l'on retrouve chez les deux modulateurs. Comme on l'a vu dans la partie sur les mesures DC, cette différence implique une augmentation de la hauteur du pic de réflexion (donc une amélioration des pertes d'insertion) mais aussi un élargissement du pic de

réflexion (donc un plus grand décalage en longueur d'onde) lorsque l'on applique un courant de polarisation inverse chez l'IBGM2.

Ainsi, pour ce format de modulation binaire assez simple et pour des débits inférieurs à 30 Gb/s, l'IBGM2 est clairement plus efficace que l'IBGM1 pour une utilisation dans les mêmes conditions de fonctionnement (même tension RF et même condition optimal). L'ajout de la modulation sur l'amplitude du coefficient de couplage apporte donc une réelle amélioration pour la transmission de données. Toujours on considérant uniquement ce format de modulation, le choix de faire correspondre la période de dopage (p et n) de la jonction PN segmentée avec celle du réseau de Bragg est une solution conséquente mais qui reste encore à explorer pour en déterminer très exactement ses avantages et inconvénients mais aussi ses limites. Car en effet, comme dénoncé précédemment, même si la mesure de BER, et donc la transmission de données avec une modulation OOK, s'avère meilleur avec l'IBGM2, la qualité de l'œil se dégrade plus vite que pour l'IBGM1. Ainsi, on peut alors se demander si pour de hauts débits cette solution reste toujours pertinente.

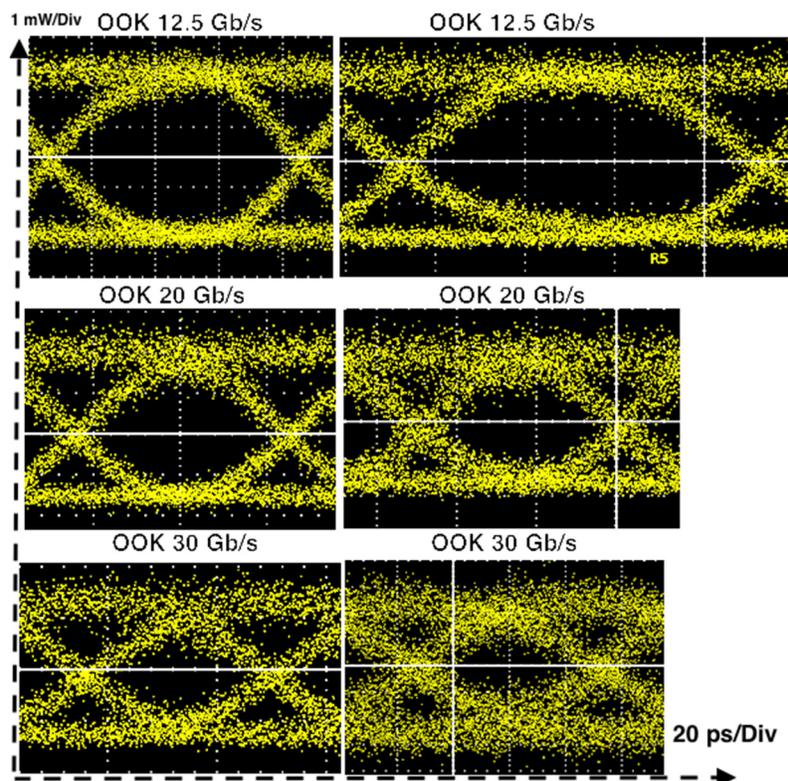


Fig 4.27. Diagramme de l'œil de différents taux binaire pour la modulation OOK avec pour puissance reçue 5 dBm. La colonne de gauche correspond à l'IBGM1 et celle de droite à l'IBGM2.

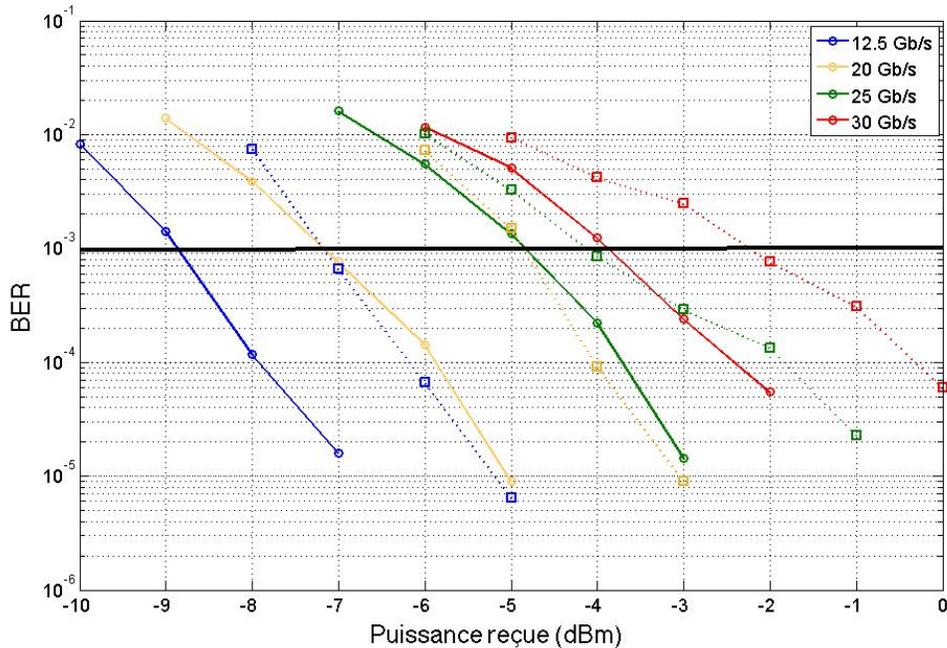


Fig 4.28. BER VS la puissance reçue pour différents taux binaire. Les courbes pleines (cercles) correspondent à l'IBGM2 et les courbes en pointillées (carrées) à l'IBGM1.

