HAL
open science

Conception optique et hyperfréquence d'un modulateur électro-optique sur polymère : optimisation de transitions ultra-large bande pour l'électrode de commande

Mohammed El Gibari

To cite this version:

Mohammed El Gibari. Conception optique et hyperfréquence d'un modulateur électro-optique sur polymère : optimisation de transitions ultra-large bande pour l'électrode de commande. Electronique. Université de Nantes, 2009. Français. NNT : . tel-00751910

HAL Id: tel-00751910

https://theses.hal.science/tel-00751910v1

Submitted on 14 Nov 2012

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

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

UNIVERSITÉ DE NANTES
UFR SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE STIM
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION ET DE MATHÉMATIQUES

N° attribué par la bibliothèque

Année 2009

Conception optique et hyperfréquence d'un modulateur électro-optique sur polymère : optimisation de transitions ultra-large bande pour l'électrode de commande

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique
Spécialité : Électronique et Génie électrique

Présentée et soutenue publiquement par

Mohammed EL GIBARI

Le 22 Octobre 2009 à l'université de Nantes, devant le jury ci-dessous

Président	Serge VERDEYME	Professeur, XLIM, Université de Limoges
Rapporteurs	Didier DECOSTER	Professeur, IEMN, Université de Lille 1
	Catherine ALGANI	Professeur, ESYCOM, CNAM de Paris
Examinateurs	Jean CHAZELAS	Directeur des coopérations scientifiques à Thales Division Aéronautique
	Henri PORTE	Directeur de recherche au CNRS et PDG de Photline Technologies
Invité	Dominique BOSC	Ingénieur de recherche – HDR, FOTON, Université de Rennes 1
Directeur de thèse	HongWu LI	Professeur, IREENA, Université de Nantes
Encadrant	Dominique AVERTY	Maître de conférences, IREENA, Université de Nantes
Encadrant	Cyril LUPI	Maître de conférences, IREENA, Université de Nantes

N° ED : 503-074

Remerciements

Le travail de cette thèse a été réalisé au sein de l'équipe photonique et communication du laboratoire IREENA, je tiens donc à remercier chaleureusement toute l'équipe ainsi que la direction du laboratoire de m'avoir accueilli dans les meilleures conditions possibles pour effectuer cette thèse.

Je souhaite remercier M. Didier Decoster, Professeur à l'IEMN de l'Université de Lille 1 et Mme Catherine Algani, Professeur à l'ESYCOM au CNAM de Paris pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail ainsi que M. Serge Verdeyme, Professeur à l'XLIM de l'Université de Limoges qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je remercie au même titre les autres membres du jury M. Dominique Bosc, Ingénieur de recherche ~~et~~ HDR au laboratoire FOTON de l'Université de Rennes 1, M. Jean Chazelas, Directeur des coopérations scientifiques à Thales Division Aéronautique et M. Henri Porte, Directeur de recherche au CNRS et PDG de Photline Technologies. L'intérêt qu'ils ont porté à ce travail représente pour moi un grand honneur.

Je n'aurais évidemment pas pu mener à bien ce projet de thèse sans mon directeur de thèse et mes encadrants. Je remercie donc M. HongWu Li pour m'avoir accordé sa confiance, pour son accueil et pour sa disponibilité, je tiens donc à lui exprimer tous mes remerciements. Bien sûr, je ne saurais oublier d'avouer toute ma reconnaissance à mes encadrants de thèse M. Dominique Averty et M. Cyril Lupi. Merci à Dominique pour ta disponibilité permanente et particulièrement ton courage pour aller affronter des problèmes en hyperfréquence et chercher à les résoudre en tant que spécialiste matériau. À Cyril, je te dis merci de m'avoir appris la rigueur et la démarche scientifique indispensables pour mener à bien des projets de recherche. Tes remarques et critiques, plus particulièrement pendant la période de rédaction, me seront très utiles pour le futur. Je remercie également M. Serge Toutain d'avoir accepté de nous aider, merci Serge pour tous les échanges et les conseils précieux que vous avez pu nous donner durant ces trois années. Je vous remercie tous pour l'ensemble des remarques pertinentes et des discussions qui ont contribué à l'enrichissement scientifique de ce manuscrit.

Je tiens à remercier M. Yann Mahe de m'avoir initié à l'utilisation de HFSS, M. Marc Brunet pour les réalisations des transitions sur substrats épais et M. Nicolas Barreau pour le dépôt de l'aluminium sur wafers en silicium.

Je remercie l'ensemble du département de physique, le personnel administratif, les enseignants-chercheurs et en particulier M. Christian Boisrobert et M. Dominique Leduc pour toutes les discussions scientifiques ou autres que nous avons souvent échangées autour d'un café.

Je voudrais également remercier Chantal Thébaud et Sylvie Maisonneuve pour leur gentillesse et leur aide concernant les démarches administratives.

Je ne saurais oublier de dire un grand merci à Virginie pour m'avoir supporté pendant ces trois années de thèse et plus particulièrement d'avoir accepté que l'on partage le même bureau. Je te remercie pour ta patience et pour la contribution que tu as apportée à cette thèse (Le code en C, les figures….). Je n'oublierai pas qu'il faut toujours penser à mettre la monnaie dans un distributeur si on veut éviter l'alarme.

Une pensée particulière aux thésards des équipes « Photonique et Communications » et « Matériaux fonctionnels » : Kenny et Elsy ainsi aux deux mécaniciens Pierre-Antoine et Yann à qui je souhaite bon courage pour la fin de leur thèse.

Pour donner du piment à ces remerciements, je terminerai en ayant une pensée particulière vers les personnes qui me sont chères. Je commence bien évidemment par mes parents Abedellah et Safia, je leur dis merci du fond du cœur pour tout ce qu'ils ont pu m'apporter, je les remercie pour les sacrifices qu'ils ont fait pour que je puisse étudier sans avoir à me soucier de quoi que ce soit. Ensuite, je remercie celle qui a contribué d'une manière très directe à l'aboutissement de cette thèse, celle qui n'a pas cessé de m'encourager et me donner la force pour continuer ; je te dis un gros merci Alexandra (Sara) pour tout ce que tu m'as donné et je suis certain que tu continueras à tout faire pour le bien de notre couple. Je remercie également mon fils Bilal d'avoir été calme et gentil pendant toute la période de la rédaction, enfin peut être !!! C'est Alexandra qui s'est occupé de Bilal, j'avoue. De même je tiens à dire un gros merci à mes beaux parents Gilles et Marie Elisabeth (Babette) pour leur soutien et leur aide, sachez que je suis fier de vous avoir et j'en suis tout à fait reconnaissant. Je remercie mes frères, mes sœurs et tous mes amis, Abdel, Reda… qui m'ont toujours encouragé. Une pensée particulière à ma grande mère Rahma et à ma belle grand mère (Christiane) à qui je dis merci pour le soutien, les encouragements et les discussions que nous avons pu échanger. Enfin, je pense à ma grand-mère qui nous a quittés pendant ma thèse, c'est à toi, Fatna que je la dédie.

Table des matières

Introduction générale 6

1. Modulation de la lumière 13

1.1. Introduction 13
1.2. Modes de modulation 13
1.2.1. Modulation directe 14
1.2.2. Modulation externe 15
1.3. Guides d'ondes optiques 16
1.3.1. Guides d'ondes optiques plans 16
1.3.1.1. Mode de polarisation TE 19
1.3.1.2. Equation de dispersion et modes guidés 20
1.3.1.3. Indice effectif et constante de propagation 21
1.3.1.4. Relation entre l'ordre des modes guidés et les paramètres opto-géométriques 22
1.3.1.5. Onde évanescente et taux de confinement 22
1.3.1.6. Mode de polarisation TM 24
1.3.2. Guides d'ondes à largeur limitée 25
1.4. Effet électro-optique 25
1.4.1. Effets optiques non linéaires 25
1.4.2. Effet électro-optique (Pockels) 28
1.4.2.1. Ellipsoïde des indices 28
1.4.2.2. Tenseur électro-optique 29
1.4.2.3. Orientation optimum pour le signal électrique et la polarisation de la lumière 31
1.5. Modulateurs à commande électrique 32
1.5.1. Modulateurs à électro-absorption 32
1.5.2. Modulateurs électro-optiques 33
1.5.2.1. Modulateur de phase 33
1.5.2.2. Modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder 35
1.5.3. Bande passante et adaptation de phase entre ondes électrique et optique 37
1.6. Matériaux à effet électro-optique 41
1.6.1. Matériaux semi-conducteurs 41
1.6.2. Matériaux inorganiques : LiNbO3 42