4.6.2 Caractérisation avec la modulation de type PAM-4

4.6.2.1 Rappel

Les systèmes de transmission conventionnels utilisent l'amplitude du signal comme élément binaire avec l'amplitude à « 0 » (signifiant éteint) et l'amplitude à « 1 » (signifiant allumé). C'est donc la modulation OOK dont on parlait précédemment. Or, avec notamment le trafic internet qui ne cesse d'augmenter à un taux de croissance annuel d'environ 25 %, des émetteurs-récepteurs optiques permettant des débits plus élevés que ceux possibles avec la modulation OOK sont nécessaires. Ainsi, la bande passante fournie par un émetteur ou récepteur avec ce type de débit binaire ne peut suivre ces nouveaux débits si élevés. On propose alors d'utiliser une détection directe. De plus, l'on cherche aussi à diminuer les coûts aussi bien en terme de consommation d'énergie que d'investissement monétaire. Par conséquent, un schéma simple ayant un « ordre de modulation supérieur » basé sur l'impulsion de modulation d'amplitude (Pulse Amplitude Modulation : PAM)

avec quatre niveaux d'amplitude (PAM-4) est proposé pour les applications dans les centres de données.

PAM-4 est une technique de modulation de sorte que 4 amplitudes de signal distinctes sont utilisées pour transmettre l'information. Les niveaux d'amplitude 1, 2, 3, et 4 représentant deux bits 00, 01, 11, et 10, respectivement. Chaque paire de bits est appelé un "symbole". Lorsque l'une des quatre amplitudes est transmise dans une période de symbole, il existe deux bits transmis en parallèle, donc le débit de données est doublé. En d'autres termes, la modulation PAM-4 est deux fois plus efficace en terme de bande passante de modulation que les débits binaires classiques. Bien que pour une bande passante fixe, la modulation PAM-4 permet de doubler la capacité de transmission par rapport à une modulation binaire, elle doit payer le prix de nécessiter un plus haut rapport signal à bruit (SNR : Signal-to-Noise ratio). En effet, les niveaux de tension supplémentaires avec la modulation PAM-4 réduisent le niveau d'espacement d'un facteur trois, et donc la modulation PAM-4 est plus sensible au bruit qu'un signal numérique binaire. Par conséquent, la modulation PAM-4 est normalement utilisée pour un système optique à courte distance où un SNR plus élevé peut être accepté. Ceci est également la raison pour laquelle une modulation d'ordre supérieur comme PAM-8, qui dispose de 8 niveaux de tension et peut théoriquement tripler la capacité, est difficile à utiliser, même dans un système à courte portée.

D'autres formats de modulation permettant de doubler la capacité de transmission existent, mais l'avantage de la modulation PAM-4 est sa simplicité de réalisation ainsi que son faible coût de consommation en énergie. Intéressons-nous alors à ce format de modulation et vérifions son efficacité [29].

4.6.2.2 Paramétrage

Le paramétrage du système pour la modulation PAM-4 est très proche de celui réalisé pour la modulation OOK. Nous ne détaillerons ici alors que ce qui en diffère.

Afin de réaliser la modulation PAM-4 nous utilisons deux chaînes de sortie à 34 Gb/s du SHF avec une tension de 500 mV. La modulation PAM-4 est créée par l'utilisation d'un convertisseur numérique-analogique (DAC : Digital Analog converter) SHF 611C comme combineur de signal dont

l'amplitude du signal en sortie est de 300 mV. Nous avons voulu vérifier ici aussi la qualité du signal RF. Ainsi, en fixant un débit binaire à 10 Gbaud et en plaçant un atténuateur de 20 dB à l'entrée de l'SO on trouve un œil ayant pour amplitude une valeur de 55 mV. Le BER est, dans le cas de la modulation PAM-4, calculé avec et sans post-compensation.

La tension de modulation pic-à-pic est toujours réglée à 4,4 V et la tension de polarisation inverse est fixée cette fois à 3,8 V pour la modulation PAM-4 de l'IBGM1 et à 2,4 V pour la modulation PAM-4 de l'IBGM2. La longueur d'onde optique d'opération est réglée ici à 1549,6 nm pour l'IBGM1 et à 1553,0 nm pour l'IBGM2. Les niveaux de tension diffèrent par rapport à leur valeur dans le cas de la modulation OOK à cause de l'optimisation. En effet, c'est avec ce choix de paramètres que le diagramme de l'œil et les valeurs de BER étaient les plus optimaux pour le cas de la modulation PAM-4.