1.6.3. Matériaux organiques : Polymères 42
1.7. Caractérisation des matériaux polymères EO effectuée au laboratoire 43
1.7.1. Généralités sur les polymères électro-optiques 44
1.7.2. Le polymère électro-optique PIII 47
1.7.3. Détermination de l'indice de réfraction par la technique M-lines 48
1.7.4. Détermination de la permittivité par mesure de la capacité 49
1.7.5. Mesure du coefficient électro-optique à l'aide d'un banc Teng 50
1.8. Etat de l'art des modulateurs sur polymères 51
1.9. Bilan 53
Bibliographie 54

2. Conception d'un modulateur électro-optique à base de polymère 63

2.1. Introduction 63
2.2. Contraintes technologiques liées à la réalisation d'un tel composant 64
2.2.1. Dépôt en couches minces de polymères 64
2.2.2. Orientation des chromophores du polymère électro-optique : Poling 66
2.2.2.1. Orientation par électrode 66
2.2.2.2. Orientation par effet couronne : 67
2.3. Démarche de réalisation d'une structure électro-optique de type Mach-Zehnder 68
2.3.1. Réalisation d'un guide d'onde optique monomode 68
2.3.2. Choix de l'électrode de commande 72
2.3.2.1. Quelques rappels sur les lignes planaires 72
2.3.2.2. Ligne de transmission optimale 75
2.4. Optimisation électro-optique du modulateur 78
2.4.1. Optimisation du guide d'onde optique 79
2.4.1.1. Outil de simulation optique 79
2.4.1.2. Conception de la section droite du guide optique 81
2.4.2. Électrode de commande 86
2.4.3. Réalisation d'un coupleur 1 vers 2 à -3dB 90
2.5. Quelle structure finale, pour quelles performances et avec quels facteurs limitatifs ? 94
2.5.1. Structure optique 94
2.5.2. Impact de l'électrode sur les performances 96
2.1. Bilan 99
Bibliographie 100

3. Étude de la ligne de commande du modulateur en vue de son test et de sa mise en boîtier. 107

3.1. Introduction 107
3.2. Contraintes associées à l'exploitation industriellement du composant 107
3.2.1. Problématique 107
3.2.2. Structure de la ligne de commande 109
3.2.3. Étape du « coude » de liaison de l'électrode de commande 112

3.3. Étude de la transition GCPW-MS 115
3.3.1. État de l'art et choix de la transition 115
3.3.2. Validation expérimentale sur substrat commercial 120
3.4. Transition GCPW-MS-GCPW sur couche mince 124
3.4.1. Étude et optimisation de la transition sur polymère SU8 125
3.4.1.1. Influence de la longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1 125
3.4.1.2. Influence de la largeur du plan de masse de la ligne coplanaire G 128
3.4.1.3. Performances de la transition retenue 129
3.4.2. Réalisation et validation expérimentale 131
3.4.2.1. Description du dépôt du polymère SU8 131
3.4.2.2. Dépôt et gravure de l'électrode supérieure 133
3.4.3. Caractérisation de structures réalisées sur couche mince 133
3.4.3.1. Lignes coplanaires sur polymère SU8 133
3.4.3.2. Transition GCPW-MS-GCPW sur polymère SU8 137
3.5. Extension de la bande passante de la transition GCPW-MS-GCPW 138
3.5.1. Minimisation des pertes par effet de peau 139
3.5.2. Conductivité électrique 140
3.5.3. Pertes diélectriques 141
3.6. Électrode de test de modulateur électro-optique 144
3.7. Bilan 147
Bibliographie 148
Conclusion générale 151

Introduction générale

Les polymères font actuellement l'objet de recherches très actives dans de nombreux domaines d'application en raison essentiellement d'un bon rapport performances-coût des dispositifs. Ils sont utilisés entre autres dans les cellules photovoltaïques, les écrans à matrice active à base de diodes électroluminescentes, les hologrammes (stockage de données et sécurité), les verres correcteurs pour la lunetterie, systèmes d'éclairage, capteurs et amplificateurs optiques…[1-3]. Dans le domaine optoélectronique et de l'opto-hyperfréquence, les polymères à effet électro-optique peuvent cumuler au moins trois atouts : bas coût, large bande passante et faible signal de commande électrique grâce à un bon accord de vitesse de phase entre ondes lumineuses et signaux hyperfréquences d'une part et à un coefficient électro-optique pouvant être beaucoup plus élevé que celui du Niobate de Lithium ($LiNbO_3$) d'autre part. La faisabilité du modulateur le plus rapide à 110 GHz a été démontrée à base de polymère par des équipes américaines de l'Université de la Californie du Sud et de l'Université de Washington [4].

Le champ d'application des polymères électro-optiques est très vaste tant ils peuvent servir de foyers d'interaction efficace entre les signaux optiques et les signaux hyperfréquences, et ce dans de nombreux domaines où on veut profiter de la très large bande passante optique pour obtenir de meilleures performances, tels que les télécommunications, les capteurs et les systèmes hyperfréquences. On peut citer à titre d'exemple les dispositifs et fonctions suivants : modulateurs bien entendu, mais également convertisseurs analogique-numériques de signaux RF [5], commutateurs de signaux optiques [6], antennes photoniques [7], capteurs de champ électromagnétique [8], etc.…

Avec sa bande passante sans commune mesure avec aucune autre technologie, grâce à la fréquence porteuse optique très élevée et à la réduction de l'atténuation dans les fibres monomodes en silice à 0,2 dB/km à la longueur d'onde de 1550 nm en 1984, l'optique a acquis une suprématie sans partage dans les réseaux de cœur des télécommunications. Depuis la mise en service de la première liaison transatlantique par câbles de fibres optiques en 1988,

le débit ne cesse d'augmenter pour répondre aux besoins toujours croissants dans l'échange de données. La capacité de transmission d'une fibre dépasse aujourd'hui le Tb/s à l'aide du multiplexage de longueur d'onde [9]. L'optique permet également d'améliorer les performances des systèmes hyperfréquences, apportant faible poids, immunité aux perturbations électromagnétiques, très faibles pertes de propagation et très large bande passante. L'atténuation de la fibre monomode de silice est faible, indépendamment de la fréquence des signaux RF sur sous-porteuse optique et de leur occupation spectrale, alors que celle des câbles coaxiaux atteint le dB/m pour les fréquences dans la gamme des dizaines de GHz. Or les systèmes radar hyperfréquences de la nouvelle génération tendent vers un fonctionnement multifaisceaux et multibandes dans la gamme de fréquences de 20 GHz voire 40 GHz, ce qui nécessite donc de larges bandes passantes que seule l'optique est capable d'offrir [10].

A l'heure où l'optique est en passe de pénétrer dans les réseaux d'accès à haut débit garanti quelle que soit la distance entre l'abonné et la centrale, de nombreuses équipes travaillent sur l'optique dans les réseaux locaux domestiques chez l'abonné en utilisant la radio sur fibre [11]. Dans ce contexte, il est important de disposer de modulateurs bas coûts et performants pour transcrire le signal électrique à transmettre en signal optique. Les polymères à effet électro-optique possèdent des propriétés requises permettant de réaliser ce type de modulateurs. Il existe aussi d'autres domaines où les polymères permettent de faire sauter des goulots d'étranglement. La conversion analogique-numérique des signaux est de ceux-là. En effet, dans les systèmes hyperfréquences, on souhaite effectuer le maximum de traitements de signaux par voie numérique à l'aide des DSP (*Digital Signal Processor* pour processeur de signal numérique) de plus en plus puissants pour réduire les composants analogiques spécifiques coûteux et encombrants d'une part, et gagner en flexibilité et reconfigurabilité d'autre part. Mais avec l'accroissement du débit et/ou de la fréquence porteuse, les convertisseurs analogique-numériques électroniques peinent à répondre au besoin avec une cadence plafonnée à 10 GHz.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des recherches sur les polymères à effet électro-optique en Pays de la Loire démarrées dans le cadre du CPER N° 18007 « Photonique–Microondes » en 2000. Ce dernier a réuni des équipes ayant des compétences complémentaires : synthèse de polymères à effet électro-optique (CEISAM de Nantes et UCO2M du Mans), mise en forme de polymères et fabrication de guides d'ondes optiques (équipe Matériaux Fonctionnels de l'IREENA de Nantes et CCLO de Lannion), conception et

caractérisation de composants du point de vue optique et hyperfréquences (équipes Photonique et Communications et Communications Numériques et Radio Fréquences de l'IREENA de Nantes). Ces mêmes partenaires sont associés dans le cadre du projet régional MATTADOR (Matériaux, Technologies, Traitements et Architectures pour les systèmes et Dispositifs Optiques et Radiofréquences utilisés en communications) et du projet MODPOL retenu par l'ANR dans son appel à projet Télécommunications en 2007.