Cela dit, il s'avère que pour l'IBGM1 la valeur de tension de polarisation inverse optimale l'était (à 0,2 V près) à la fois pour la modulation de type OOK et PAM-4. Celle-ci se trouve d'ailleurs très proche de la valeur de tension déterminée pour le meilleur ER de l'IBGM1 dans la partie sur les mesures DC. Pour l'IBGM1 avec la modulation PAM-4 différentes tensions de polarisation inverse ont été essayées en gardant le même débit pour distinguer laquelle était la plus optimale. Mais au dessus de 3,8 V cela engendrait trop de bruit parasite et en dessous la valeur était trop faible, car trop proche de l'injection. Le mieux restait donc de changer la longueur d'onde pour ajuster suivant le débit émis. La longueur d'onde changeait alors pour chaque valeur de débit mais restait comprise entre 1549 nm et 1550 nm. De plus, si on se réfère toujours aux mesures DC et à la valeur de la longueur d'onde d'opération, il semblerait que le point d'opération optimal était donc situé à des longueurs d'onde plus courtes que celle du pic de réflexion du réseau.

Pour l'IBGM2, il a fallu modifier la tension de polarisation inverse suivant le type de modulation pour avoir le meilleur paramétrage possible. La changement est assez significatif puisqu'on est passé de 5,1 V (ce qui est assez élevé) à 2,4 V (ce qui est plutôt faible). On a alors deux extrêmes opposés pour deux formats de modulations différents. Mais ce propos est en réalité à nuancer car comme vont nous le montrer les résultats ci-dessous, la modulation PAM-4 pour l'IBGM2 ne s'est pas trouvée être réellement efficace.

	PAM-4		
	Longueur d'onde (nm)	Tension de polarisation inverse (V)	Amplitude de modulation pic à pic (V)
IBGM1	1549,6	3,8	4,4
IBGM2	1553,0	2,4	4,4

Tableau 4. Présentation du réglage des paramètres d'opération pour la modulation PAM-4

4.6.2.3 Résultats

On trouvera à la **figure 4.29**. les diagrammes de l'œil avec une puissance reçue de 5 dBm et à la figure 1.43 on donne le résultat des mesures de BER en fonction de la puissance reçue. Nous obtenons ici toujours des diagrammes de l'œil ouvert pour tous les débits utilisés mais uniquement dans le cas de l'IBGM1. En effet, la qualité de l'œil de l'IBGM2 pour seulement 20 Gb/s est immédiatement moins bonne que pour l'IBGM1. De plus, la qualité de l'œil se dégrade également encore plus vite que pour la modulation OOK. Le diagramme de l'œil de l'IBGM2 à 25 Gb/s est déjà beaucoup plus bruité et moins ouvert que celui de l'IBGM1 à 30 Gb/s.

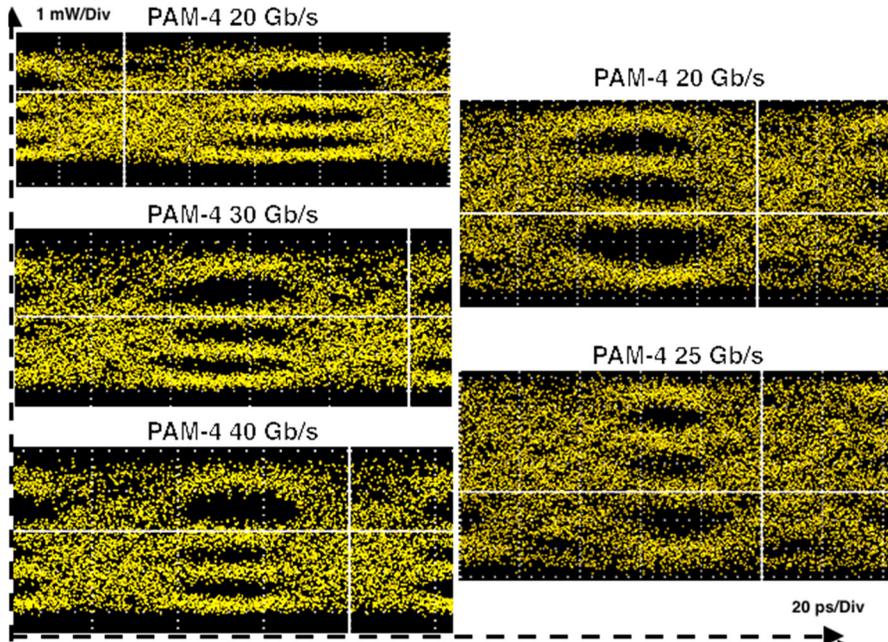


Fig 4.29 Diagramme de l'œil de différents taux binaire, pour la modulation PAM-4 avec pour puissance reçue 5 dBm. La colonne de gauche correspond à l'IBGM1 et celle de droite à l'IBGM2.

Sur la **figure 4.30**, les traits pleins correspondent cette fois aux mesures sans post-compensation et les traits en pointillés aux mesures avec post-compensation. On constate que dans le cas de la modulation PAM-4, l'IBGM1 apporte une bonne qualité de modulation et ce, de façon générale, c'est à dire sans comparer obligatoirement avec l'IBGM2. En comparaison avec ce qui se fait actuellement au niveau des modulateurs photoniques, et plus particulièrement aux modulateurs IBG, les résultats des mesures de BER pour une modulation PAM-4 de l'IBGM1 sont grandement encourageants et compétitifs. De plus, l'utilisation de la post-compensation a permis d'augmenter la marge de puissance d'environ 1 à 2 dB.

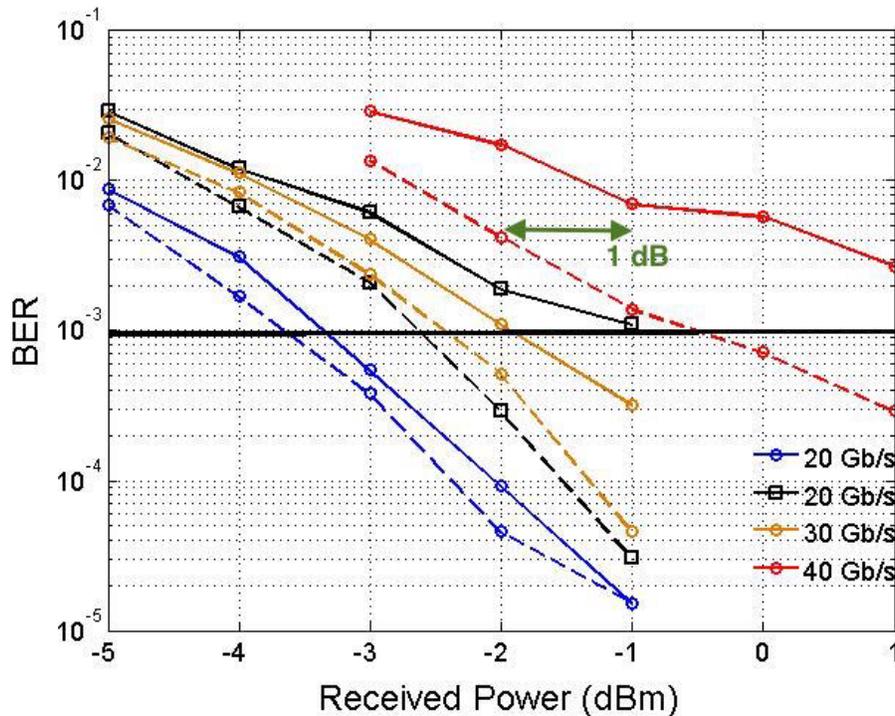


Fig 4.30 BER Vs la puissance reçue pour différents taux binaire. Les courbes pleines correspondent aux mesures sans post-compensation, et les traits en pointillés aux mesures avec post-compensation. Les courbes en couleur correspondent à l'IBGM1 et les courbes noires à l'IBGM2.

Par contre, il se distingue très clairement que la modulation PAM-4 avec l'IBGM2 n'est pas exploitable puisqu'elle ne « résiste » pas à de faibles débits de transmission. La particularité de l'IBGM2 avec sa modulation de Kappa, c'est que cela crée ce que l'on peut appeler un réseau de pertes au sein de la propagation du signal. Cela n'a pas d'influence significative pour une modulation simple comme la modulation OOK, et encore, seulement à bas débits (inférieur à 30 Gb/s). Mais pour une modulation plus complexe comme le PAM-4, on peut faire l'hypothèse que l'influence de ce réseau de pertes est trop grande pour avoir une modulation satisfaisante et qu'une modulation multi niveaux ne s'y prête pas adéquatement. En effet, la mesure de BER à seulement 20 Gb/s pour l'IBGM2 est déjà moins bonne que celle de l'IBGM1 à 30 Gb/s.

Ces résultats sont comparables à ce que l'on peut trouver chez [60] et [61] qui présentent tout deux des résultats illustrant les performances de modulateurs en silicium basés sur la technologie des réseaux de Bragg mais ayant des design différents. La comparaison de nos performances avec les leurs permet de mettre en évidence les avantages et inconvénients des

différents design possibles pour un modulateur IBG et ainsi dégager ce qui permettrait d'améliorer nos modulateurs. En citant [60], les performances du modulateur IBG pour une modulation OOK sont de 50 Gb/s et 60 Gb/s (avec égalisation) pour une modulation PAM-4. Nos performances sont moindres mais reste proches et compétitives. La jonction PN utilisée dans cette article est latérale avec un réseau de Bragg doublement déphasé. On pourrait alors suggérer de combiner deux aspect de design qui sont le reflet d'amélioration en terme de qualité de modulation, c'est-à-dire associer nos jonctions PN entrelacées qui présentent des résultats tout de même convaincants avec un réseau de Bragg doublement déphasé (voir, tout simplement, avec un seul saut de phase pour commencer) pour améliorer les performances de notre modulateur IBG. Tandis que [61] démontre des résultats plus proche de nos modulateurs voir quelque peu en dessous pour une modulation allant jusqu'à 25 Gb/s pour un PRBS de 2^7-1 (donnant un BER de l'ordre de 10^{-12}) et pour un PRBS de $2^{31}-1$ (offrant un BER de 10^{-10}). Ici la jonction PN est également latérale pour un réseau de Bragg possédant un déphase quart d'onde.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait la caractérisation des deux modulateurs IBGs, l'un réalisant uniquement une modulation par modulation de la longueur d'onde de Bragg, et l'autre en faisant de même mais, avec en plus de la modulation sur la longueur d'onde de Bragg, une modulation du coefficient de couplage. Nous avons montré qu'un design approprié de ces derniers, c'est-à-dire une jonction PN entrelacée, pouvait résulter un modulateur avec une bonne efficacité de modulation et un débit de transmission bien plus qu'acceptable. Une modulation efficace que ce soit pour la modulation OOK ou PAM-4 est obtenue pour le modulateur dont la période de la jonction PN diffère de celle du réseau, et une modulation efficace est également obtenue pour le modulateur dont la période de la jonction PN est la même que celle du réseau, mais uniquement pour une modulation de type OOK.