Dans cette thèse, nous visons à démontrer la faisabilité d'un modulateur Mach-Zehnder sur polymères à effet électro-optique pour son multiple intérêt scientifique et technique. C'est en effet un dispositif générique pouvant servir de brique de base dans certains autres dispositifs opto-hyperfréquences, tels que les filtres de signaux microondes, les antennes photoniques et les multiplieurs de fréquences. D'autre part, l'expérience et les compétences acquises et consolidées au cours de leur développement nous seront utiles pour l'étude d'autres dispositifs et fonctions, tels que les convertisseurs analogique-numérique de signaux RF par voie optique, les résonateurs et les filtres accordables. En outre, à l'heure actuelle, les modulateurs électro-optiques à base de polymères sont les seuls à pouvoir prétendre être bas coût, ce dernier élément étant déterminant pour une grande diffusion. Même sans avoir une bande passante exceptionnelle, si un modulateur à polymère est de faible coût et que sa tension de commande est basse, ce qui permet donc de se passer d'une électronique associée onéreuse, il peut être produit en grande quantité et installé chez l'abonné dans un réseau local professionnel ou domestique. Dans une antenne de radar à formation de faisceaux, comme les éléments radiants peuvent se chiffrer par milliers, on comprend l'importance du bas coût.

Nous avons étudié la structure optique d'un modulateur Mach-Zehnder à base d'un nouveau polymère PGMA/DR1 (PIII) [12] qui présente un effet électro-optique de stabilité améliorée grâce à une réticulation après l'orientation des chromophores (Poling) [13]. Dans sa conception, nous avons cherché à trouver un compromis optimal entre les principales caractéristiques suivantes : bande passante de la réponse du modulateur au signal électrique, signal de commande, pertes d'insertion optiques et taux d'extinction. Cette étude a été menée à l'aide du logiciel de simulation d'optique intégrée OptiBPM. Nous avons optimisé en même temps l'électrode de commande hyperfréquence à l'aide du logiciel HFSS. Pour simplifier le procédé technologique de fabrication de modulateurs et faciliter leur caractérisation à l'état non connectorisé, nous avons étudié plus particulièrement des transitions entre lignes coplanaire et microruban (GCPW-MS) très large bande sans via-holes ni motif dans le plan de

masse. En effet, ayant adopté la technique de Poling par effet couronne, pour avoir une efficacité électro-optique optimale, le signal de commande électrique doit être appliqué par une ligne microruban alors que nous utilisons un système sous pointes coplanaires de type GSG (*Ground Signal Ground*) pour amener le signal hyperfréquence. Ces transitions sont donc indispensables et doivent avoir la plus large bande passante possible et être faciles à réaliser.

Le premier chapitre est consacré à une présentation générale des principes de modulation de la lumière en mettant en avant l'avantage de la modulation externe en terme de bande passante et de « chirp », nous étudierons ensuite la notion de guidage de la lumière dans un guide plan afin d'illustrer les différents éléments qui nous seront nécessaires pour la conception du modulateur à base de polymère. Après une présentation de l'effet électro-optique linéaire, nous ferons un état de l'art des différents modulateurs électro-optiques à base des matériaux semi-conducteur (GaAs), niobate de lithium ($LiNbO_3$) et polymères. Nous présenterons le polymère électro-optique PGMA/DR1, baptisé PIII, utilisé dans notre étude ainsi que les techniques mises en place dans notre laboratoire pour orienter les chromophores et déterminer ses propriétés intrinsèques. Nous terminerons le chapitre par un état de l'art des modulateurs électro-optique à base de polymère.

Dans le deuxième chapitre nous commencerons par expliquer les différentes contraintes liées à la réalisation d'un modulateur électro-optique à base de polymère telles que l'épaisseur de film déposable avec le polymère PIII et l'orientation de ses chromophores. Nous expliquerons ensuite le choix d'une électrode de commande optimale après un bref rappel des lignes de transmission utilisées généralement pour la réalisation d'un tel composant. La conception optique et hyperfréquence de la structure d'un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder sera alors développée en détail.

Une étude approfondie de la partie hyperfréquence de notre modulateur fera l'objet du troisième et dernier chapitre. Notre but étant d'obtenir un composant faible coût, il est primordial de minimiser les étapes technologiques de sa réalisation et de simplifier l'accès à l'électrode de commande. Dans ce cadre, une étude sur les transitions entre lignes coplanaire et microruban (CPW-MS) est fondamentale. La largeur de la bande passante et la tension du signal de commande dépendent en grande partie de cette étude. Après un état de l'art des transitions CPW-MS large bande et sans via, nous avons retenu une topologie simple et bien adaptée à la caractérisation du modulateur électro-optique avec un système sous pointes. Nous présenterons et comparerons les résultats de mesures et de simulations de transitions réalisées

sur le substrat commercial NH9338 d'épaisseur 254 µm, de lignes coplanaires et de transitions réalisées sur le polymère SU8 en couche mince. Le bon accord entre les résultats de mesures et simulations nous permettra ensuite d'étudier et analyser l'influence des paramètres de transitions à l'aide de l'outil de simulation HFSS. Nous finirons le chapitre par une simulation des performances de l'ensemble hyperfréquence incluant l'accès électrique et l'électrode de commande retenue pour notre modulateur électro-optique.

Chapitre I : Modulation de la lumière

Chapitre I :

1. Modulation de la lumière

1.1. Introduction

La modulation de la lumière est une fonction essentielle pour la transmission des données par fibre optique, les systèmes opto-hyperfréquences utilisant la sous-porteuse optique pour le transport et le traitement des signaux hyperfréquences et certains capteurs, de champs électromagnétiques par exemple. Elle assure la conversion des signaux électriques en signaux optiques par variation d'un des paramètres de la lumière, tels que sa phase, son intensité, sa fréquence, ou sa polarisation parfois. Le type de modulation diffère selon les applications. Par exemple, le format de modulation est numérique dans les réseaux de télécommunications de cœur. Par contre, la modulation de la lumière est analogique en radio sur fibre dans les réseaux d'accès et les réseaux locaux domestiques, ce qui exige une très grande bande passante et une linéarité importante. Il en est de même pour les modulateurs dans les radars utilisant la sous-porteuse optique pour véhiculer des signaux hyperfréquences.

Dans ce chapitre, nous passerons d'abord en revue les différents modes de modulation. Nous introduirons des notions sur l'optique guidée et sur l'effet électro-optique nécessaires à l'exposé de la conception de modulateurs sur polymère électro-optique. Nous exposerons ensuite les différentes familles de modulateurs électro-optiques. Nous terminerons le chapitre par une présentation des techniques de caractérisation des matériaux polymères mises en œuvre au Laboratoire et un état de l'art des modulateurs sur polymères électro-optiques.

1.2. Modes de modulation

Une chaîne de transmission par fibre optique de base est constituée d'un module d'émission et d'un module de réception placés aux extrémités d'une fibre optique. Selon le format de modulation, le débit, la fréquence, la puissance requise, le type de source optique et le « chirp » acceptable, on recourt à la modulation directe ou à la modulation externe au niveau du module d'émission.

1.2.1. Modulation directe

La modulation directe consiste à faire varier le courant d'alimentation de la diode laser, seule source optique permettant une vitesse de modulation compatible avec les applications en télécommunications haut-débit à longue distance et avec les systèmes hyperfréquences, pour obtenir une onde lumineuse modulée en intensité en sortie. Cette solution requiert peu de composants (cf. figure 1- 1) et présente un faible coût de mise en œuvre. En plus de la source optique, seuls un générateur de courant et un circuit de commande (driver) sont nécessaires. Bien que simple, ce type de modulation n'est pas adapté aux applications exigeantes en termes de monochromaticité de la lumière. En effet la modulation du courant d'alimentation d'une diode laser provoque en général une variation de la fréquence de la lumière accompagnant la modulation de son intensité. Ce phénomène, appelé « chirp » en termes anglo-saxons, est dû à la modification de l'indice de réfraction du milieu actif par la variation de la densité de porteurs injectés [14;15]. Le phénomène de chirp conjugué avec la dispersion chromatique de la fibre optique peut dégrader le signal optique en provoquant un élargissement temporel des impulsions. En outre, la bande passante de la modulation directe est limitée par la fréquence de relaxation liée à la durée de vie des porteurs dans la diode laser. On peut l'améliorer en augmentant le courant de polarisation, mais cela au détriment de l'indice de modulation [16]. On trouve sur le marché des VCSEL à 850 nm mis en boitier et connectorisés à des fibres multimodes dont la bande passante atteint une dizaine de GHz [17]. Des lasers DFB à puits quantiques à 1550 nm optimisés et polarisés à 150 mA arrivent à des bandes passantes de 20 GHz [18]. Une bande passante de 30 GHz a été démontrée en laboratoire avec des lasers DFB à puits quantiques bi-électrode [19].