Nous avons démontré que cette configuration de design permet d'aboutir à une bonne efficacité de modulation. Les choix faits dans les chapitres précédents concernant le design du réseau de Bragg mais aussi celui de la jonction PN, des électrodes et du guide d'onde coplanaire offre un tout qui propose un modulateur IBG à la hauteur de nos attentes.

Conclusion

Dans ce mémoire, une étude détaillée sur la caractérisation de modulateurs à réseau de Bragg intégré sur silicium a été faite. Les comportements de ce type de modulateur, qui étaient peu étudiés avant ce travail notamment du fait de leur design particulier, sont maintenant bien caractérisés non seulement par la théorie mais surtout par la pratique puisque ce mémoire se veut innovant surtout par le compte rendu de résultats en laboratoire qu'il dresse plus que par la théorie, qui ici, reflète principalement une notion de rappel sur ce qui a déjà été fait. Jusqu'à maintenant, les modulateurs à réseau de Bragg fonctionnant avec une jonction PN entrelacée n'avaient pas encore été utilisés dans la littérature. C'est donc la première fois que la caractérisation de cette approche est faite pour investiguer cette structure.

Tout d'abord, le modèle du réseau de Bragg dans un guide d'onde en silicium a fourni une compréhension qualitative de la structure IBG à l'aide de la théorie des modes couplés a mis en évidence de la modulation de l'indice effectif au sein du guide d'onde. Par ailleurs, cette analyse nous a permis d'obtenir une expression complète pour évaluer les variations de l'indice effectif moyen, de l'indice de modulation et du déplacement de la longueur d'onde de Bragg afin d'obtenir une compréhension efficace de la façon dont se réalise la modulation dans le cas d'un modulateur IBG. Dans un contexte de télécommunication, c'est-à-dire où le haut débit à courte et moyenne portée est un point très important, cette analyse a fourni une compréhension suffisante au développement d'un nouveau type de modulateur permettant d'améliorer la transmission à haut débit de modulateurs de type IBGs.

Nous avons présenté en intégralité et en détail les deux modulateurs IBGs que nous cherchons à caractériser dans ce mémoire. On a donné leur structure optique qui se trouve être assez basique si l'on compare avec les autres modulateurs IBGs que la littérature fournit actuellement. Rien d'innovant là dessus. Par contre, c'est dans la description de la structure de la jonction PN entrelacée que provient toute l'importance de ce mémoire. En effet, c'est cette caractéristique qui est à l'origine des performances du modulateur, de la qualité et de l'efficacité de modulation. Toute l'originalité de ces modulateurs repose sur cette particularité de design. La jonction PN de type entrelacée a déjà été essayée avec des modulateurs MZM et en anneaux mais encore jamais avec

un modulateur IBG. Nous avons donc démontré que l'utilisation d'un tel design s'avère pertinent, tout d'abord parce qu'il fonctionne, tout simplement, mais surtout car, sans écraser considérablement les performances de modulations de ses modulateurs concurrents, ces modulateurs IBGs proposent des résultats tout à fait compétitifs et surtout prometteurs. Ils offrent ainsi une voie à explorer et à approfondir par le futur pour parer ses défauts et améliorer encore ses qualités.

Les mesures DC des deux modulateurs IBGs étudiés dans ce mémoire montrent qu'il est possible d'obtenir de faibles pertes d'insertion mais aussi un ER élevé. Ce sont typiquement ces caractéristiques qui sont recherchées pour obtenir une bonne efficacité de modulation, sans cela il est difficile de considérer un modulateur prometteur. Nous avons au final un total de 20 dB de pertes en transmission ce qui est tout à fait raisonnable et dans la norme de ce que l'on peut trouver actuellement avec d'autres modulateurs IBGs. Que ce soit pour l'IBGM1 ou l'IBGM2 on a réussi à obtenir un ER élevé allant de 6 (pour l'IBGM1) à 10 dB pour l'IBGM2. Ce résultat n'est pas étonnant puisque l'IBGM2 a été justement conçu, de part le rajout de la modulation d'amplitude du coefficient de couplage, pour augmenter l'ER via cette modulation d'amplitude. Les mesures DC montrent également que les deux modulateurs testés ici n'offrent pas de radicales différences entre eux. En effet, le déplacement en longueur d'onde et la modulation de l'indice effectif ne diffère pas radicalement entre les deux modulateurs et reste relativement très proche. Mais ces mesures ont bel et bien permis de mettre en évidence ce qu'apporte l'ajout de la modulation du coefficient de couplage sur le spectre en réflexion, c'est-à-dire une diminution des pertes d'insertion et un décalage en longueur d'onde plus élevé qui se traduit alors par une meilleure efficacité de modulation.

Finalement, c'est la dernière partie de ce mémoire qui est la plus intéressante car elle nous a fourni le résultat des capacités de modulation qu'offre les modulateurs IBGs caractérisés dans ce mémoire. En effet, nous sommes parvenu à atteindre un débit de 30 Gb/s (que ce soit pour l'IBGM1 ou l'IBGM2) pour une modulation de type OOK en utilisant une tension de polarisation faible, de l'ordre de -3 V, engendrant ainsi une faible consommation d'énergie. L'IBGM2 s'avère même plus performant pour un débit toujours de 30 Gb/s mais avec un meilleur BER et ce, grâce à sa modulation de Kappa en plus de la modulation de la longueur d'onde de Bragg. La jonction PN entrelacée est donc un choix tout à fait pertinent et faire corrélérer sa période avec celle du réseau de Bragg s'avère être une piste prometteuse. Même chose concernant la modulation de type PAM-4. Il

nous a été également possible d'obtenir un débit de 30 Gb/s avec aussi une faible tension de polarisation (précisons qu'une faible tension RF est également utilisée dans les deux cas : OOK et PAM-4) pour l'IBGM1. Par contre, certaines contraintes qui s'avèrent négligeables dans le cas d'une modulation OOK, se trouvent être la source d'une grande détérioration sur l'efficacité de modulation dans le cas de l'IBGM2. En effet, celui-ci ne parvient pas à fournir un débit supérieur à 20 Gb/s pour une modulation PAM-4 dû probablement à une détérioration du signal dont l'hypothèse d'un mauvais contact à l'origine de cela ne peut pas être exclue. Ainsi faire correspondre la période de la jonction PN avec celle du réseau de Bragg est un design à considérer sérieusement mais à modérer son utilisation suivant le type de modulation que l'on veut que le modulateur subisse. Il sera sûrement d'ailleurs possible de garder ce design et par le biais d'une autre modification sur le paramétrage de ce design de palier ce défaut qui a des répercussions sur la modulation PAM-4. Il reste donc encore plusieurs pistes à explorer et à améliorer.

Références

- [1] Bing H, Etude des composants nanophotonique pour les interconnexions optiques sur silicium, Thèse, Institut National des sciences appliquées de Lyon, (pp 5-6)
- [2] Vivien, L., Osmond, J., Marris-Morini, D., Crozat, P., Cassan, E., Fédéli, J. M., ... & Brouckaert, J. (2009, September). European HELIOS project: Silicon photonic photodetector integration. In *Proc. IEEE Int. Conf. Group IV Photon* (pp. 10-12).
- [3] Site internet Teraxion, Silicon Photonics at teraxion, 2014
- [4] L. Poladian, "Graphical and WKB analysis of nonuniform Bragg gratings," *Phys. Rev. E: Stat. Phys., Plasmas, Fluids*, vol. 48, no. 6, pp 4758-4767, 1993. □
- [5] T.Erdogan,"FiberGratingSpectra,"*J.LightwaveTechnol.*,vol.15,no.8,pp1277- 1294, 1997. □
- [6] Bernier M. Inscription de réseaux de Bragg à fibre optique à l'aide d'impulsions brèves et applications aux lasers à fibres, Thèse, Université Laval Québec, 2010 (pp 8-11)
- [7] O. Gourmala, Étude et réalisation des réseaux de Bragg pour des applications photoniques, Thèses, Université Abou Bakr Belkaid – TLEMEN, 2006 (pp 27-29)
- [8] Simard A.D, Integrated Bragg Gratings in silicon-on-insulator, Thèse, Université Laval Québec.
- [9] Simard A.D, Études de sauts de phase distribués sur un réseau de Bragg à pas linéairement variable, Mémoire, Université Laval Québec
- [10] Wang, X., Grist, S., Flueckiger, J., Jaeger, N. A., & Chrostowski, L. (2013). Silicon photonic slot waveguide Bragg gratings and resonators. *Optics express*, 21(16), 19029-19039.
- [11] Wang X. Silicon photonic waveguide Bragg grating,Thèse, University of British Columbia, Vancouver, 2013
- [12] Vivien, L., & Pavesi, L. (Eds.). (2013). *Handbook of silicon photonics*. Taylor & Francis. (pp 455-457)
- [13] Liu, A., Jones, R., Liao, L., Samara-Rubio, D., Rubin, D., Cohen, O., ... & Paniccia, M. (2004). A high-speed silicon optical modulator based on a metal-oxide-semiconductor capacitor. *Nature*, 427(6975), 615-618.
- [14] Li, Z. Y., Xu, D. X., McKinnon, W. R., Janz, S., Schmid, J. H., Cheben, P., & Yu, J. Z. (2009). Silicon waveguide modulator based on carrier depletion in periodically interleaved PN junctions. *Optics express*, 17(18), 15947-15958.