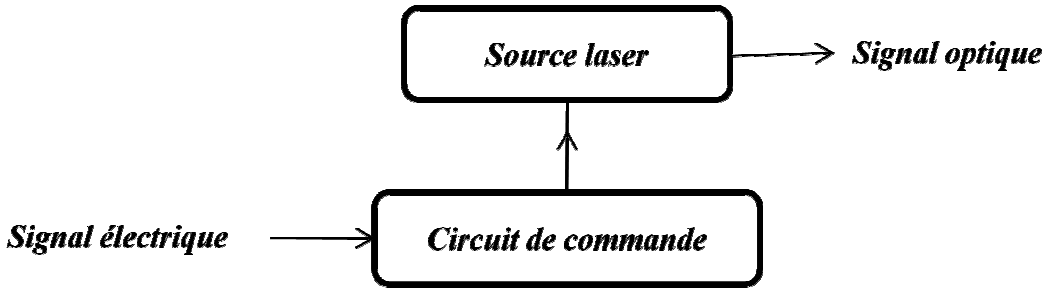


Figure 1- 1 : Synoptique d'un module d'émission en modulation directe

1.2.2. Modulation externe

La modulation externe consiste à modifier un paramètre de l'onde lumineuse à l'aide d'un modulateur externe à la source lumineuse. C'est la technique de modulation privilégiée des télécommunications haut débit à longue distance, car elle permet de limiter ou de contrôler le phénomène de « chirp », étant donné que la densité de porteurs dans le milieu actif est constante avec un courant de polarisation du laser maintenu constant (cf. figure 1- 2). Elle offre en général une bande passante plus importante et un indice de modulation bien plus élevé que la modulation directe en dédiant la fonction d'émission à la source laser et celle de modulation au modulateur et en les optimisant chacun pour leur fonction.

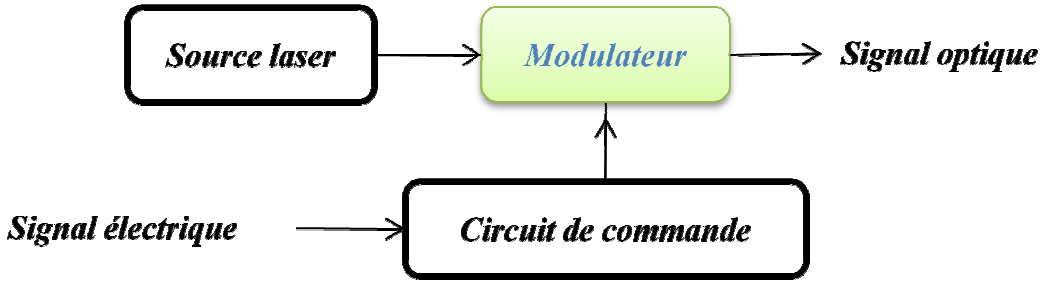


Figure 1- 2 : Synoptique d'un module d'émission en modulation externe

Selon la nature de leur signal de commande, on peut classer les modulateurs de lumière en plusieurs grandes catégories : acousto-optiques, magnéto-optiques et électro-optiques. Parmi ces modulateurs, seuls les modulateurs à commande électrique permettent d'atteindre des débits (≥ 10 Gb/s) ou des fréquences de modulation (≥ 10 GHz) compatibles avec les applications visées en télécommunications optiques et dans les systèmes hyperfréquences ; les autres types pouvant être utilisés dans certaines applications assez spécifiques. Par exemple, on peut réaliser un aiguillage spatial de signaux optiques ou effectuer un décalage de fréquence de faisceaux lumineux avec des cellules acousto-optiques de Bragg [20].

Avant de présenter les deux principaux types de modulateurs à commande électrique : modulateurs à électro-absorption et modulateurs électro-optiques, nous allons introduire d'abord les notions d'optique guidée et l'effet électro-optique. En effet, les effets physiques sous-jacents à leur fonctionnement sont sensibles au champ électrique appliqué. Pour produire une modulation significative à des fréquences élevées, il faut appliquer un champ électrique

intense avec un signal électrique de faible tension. C'est pourquoi on utilise des guides d'ondes optiques de faible dimension transverse h en appliquant une tension V à l'aide d'électrodes placées de part et d'autre des guides, pour obtenir un champ électrique E=V/h.

1.3. Guides d'ondes optiques

Nous allons étudier des guides plans, dont la simplicité de résolution analytique permet d'expliquer facilement les notions et les phénomènes utiles pour la conception de modulateurs sur polymère électro-optique, tels que le taux de confinement, la constante de propagation et l'onde évanescente. Les relations entre les paramètres opto-géométriques et les propriétés des guides plans resteront qualitativement valables pour les guides enterrés utilisés dans les modulateurs sur polymère électro-optique. Pour simplifier la présentation, nous supposerons ici que les milieux considérés sont linéaires, homogènes, transparents et isotropes.

1.3.1. Guides d'ondes optiques plans

Soit un guide d'ondes optiques plan constitué de 3 matériaux appelés respectivement cœur (strate d'épaisseur t_g et d'indice de réfraction n_2) et gaines (d'indices respectivement n_1 et n_3), avec $n_2 > n_3 \geq n_1$ (cf. figure 1- 3). Ils sont invariants suivant les axes des y et des z.

Figure 1- 3 : Structure d'un guide plan

Dans un guide optique constitué de matériaux diélectriques (conductivité $\sigma = 0$, donc courant nul), non-magnétiques (perméabilité $\mu = \mu_0$, perméabilité du vide) et électriquement neutres (densité de charge électrique $\rho = 0$), l'onde lumineuse s'y propageant est régie par les équations de Maxwell simplifiées suivantes :

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$ ***Équation 1- 1***

$$\nabla \wedge \vec{H} = n^2 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$ ***Équation 1- 2***

$$\nabla . \vec{H} = 0$$ ***Équation 1- 3***

$$\nabla . \vec{E} = 0$$ ***Équation 1- 4***

Dans ces équations, $\vec{E}$ et $\vec{H}$ représentent respectivement le champ électrique et l'excitation magnétique, ε_0 la permittivité électrique du vide avec $n^2 = \varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$, ε et ε_r respectivement la permittivité et la permittivité relative (ou constante diélectrique) des milieux diélectriques dans la gamme des fréquences optiques.

Nous pouvons en déduire d'une part l'équation d'onde, appelée aussi équation d'Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{n^2(\vec{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0$$ ***Équation 1- 5***

Dans cette équation, c est la célérité de la lumière dans le vide et $\vec{r}$ le rayon vecteur du point courant.

Une équation d'onde similaire peut être obtenue pour l'excitation magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t)$.

D'autre part, les relations de continuité des composantes tangentielles des champs aux interfaces séparant le cœur des gaines s'écrivent:

$$\vec{E}_{t2}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{t1}(\vec{r}, t) \quad et \quad \vec{H}_{t2}(\vec{r}, t) = \vec{H}_{t1}(\vec{r}, t) \quad à \ x = 0$$ ***Équation 1- 6***

$$\vec{E}_{t2}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{t3}(\vec{r}, t) \quad et \quad \vec{H}_{t2}(\vec{r}, t) = \vec{H}_{t3}(\vec{r}, t) \quad à \ x = -tg$$ ***Équation 1- 7***

Supposons que la lumière injectée dans la structure soit monochromatique de pulsation ω, nous pouvons alors écrire l'expression du champ lumineux comme suit :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \, exp \, (j\omega t)$$ ***Équation 1- 8***

Avec cette hypothèse de régime harmonique, l'équation d'onde se réduit à une équation différentielle par rapport aux variables d'espace uniquement :

$$\boldsymbol{\nabla^2\vec{E}(\vec{r}) + k^2n^2(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0} \qquad \textit{Équation 1- 9}$$

Où $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, k et λ_0 sont respectivement le module du vecteur d'onde et la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

Si la direction de propagation de la lumière injectée est selon l'axe des z, le champ fonction des variables d'espace s'écrit alors sous la forme : $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_T(x)exp\,(-j\beta z)$, où β est la constante de propagation qui décrit l'évolution de la phase de l'onde suivant l'axe des z, $\vec{E}_T(x)$ est la distribution transverse du champ, uniquement fonction de x, étant donné qu'il n'y a pas de discontinuité suivant l'axe des y. En reportant $\vec{E}(\vec{r})$ dans l'équation d'onde (1- 9), nous obtenons, pour chacune de ses composantes :

$$\boldsymbol{\frac{\partial^2\vec{E}_T(x)}{\partial x^2} + \left(k^2n_i^2 - \beta^2\right)\vec{E}_T(x) = 0} \qquad \textit{Équation 1- 10}$$

Où i = 1, 2 et 3 suivant la zone considérée.