- [15] Patel, D., Ghosh, S., Chagnon, M., Samani, A., Veerasubramanian, V., Osman, M., & Plant, D. V. (2015). Design, analysis, and transmission system performance of a 41 GHz silicon photonic modulator. *Optics Express*, 23(11), 14263-14287.
- [16] Eo, Y., & Eisenstadt, W. R. (1993). High-speed VLSI interconnect modeling based on S-parameter measurements. *Components, Hybrids, and Manufacturing Technology, IEEE Transactions on*, 16(5), 555-562
- [17] Ding, R., Liu, Y., Li, Q., Yang, Y., Ma, Y., Padmaraju, K., ... & Hochberg, M. (2014). Design and characterization of a 30-GHz bandwidth low-power silicon traveling-wave modulator. *Optics Communications*, 321, 124-133.
- [18] Mangan, A. M., Voinigescu, S. P., Yang, M. T., & Tazlauanu, M. (2006). De-embedding transmission line measurements for accurate modeling of IC designs. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 53(2), 235-241.
- [19] L. N. Dworsky, *Modern Transmission Line Theory and Applications*. New York: Wiley, 1979.
- [20] Rosenberg, J. C., Green, W. M. J., Assefa, S., Gill, D. M., Barwicz, T., Yang, M., ... & Vlasov, Y. A. (2012). A 25 Gbps silicon microring modulator based on an interleaved junction. *Optics express*, 20(24), 26411-26423.
- [21] The fiber Optic Association, Inc. Guide to Fiber Optics & Premises Cabling, <http://www.theofa.org>
- [22]. Measuring Extinction Ratio of optical transmitters, Application Note 1550-8, Agilent Technologies, cp.literature.agilent.com
- [23] Riad B. Étude de couplage d'un guide d'ondes avec une fibre optique application en optique intégrée pour les télécoms optiques, Mémoire, Université Mentouri-Constantine, 2010
- [24] Galan. J.V, Addressing Fiber-to-chip coupling issues in silicon photonics, Thèses, Université Polytechnique de Valence, 2010, (pp 44 & 49)
- [25] Li, Z. Y., Xu, D. X., McKinnon, W. R., Janz, S., Schmid, J. H., Cheben, P., & Yu, J. Z. (2009). Silicon waveguide modulator based on carrier depletion in periodically interleaved PN junctions. *Optics express*, 17(18), 15947-15958.
- [26] Xiao, X., Xu, H., Li, X., Hu, Y., Xiong, K., Li, Z., ... & Yu, J. (2012). 25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions. *Optics express*, 20(3), 2507-2515.
- [27] Xu, H., Xiao, X., Li, X., Hu, Y., Li, Z., Chu, T., ... & Yu, J. (2012). High speed silicon Mach-Zehnder modulator based on interleaved PN junctions. *Optics express*, 20(14), 15093-15099.
- [28] Carrara D. Étude et réalisation de sources photoniques intégrées sur InP pour les applications télécoms à hauts débits et à 1,55 m, Thèse, Telecom SudParis et Université Pierre et Marie Curie, 2012

- [29] Site internet, NeoPhotonics, Way Winston, PAM-4 : A key solution for next generation short-Haul Optical Fiber Links, 2015
- [30] Murphy, T. E., Hastings, J. T., & Smith, H. I. (2001). Fabrication and characterization of narrow-band Bragg-reflection filters in silicon-on-insulator ridge waveguides. *Journal of lightwave technology*, 19(12), 1938.
- [31] Simard, A. D., Belhadj, N., Painchaud, Y., & LaRochelle, S. (2012). Apodized silicon-on-insulator Bragg gratings. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 24(12), 1033-1035.
- [32] Simard, A. D., & LaRochelle, S. (2015, March). High performance narrow bandpass filters based on integrated Bragg gratings in silicon-on-insulator. In *Optical Fiber Communication Conference* (pp. Tu3A-2). Optical Society of America.
- [33] Simard, A. D., Painchaud, Y., & LaRochelle, S. (2010, November). Integrated Bragg gratings in curved waveguides. In *IEEE Photonics Society Annual Meeting*.
- [34] Zamek, S., Tan, D. T., Khajavikhan, M., Ayache, M., Nezhad, M. P., & Fainman, Y. (2010). Compact chip-scale filter based on curved waveguide Bragg gratings. *Optics letters*, 35(20), 3477-3479.
- [35] Wang, X., Shi, W., Yun, H., Grist, S., Jaeger, N. A., & Chrostowski, L. (2012). Narrow-band waveguide Bragg gratings on SOI wafers with CMOS-compatible fabrication process. *Optics express*, 20(14), 15547-15558.
- [36] Simard, A. D., & LaRochelle, S. (2015, May). High-Quality Bragg Gratings Operating in Reflection without Circulators in SOI. In *CLEO: Science and Innovations* (pp. SM31-6). Optical Society of America.
- [37] Simard, A. D., & LaRochelle, S. (2015, March). High performance narrow bandpass filters based on integrated Bragg gratings in silicon-on-insulator. In *Optical Fiber Communication Conference* (pp. Tu3A-2). Optical Society of America.
- [38] Burla, M., Cortés, L. R., Li, M., Wang, X., Chrostowski, L., & Azaña, J. (2013). Integrated waveguide Bragg gratings for microwave photonics signal processing. *Optics express*, 21(21), 25120-25147.
- [39] Shi, W., Veerasubramanian, V., Plant, D. V., Jaeger, N. A., & Chrostowski, L. (2014, February). Silicon photonic Bragg-grating couplers for optical communications. In *SPIE OPTO* (pp. 90100F-90100F). International Society for Optics and Photonics.
- [40] Simard, A. D., Strain, M. J., Meriggi, L., Sorel, M., & LaRochelle, S. (2015). Bandpass integrated Bragg gratings in silicon-on-insulator with well-controlled amplitude and phase responses. *Optics letters*, 40(5), 736-739.
- [41] Carlos Alberto Palavicini Cham. Analyse de composants photoniques par réflectométrie

faible cohérence sensible à la phase. domain other. Télécom ParisTech, 2004. English.

[42] Asseh, A., Storoy, H., Kringlebotn, J. T., Margulis, W., Sahlgren, B., Sandgren, S., ... & Edwall, G. (1995). 10 cm Yb³⁺ DFB fibre laser with permanent phase shifted grating. *Electronics Letters*, 31(12), 969-970.

[43] J. E. A. Whiteaway, G.H.B. Thompson, A.J. Collar et C.J. Armistead, "The design and assessment of 1/4 phase-shifted DFB laser structures", *IEEE J.Quantum Electron*, vol.25,pp.1261-1279,juin 1989.

[44] Reed, G. T., Mashanovich, G. Z., Gardes, F. Y., Nedeljkovic, M., Hu, Y., Thomson, D. J., ... & Hsu, S. S. (2014). Recent breakthroughs in carrier depletion based silicon optical modulators. *Nanophotonics*, 3(4-5), 229-245.

[45] <http://nanoweb.mit.edu/annual-report00/16>, Nano Structure Laboratory, Massa chaussette Institute of Technology, Development of Fabrication Techniques for Building Integrated-Optical Grating-Based Filters

[46] S.GARIDEL, «Fabrication des réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière I_nP », Thèse de doctorat, Lille, 2004.

[47] Murphy, T. E. (2000). *Design, fabrication and measurement of integrated Bragg grating optical filters* (Doctoral dissertation, Massachusetts Institute of Technology).

[48] J. Magné, Traitement optique du signal émis par un laser à fibre mode-locked passif, Thèse, Université Laval, Québec.

[49] A. M Gutierrez Campo, Developpement of integrated silicon photonics modulation devices for digital and analog applications, Thèse, Université polytechnique de Valence, Valence.

[50] Manipatruni, S., Xu, Q., Schmidt, B., Shakya, J., & Lipson, M. (2007). High speed carrier injection 18 Gb/s silicon micro-ring electro-optic modulator. *Lasers and Electro-Optics Society*, 537-538.

[51] Green, W. M., Rooks, M. J., Sekaric, L., & Vlasov, Y. A. (2007). Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator. *Optics express*, 15(25), 17106-17113.

[52] Reed, G. T., Mashanovich, G., Gardes, F. Y., & Thomson, D. J. (2010). Silicon optical modulators. *Nature photonics*, 4(8), 518-526.

[53] Della Corte, F. G., Merenda, M., Cocorullo, G., Iodice, M., Rendina, I., & Sarro, P. M. (2009). Modulation speed improvement in a Fabry–Perot thermo-optical modulator through a driving signal optimization technique. *Optical Engineering*, 48(7), 074601-074601.

[54] Robert R. McLeod, Modulators and switches – Overview, University of Colorado, <http://ecee.colorado.edu/~mcleod>

- [55] Padmaraju, K., Chan, J., Chen, L., Lipson, M., & Bergman, K. (2012). Thermal stabilization of a microring modulator using feedback control. *Optics express*, 20(27), 27999-28008.
- [56] Fegadolli, W. S., Almeida, V. R., & Oliveira, J. E. B. (2011). Reconfigurable silicon thermo-optical device based on spectral tuning of ring resonators. *Optics express*, 19(13), 12727-12739.
- [57] Watts, M. R., Sun, J., DeRose, C., Trotter, D. C., Young, R. W., & Nielson, G. N. (2013). Adiabatic thermo-optic Mach–Zehnder switch. *Optics letters*, 38(5), 733-735.
- [58] Song, J., Fang, Q., Tao, S. H., Liow, T. Y., Yu, M. B., Lo, G. Q., & Kwong, D. L. (2008). Fast and low power Michelson interferometer thermo-optical switch on SOI. *Optics express*, 16(20), 15304-15311.
- [59] Harris, N. C., Ma, Y., Mower, J., Baehr-Jones, T., Englund, D., Hochberg, M., & Galland, C. (2014). Efficient, compact and low loss thermo-optic phase shifter in silicon. *Optics express*, 22(9), 10487-10493.
- [60] Bédard, K., Simard, A. D., Filion, B., Painchaud, Y., Rusch, L. A., & LaRochelle, S. (2016, March). Transmission of 50 Gb/s with a Dual Phase-Shift Bragg Grating Silicon Photonic Modulator. In *Optical Fiber Communication Conference* (pp. Th3J-7). Optical Society of America.
- [61] M. Caverley, X. Wang, K. Murray, N. A. F. Jaeger and L. Chrostowski, "Silicon-on-Insulator Modulators Using a Quarter-Wave Phase-Shifted Bragg Grating," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, no. 22, pp. 2331-2334, Nov.15, 15 2015.
- [62] Dubé-Demers, R., LaRochelle, S., & Shi, W. (2015). Pulse amplitude modulation with a femtojoule silicon microring modulator at 80-Gb/s. In *12th IEEE Int. Conf. Group IV Photonics* (pp. 26-28).
- [63] Yu, H., & Bogaerts, W. (2012). An equivalent circuit model of the traveling wave electrode for carrier-depletion-based silicon optical modulators. *Journal of lightwave technology*, 30(11), 1602-1609.
- [64] www.physics-and-radio-electronics.com, electronic devices and circuits / semiconductor-diode
- [65] A. D. Simard; S. LaRochelle, "A Dynamic Model of Silicon Bragg Grating Modulators," in *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* , vol.PP, no.99, pp.1-1doi: 10.1109/JSTQE.2016.2555979
- [66] Patel, D., Veerasubramanian, V., Ghosh, S., Samani, A., Zhong, Q., & Plant, D. V. (2014). High-speed compact silicon photonic Michelson interferometric modulator. *Optics express*, 22(22), 26788-26802.
- [67] Goykhman, I., Desiatov, B., Ben-Ezra, S., Shappir, J., & Levy, U. (2013). Optimization of efficiency-loss figure of merit in carrier-depletion silicon Mach-Zehnder optical modulator. *Optics express*, 21(17), 19518-19529.