Le champ $\vec{E}_T(x)$ et sa dérivée $\frac{\partial\vec{E}_T(x)}{\partial x}$ doivent être continus aux interfaces entre les trois milieux. Les solutions $\vec{E}_T(x)$ de cette équation sont sinusoïdales ou exponentielles en fonction de x selon le signe de la quantité $(k^2n_i^2 - \beta^2)$, comme cela est présenté sur la figure 1- 4.

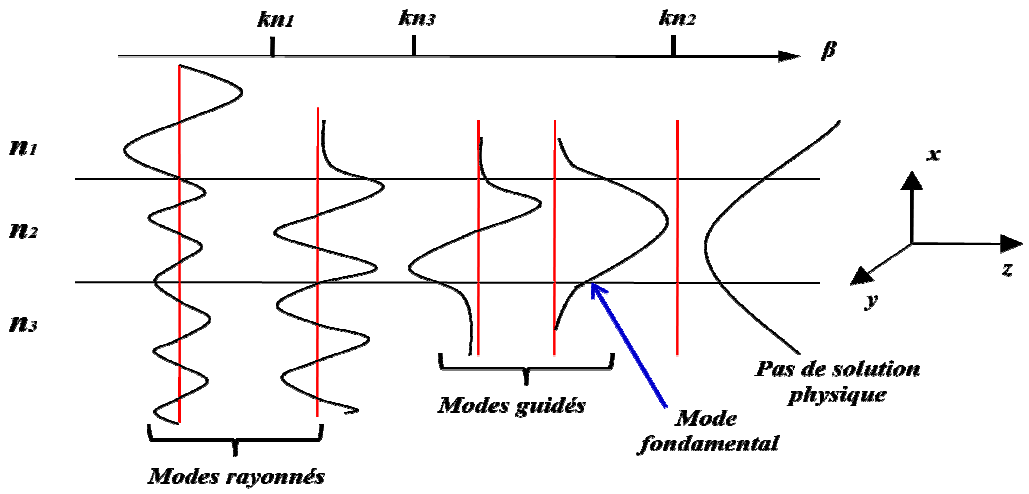


Figure 1- 4 : Différents régimes de confinement selon la valeur de la constante de propagation

- Pour $\beta > kn_2$, la solution ne correspond à aucune réalité physique, sinon le champ croîtrait exponentiellement dans les gaines, ce qui est impossible.
- Pour $kn_3 > \beta$, les solutions correspondent à des modes de fuite (ou rayonnés), qui provoquent la perte rapide d'énergie au cours de la propagation de l'onde lumineuse.
- Seules les solutions obtenues avec $kn_2 > \beta > kn_3$ correspondent à des modes guidés. L'énergie lumineuse est alors essentiellement confinée dans le cœur d'indice n_2 avec une distribution sinusoïdale suivant l'axe des x. Une onde évanescente est présente dans les gaines d'indices n_3 et n_1 dont l'amplitude décroît exponentiellement à mesure qu'on s'éloigne de l'interface vers les gaines.

En raison des conditions de continuité issues des équations de Maxwell, pour un guide de paramètres opto-géométriques donnés, seules certaines distributions transverses $E_{y0}(x)$ permettent une propagation du champ lumineux sans pertes si les matériaux eux mêmes ne présentent pas d'absorption. On les appelle les modes de propagation guidée.

La propagation guidée de l'onde électromagnétique diffère dans une même structure selon sa polarisation. On distingue deux modes de polarisation : le mode TE (Transverse Electrique) dont le champ électrique $\vec{E}$ est parallèle à l'axe des y et le mode TM (Transverse Magnétique) avec l'excitation magnétique $\vec{H}$ parallèle à l'axe des y. Nous illustrons les paramètres caractéristiques de la propagation guidée à travers le mode de polarisation TE avant de donner les résultats essentiels du mode de polarisation TM.

1.3.1.1. Mode de polarisation TE

Dans ce mode de polarisation, seule la composante y du champ lumineux est non nulle :

$$\boldsymbol{E_y(x,z,t) = E_{y0}(x)\, exp\, j(\omega t - \beta z)} \qquad \textit{Équation 1- 11}$$

Nous déterminons la distribution transverse du champ $E_{y0}(x)$ en résolvant l'équation $\frac{\partial^2 E_{y0}(x)}{\partial x^2} + (k^2 n_i^2 - \beta^2)E_{y0}(x) = 0$ (i = 1, 2 et 3) et en utilisant la continuité de $E_{y0}(x)$ aux interfaces du cœur avec les gaines à x = 0 et x = – tg et celle de la dérivée $\frac{\partial E_{y0}(x)}{\partial x}$ à l'interface x=0. Cette distribution est donnée par la relation 1- 12.

$$E_{y0} = \begin{cases} B\,exp\,(-qx) & 0 \le x \le \infty \\ B[cos(hx) - \frac{q}{h} sin(hx)] & -tg \le x \le 0 \\ B\left[cos(ht_g) + \frac{q}{h} sin(ht_g)\right] exp[p(x + t_g)] & -\infty \le x \le -tg \end{cases}$$ *Équation 1- 12*

Où les paramètres pour les modes guidés sont positifs et donnés par les expressions suivantes :

$$q = (\beta^2 - k^2 n_1^2)^{\frac{1}{2}} \qquad p = (\beta^2 - k^2 n_3^2)^{\frac{1}{2}} \qquad h = (k^2 n_2^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$$ *Équation 1- 13*

La constante B dépend de la puissance lumineuse injectée dans le guide.

1.3.1.2. Equation de dispersion et modes guidés

Nous remarquons que les paramètres p, q et h, de la formule 1-13, sont tous exprimés en fonction de la constante de propagation β. La continuité de la dérivée $\frac{\partial E_{y0}(x)}{\partial x}$ à l'interface x = - tg permet d'établir une équation pour déterminer cette constante de propagation β :

$$ht_g = arctan(\frac{q}{h}) + arctan(\frac{p}{h}) + m\pi \qquad pour\ m = 0, 1, 2 \ldots$$ *Équation 1- 14*

Cette équation transcendantale, appelée équation de dispersion, n'admet que des solutions discrètes pour la constante de propagation β, en fonction des indices n_2, n_3 et n_1, de l'épaisseur du cœur t_g, de la longueur d'onde de la lumière λ_0 et du nombre entier m. Chaque valeur β_m correspond à une distribution transverse du champ lumineux $E_{y0}(x)$ dans le guide, appelée mode d'ordre m (cf. figure 1- 5).

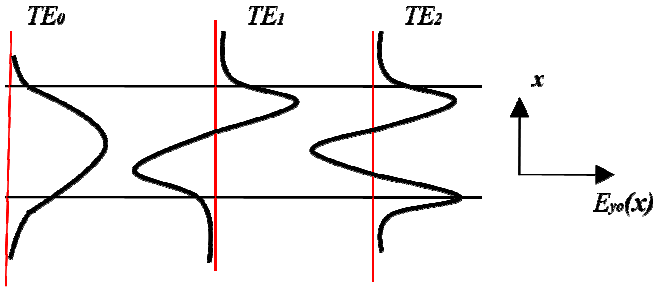


Figure 1- 5 : Distribution transverse du champ lumineux des modes d'ordre 0, 1 et 2 en polarisation TE

1.3.1.3. Indice effectif et constante de propagation

Dans les expressions des paramètres q, p et h, la constante de propagation β est homogène au produit d'un indice de réfraction par le module du vecteur d'onde k de la lumière dans le vide, on pose donc $\beta = n_{eff}k$ pour définir l'indice effectif n_{eff} pour le mode d'ordre m. La phase de l'onde lumineuse du mode d'ordre m évolue en fonction de z comme si c'était une onde plane se propageant dans un milieu d'indice n_{eff}. Pour un mode guidé, cet indice varie entre l'indice de réfraction de la gaine la plus réfringente et celui du cœur, soit $n_3 < n_{eff} < n_2$ en l'occurrence, selon la proportion de lumière guidée dans le cœur et dans les gaines. Plus la proportion de la lumière dans le cœur est grande, plus l'indice effectif se rapproche de son indice n_2. Sur la figure 1- 6, l'indice effectif est présenté en fonction de l'ordre du mode TE et du rapport entre l'épaisseur du cœur t_g du guide et la longueur d'onde de la lumière λ_0. L'évolution de l'indice effectif, donc de la phase, de la lumière diffère selon l'ordre du mode guidé.

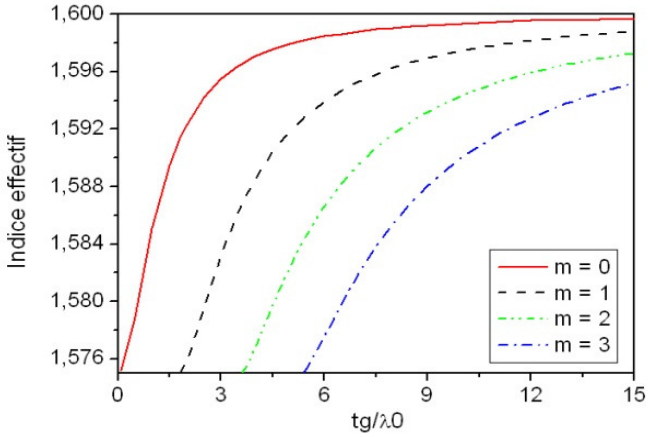


Figure 1- 6 : Évolution de l'indice effectif en fonction de l'ordre du mode en polarisation TE et du rapport entre l'épaisseur du cœur t_g du guide et la longueur d'onde de la lumière λ_0 = 1550 nm pour n_2 = 1,6 et $n_1 = n_3$ = 1,575

1.3.1.4. Relation entre l'ordre des modes guidés et les paramètres opto-géométriques

Pour cette étude, on se place dans le cas d'un guide symétrique où $n_1 = n_3$. La lumière du mode d'ordre m n'est guidée que lorsque $\mathrm{kn}_2 > \beta_\mathrm{m} > k\mathrm{n}_3 = \mathrm{kn}_1$. Dans le cas limite où $\beta_\mathrm{m} = \mathrm{kn}_3 = \mathrm{kn}_1$, l'équation 1- 13 donne :

$$\boldsymbol{q = p = 0} \qquad \boldsymbol{h = k^2(n_2^2 - n_1^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \textit{Équation 1- 15}$$

De l'équation 1- 15 et de l'équation de dispersion 1- 14, nous déduisons les conditions d'obtention du mode m en polarisation TE :

$$\boldsymbol{\Delta n = n_2 - n_1 > \frac{m^2\lambda_0^2}{4t_g^2(n_2+n_1)}} \qquad \textit{Équation 1- 16}$$

Pour qu'un mode d'ordre donné soit guidé, il faut que l'écart d'indice entre le cœur et les gaines et/ou l'épaisseur du cœur soit d'autant plus grand que la longueur d'onde est grande. En principe, le mode fondamental m = 0 peut toujours être guidé mais son confinement sera mauvais lorsque le contraste d'indice Δn est faible et/ou que la couche de cœur est mince (cf. figure 1- 6). Le guide est monomode si seul le mode fondamental peut s'y propager. On le qualifie de multimode s'il admet deux modes au minimum.

1.3.1.5. Onde évanescente et taux de confinement

D'après ce que nous avons vu, les paramètres q et p de la relation 1- 13 peuvent être écrits en fonction de l'indice effectif :

$$\boldsymbol{q = k(n_{eff}^2 - n_1^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \boldsymbol{p = k(n_{eff}^2 - n_3^2)^{\frac{1}{2}}} \qquad \textit{Équation 1- 17}$$

D'après les équations 1- 12 et 1- 17, l'onde évanescente présente dans les gaines décroît d'autant plus vite vers les gaines suivant la normale, et donc le confinement de la lumière dans le cœur est d'autant meilleur, que :

- Le contraste d'indice entre le cœur et les gaines est grand,
- L'épaisseur du cœur est grande par rapport à une longueur d'onde donnée.

Cette onde évanescente mérite quelque attention particulière, en présence des électrodes de part et d'autre du guide, comme cela est notre cas pour appliquer des signaux de commande. Les épaisseurs des gaines inférieure et supérieure doivent être suffisamment grandes afin d'éviter que l'énergie ne soit absorbée par les électrodes.

Le champ dans les gaines optiques, en l'occurrence les zones 1 et 3 sur la figure 1- 3, décroît exponentiellement suivant la normale à l'interface entre le cœur et les gaines. Il décroît d'un facteur e à une distance appelée profondeur de pénétration. Dans le cas d'un guide symétrique où $n_1 = n_3$, la profondeur de pénétration de l'onde évanescente du mode fondamental dans les gaines est donnée par la relation 1- 18 en fonction des indices de réfraction des matériaux et de l'épaisseur du cœur du guide optique :

$$\boldsymbol{\eta_1 = \frac{A_1}{\pi}\left[1 - \left(\frac{A_1}{t_g}\frac{1}{\left(1 + \frac{2n_1^2 A_1}{\pi n_2^2 t_g}\right)}\right)^2\right]^{-1/2}}$$ ***Équation 1- 18***

Avec :

$$\boldsymbol{A_1 = \frac{\lambda_0}{2\left(n_2^2 - n_1^2\right)^{1/2}}}$$ ***Équation 1- 19***

Les connaissances de la profondeur de pénétration de l'onde évanescente dans les gaines nous permettront d'optimiser les choix des épaisseurs des gaines dans la conception d'un modulateur électro-optique.

Le taux de confinement optique C correspond à la portion de la puissance confinée dans le cœur sur la puissance totale guidée. Il est fonction de la présence de l'onde évanescente dans les gaines et donné par la relation suivante :

$$\boldsymbol{C = \frac{\int_{-t_g}^{0} R(x)dx}{\int_{-\infty}^{\infty} R(x)dx}}$$ ***Équation 1- 20***

Où R(x) est le module du vecteur de Poynting donné par $R(x) = \frac{1}{2}\, E_{y0}(x) H_{Z0}(x)$ pour le mode TE, où $H_{Z0}(x)$ peut être exprimée en fonction de $E_{y0}(x)$.

Un fort taux de confinement permet de minimiser la tension de commande du modulateur comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre.

1.3.1.6. Mode de polarisation TM

La composante y de l'excitation magnétique pour ce mode est la seule composante non nulle ($H_{yo} \neq 0$). Les composantes x et z du champ lumineux s'exprimeront en fonction de H_{yo} :

$$\frac{\partial^2 H_{yo}(x)}{\partial x^2} + \left(k^2 n_i^2 - \beta^2\right) H_{yo}(x) = 0 \quad i = 1, 2 \; et \; 3 \qquad \textit{Équation 1- 21}$$

$$E_{xo}(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu_0} H_{yo}(x) \qquad \textit{Équation 1- 22}$$

$$E_{zo}(x) = -\frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial H_{yo}(x)}{\partial x} \qquad \textit{Équation 1- 23}$$

La résolution de ce système permet d'obtenir la distribution transverse de l'excitation magnétique décrite dans la relation suivante :

$$H_{y0} = \begin{cases} -(\frac{h}{q_1}) D \, exp\left(-qx\right) & 0 \leq x \leq \infty \\ D[-(\frac{h}{q_1}) cos(hx) + sin(hx)] & -tg \leq x \leq 0 \\ -D\left[(\frac{h}{q_1}) cos(ht_g) + sin(ht_g)\right] exp[p(x + t_g)] & -\infty \leq x \leq -tg \end{cases} \qquad \textit{Équation 1- 24}$$

Finalement, on détermine les valeurs discrètes de sa constante de propagation β en résolvant l'équation de dispersion suivante :

$$ht_g = arctan(\frac{q_1}{h}) + arctan(\frac{p_1}{h}) + m\pi \qquad pour \; m = 0, 1, 2 \ldots \qquad \textit{Équation 1- 25}$$

Avec

$$q_1 = \frac{n_2^2}{n_1^2} q \quad et \quad p_1 = \frac{n_2^2}{n_3^2} p \qquad \textit{Équation 1- 26}$$

D est une constante similaire à B dans l'équation 1- 12.

1.3.2. Guides d'ondes à largeur limitée

En pratique, pour la plupart des applications, on utilise des guides à largeur limitée pour confiner la lumière suivant les deux directions transverses à l'axe de propagation. La résolution analytique de l'équation d'onde devenant impossible, on recourt alors à des méthodes numériques pour déterminer leurs propriétés. Dans nos travaux, nous avons utilisé le logiciel de simulation numérique d'optique intégrée OptiBPM. Les relations entre les caractéristiques des guides et leurs paramètres opto-géométriques tirées des guides plans restent qualitativement valables pour les guides à largeur limitée, notamment les guides enterrés, dans lesquels le cœur d'indice n_2 est entouré du matériau gaine d'indice inférieur n_1. Nous aborderons plus en détail ce type de guide dans le deuxième chapitre.

1.4. Effet électro-optique

L'effet électro-optique sur lequel repose le modulateur électro-optique que nous étudions fait partie d'une classe générale d'effets optiques non-linéaires. Nous en donnons un aperçu avant de présenter l'effet électro-optique en détails

1.4.1. Effets optiques non linéaires

Les propriétés optiques d'un milieu, telles que son indice de réfraction et son absorption, sont en général indépendantes de l'intensité de la lumière incidente lorsque celle-ci n'est pas trop élevée. On est en régime d'optique linéaire parce que la polarisation diélectrique induite est proportionnelle au champ lumineux incident.

Par contre, lorsque le champ lumineux appliqué E atteint le même ordre de grandeur que le champ atomique (~10^{10} V/m), comme cela est rendu possible du fait de la cohérence des faisceaux laser, la réponse du milieu devient non-linéaire, à l'instar d'un pendule. On peut écrire la polarisation diélectrique P_i comme un développement non-linéaire des champs lumineux [21]:

$$\boldsymbol{P_i = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \varepsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \varepsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \cdots} \qquad \textit{Équation 1- 27}$$

Où $\chi_{ij}^{(1)}$ est le tenseur de susceptibilité linéaire, $\chi_{ijk}^{(2)}$ et $\chi_{ijkl}^{(3)}$ sont les tenseurs de susceptibilités quadratique et cubique, E_j, E_ket E_l sont les différentes composantes de champ électrique. Dans un milieu dont la structure microscopique est centrosymétrique, les tenseurs d'ordre pair sont nuls, notamment le tenseur de susceptibilité d'ordre deux.

On simplifie le développement de la polarisation en ignorant le caractère vectoriel des champs :

$$\boldsymbol{P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \cdots} \qquad \textit{Équation 1- 28}$$

Suivant les milieux et les conditions expérimentales, le terme quadratique de la polarisation en fonction des champs électriques peut donner lieu à la génération du second harmonique (SHG en anglais pour Second Harmonic Generation) ou à une modification de l'indice de réfraction. La SHG est relativement facile à comprendre étant donné qu'une fois induite, la polarisation agit en source de champ électrique. Néanmoins, pour obtenir une SHG macroscopiquement significative, certaines conditions doivent être remplies, notamment celle de l'accord de phase qui permet une cumulation de champs de second harmonique créés localement.

Pour expliquer la modification de l'indice de réfraction, considérons un milieu soumis à un champ lumineux de pulsation ω_0 et à un champ électrique de pulsation ω_e beaucoup plus basse que ω_0 :

$$\boldsymbol{E(t) = E_e cos(\omega_e t) + E_0 cos(\omega_0 t) \approx E_e + E_0 cos(\omega_0 t)} \qquad \textit{Équation 1- 29}$$

En reportant cette expression du champ dans la formule 1- 28, on obtient alors celle de la polarisation à la pulsation ω_0 :

$$\boldsymbol{P(\omega_0) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 cos(\omega_0 t) + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_e E_0 cos(\omega_0 t)}$$
$$\boldsymbol{+3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_e^2 E_0 cos(\omega_0 t) + \frac{3}{4}\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 cos(\omega_0 t)} \qquad \textit{Équation 1- 30}$$

Pour déterminer l'expression de l'indice de réfraction n du milieu en régime d'optique non-linéaire par analogie à la relation entre l'indice de réfraction n_L en régime d'optique linéaire et la susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$: $n_L^2 = 1 + \chi^{(1)}$, nous posons comme susceptibilité effective χ_{eff} le coefficient de proportionnalité entre la polarisation et le champ optique :

$$\boldsymbol{P(\omega_0) = \varepsilon_0 \chi_{eff} E_0 cos(\omega_0 t)}$$ ***Équation 1- 31***

Par identification des deux expressions de la polarisation P (ω_0), nous obtenons :

$$\boldsymbol{\chi_{eff} = \chi^{(1)} + 2\chi^{(2)} E_e + 3\chi^{(3)} E_e^2 + \frac{3}{4}\chi^{(3)} E_0^2}$$ ***Équation 1- 32***

On écrit par analogie la relation entre l'indice de réfraction du milieu n et la susceptibilité effective χ_{eff} :

$$\boldsymbol{n^2 = 1 + \chi_{eff} = n_L^2 + 2\chi^{(2)} E_e + 3\chi^{(3)} E_e^2 + \frac{3}{4}\chi^{(3)} E_0^2}$$ ***Équation 1- 33***

Par conséquent nous obtenons l'expression approchée de l'indice de réfraction tenant compte de la petitesse des autres termes devant n_L^2:

$$\boldsymbol{n \approx n_L + \frac{1}{n_L}\chi^{(2)} E_e + \frac{3}{2n_L}\chi^{(3)} E_e^2 + \frac{3}{8n_L}\chi^{(3)} E_0^2}$$ ***Équation 1- 34***

Où les 2ème, 3ème et 4ème termes de droite correspondent respectivement à l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels), à l'effet électro-optique quadratique (effet Kerr) et à l'effet Kerr optique.

Les deux effets Kerr font partie des effets non-linéaires du troisième ordre. L'effet Kerr a été observé pour la première fois par John Kerr en 1875. Il se produit particulièrement dans des liquides et éventuellement dans des gaz [22] et est à l'origine de la biréfringence induite dans certains milieux sous l'effet de l'application d'un champ électrique. L'effet Kerr optique se traduit par une variation de l'indice de réfraction du milieu en fonction de la puissance du faisceau lumineux incident. Il est responsable entre autres des phénomènes d'auto-focalisation et d'auto-modulation de phase qui se produisent respectivement lorsqu'un faisceau lumineux présente une variation d'intensité dans un plan transverse à sa direction de propagation et dans le temps [21].

On s'intéresse ici à l'effet électro-optique linéaire, appelé couramment effet électro-optique et connu aussi sous le nom d'effet Pockels. Etant lié à la susceptibilité d'ordre deux, l'effet Pockels ne peut être observé dans un milieu dont la structure microscopique est centrosymétrique.

1.4.2. Effet électro-optique (Pockels)

1.4.2.1. Ellipsoïde des indices

Dans un milieu anisotrope, chaque composante du déplacement électrique D est une combinaison linéaire des trois composantes du champ électrique E :

$$\boldsymbol{D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j} \qquad \textit{Équation 1- 35}$$

Dans cette équation, les indices i, j = x, y et z, désignent respectivement les composantes suivant les axes x, y et z. Les neuf éléments ε_{ij} constituent le tenseur de permittivité diélectrique et forment une matrice 3x3. On peut démontrer, par un choix convenable de l'orientation des axes des coordonnées, qu'il est possible de transformer le tenseur ci-dessus en un tenseur dont seuls les éléments situés sur la diagonale de la matrice sont non nuls : $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_x$, $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_y$ et $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_z$. Dans ce cas la matrice du tenseur est appelée base principale, les axes sont alors les axes principaux et les éléments de la matrice les constantes diélectriques principales [23]. On définit également les indices de réfraction principaux :

$$\boldsymbol{n_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_0}}, \qquad n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_0}} \; et \quad n_z = \sqrt{\frac{\varepsilon_z}{\varepsilon_0}},} \qquad \textit{Équation 1- 36}$$

Ainsi l'ellipsoïde des indices qui décrit les propriétés optiques d'un milieu anisotrope transparent a pour équation dans les axes principaux du tenseur de permittivité :

$$\boldsymbol{\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1} \qquad \textit{Équation 1- 37}$$

Pour une onde lumineuse se propageant suivant l'axe z dans un milieu dont l'anisotropie est décrite par l'ellipsoïde ci-dessus, la composante de son champ électrique vibrant suivant la direction x se propage à la vitesse $v = \frac{c}{n_x}$ et « voit » donc un indice de réfraction égal à n_x, sa composante vibrant suivant la direction y « voit » quant à elle un indice égal à n_y.

1.4.2.2. Tenseur électro-optique

En 1893, Pockels découvre l'effet électro-optique linéaire qui porte son nom. Il correspond à une déformation de l'ellipsoïde des indices proportionnelle au champ électrique appliqué décrite par la formule générale suivante :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad \textit{Équation 1- 38}$$

En présence d'un champ électrique appliqué **E** (E_x, E_y, E_z), chacun des coefficients de l'équation 1- 38 subit une variation linéaire due à l'effet électro-optique :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \left(\frac{1}{n^2}\right)_i\Big|_{E=0} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i \qquad i = 1,\ 2,..,6 \qquad \textit{Équation 1- 39}$$

Où d'une part, par identification entre (1-37) et (1-38), les valeurs des coefficients en l'absence de champ électrique appliqué s'écrivent :

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1\Big|_{E=0} = \frac{1}{n_x^2},\ \left(\frac{1}{n^2}\right)_2\Big|_{E=0} = \frac{1}{n_y^2},\ \left(\frac{1}{n^2}\right)_3\Big|_{E=0} = \frac{1}{n_z^2}$$

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_4\Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_5\Big|_{E=0} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_6\Big|_{E=0} = 0 \qquad \textit{Équation 1- 40}$$

D'autre part, leur variation induite par l'effet électro-optique s'écrivent :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_j^3 r_{ij}\ E_j \qquad i = 1,\ 2,..,6 \qquad \textit{Équation 1- 41}$$

Où on utilise la convention 1 = x, 2 = y et 3 = z pour la sommation. Cette relation linéaire peut aussi s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}$$

Équation 1- 42

Les 18 éléments de la matrice 3x6 sont les coefficients électro-optiques dont l'ensemble forme le tenseur électro-optique qui décrit complètement l'effet électro-optique. Suivant le groupe de symétrie auquel appartient le matériau, certains éléments du tenseur électro-optique sont nuls, d'autres sont soit égaux soit de signes opposés.

Les principaux matériaux électro-optiques actuellement étudiés et utilisés pour la réalisation de modulateurs sont le niobate de lithium ($LiNbO_3$), l'arséniure de gallium (GaAs) et des polymères électro-optiques. Le tableau 1- 1 récapitule leurs tenseurs électro-optiques linéaires :

$LiNbO_3$	GaAs	Polymères
$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{13} & 0 \\ r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$

Tableau 1- 1 : Tenseurs électro-optiques des principaux matériaux à effet Pockels

Les coefficients électro-optiques pour le $LiNbO_3$ sont : r_{22} = 3,4 pm/V, r_{13} = 8,6 pm/V, r_{33} = 30,8 pm/V et r_{51} = 28 pm/V et pour le GaAs r_{41} = 1,4 pm/V.

À noter que les polymères présenteront une anisotropie uniaxe uniquement après une étape d'orientation de leurs chromophores responsables de leur propriété électro-optique par un champ électrique. Cette opération, appelé poling en anglais, est indispensable pour faire apparaître l'effet électro-optique au niveau macroscopique. Leur axe optique z sera orienté suivant le champ de poling utilisé.

1.4.2.3. Orientation optimum pour le signal électrique et la polarisation de la lumière

Pour tirer le meilleur parti de l'effet électro-optique d'un matériau, la direction du champ électrique appliqué doit être choisie de manière à exploiter son coefficient électro-optique le plus élevé. Par exemple, $LiNbO_3$ est un matériau anisotrope uniaxe en l'absence de l'effet électro-optique, son ellipsoïde des indices ne possède donc qu'un seul axe de symétrie, appelé axe optique. On oriente l'axe z suivant cet axe de symétrie, l'équation de son ellipsoïde des indices en l'absence de champ électrique s'écrit donc :

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2}+\frac{z^2}{n_e^2}=1 \qquad \textit{Équation 1- 43}$$

Avec $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$, où n_o représente l'indice ordinaire et n_e l'indice extraordinaire. Comme r_{33} = 30,8 pm/V est son plus grand coefficient électro-optique, on applique toujours le signal de commande électrique suivant son axe z pour produire un champ électrique E_3 suivant l'axe z. Sous l'effet électro-optique, d'après les formules (1-38) à (1-42) et le tenseur électro-optique du $LiNbO_3$, l'équation de son ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\left(\frac{1}{n_o^2}+r_{13}E_3\right)x^2+\left(\frac{1}{n_o^2}+r_{13}E_3\right)y^2+\left(\frac{1}{n_e^2}+r_{33}E_3\right)z^2=1 \qquad \textit{Équation 1- 44}$$

L'effet électro-optique ne modifie ici que la demi-longueur de l'ellipsoïde des indices. Par identification entre (1-37) et (1-44), la demi-longueur suivant l'axe z s'écrit :

$$\frac{1}{n_z^2}=\frac{1}{n_e^2}+r_{33}E_3 \text{ d'où } n_z=\frac{n_e}{\sqrt{1+n_e^2 r_{33}E_3}}\approx n_e-\frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_3 \text{ étant donné que } n_e^2 r_{33}E_3 \ll 1$$

L'indice de réfraction « vu » par le champ lumineux suivant l'axe z subit une variation :

$$\Delta n_z=-\frac{1}{2}n_e^3 r_{33}E_3 \qquad \textit{Équation 1- 45}$$

Cet indice est proportionnel au champ électrique appliqué E_3, au coefficient électro-optique r_{33} et au cube de l'indice de réfraction n_e. De même, l'indice de réfraction « vu » par le champ lumineux suivant l'axe x ou suivant l'axe y ($n_x = n_y \cong n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_3$) subit une variation $\Delta n_x = \Delta n_y \cong -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E_3$, proportionnelle au coefficient électro-optique r_{13} et au

cube de l'indice de réfraction n_o. Comme les indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e sont très peu différents et que le coefficient r_{33} est presque trois supérieur au coefficient r_{13}, le champ lumineux suivant l'axe z subit un effet électro-optique trois fois plus important que le champ lumineux suivant l'axe x en terme de variation d'indice de réfraction lorsqu'on applique un champ électrique suivant l'axe optique z de $LiNbO_3$.

1.5. Modulateurs à commande électrique

Il existe deux principaux types de modulateurs dans cette famille : modulateurs à électro-absorption et modulateurs électro-optiques. Ils présentent chacun des avantages et limites spécifiques. Dans ce paragraphe, nous expliquerons leur principe de fonctionnement et définirons leurs paramètres caractéristiques mesurant leurs performances, en insistant plus particulièrement sur les modulateurs électro-optiques.

1.5.1. Modulateurs à électro-absorption

Le fonctionnement des modulateurs à électro-absorption repose sur les modifications du spectre d'absorption de matériaux semi-conducteurs soumis à un champ électrique. L'effet électro-absorption est connu sous différents noms selon le type de matériau utilisé : effet Franz-Keldysh dans les matériaux semi-conducteurs massifs et effet Stark confiné quantiquement dans les structures à puits quantiques. Ces effets font apparaitre des oscillations dans le coefficient d'absorption inter-bande [24-27]. Les modifications du spectre d'absorption sont bien plus prononcées dans une structure quantique que dans un matériau massif.

Les modulateurs à électro-absorption sont beaucoup plus compacts que les modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder sur $LiNbO_3$ à bande passante équivalente. Ils se prêtent bien à intégration avec des diodes laser et sont peu sensibles à la polarisation de la lumière. Ils ont en outre l'avantage de ne nécessiter qu'une faible tension de commande. Par contre, en tant que concurrents aux modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder sur $LiNbO_3$ pour les applications à 40 Gb/s, ils présentent plusieurs inconvénients : chirp plus important, plage de longueur d'onde plus réduite, faible puissance optique admissible et dérive thermique [28;29].

1.5.2. Modulateurs électro-optiques

Le principe physique sous-jacent à ce type de modulateurs est l'effet électro-optique. Il permet de modifier le déphasage d'un faisceau lumineux au moyen d'un signal électrique. Sa réalisation la plus directe est donc un modulateur de phase. On peut transformer la modulation de phase en une modulation d'amplitude à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

1.5.2.1. Modulateur de phase

Le modulateur de phase est constitué d'un guide d'onde optique monomode, dont le cœur est constitué d'un matériau électro-optique (cf. figure 1- 7). Une électrode placée au-dessus du guide permet d'appliquer un signal électrique de commande.

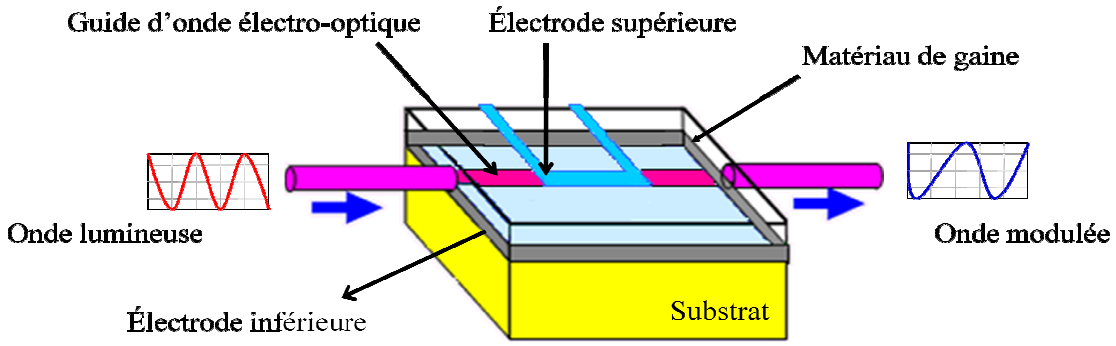


Figure 1- 7 : Schéma d'un modulateur de phase

La variation de l'indice effectif induite par l'application du champ électrique E s'écrit :

$$\Delta n_{eff} = \frac{1}{2} n^3 r E \Gamma \qquad \textit{Équation 1- 46}$$

Où n et r représentent respectivement l'indice de réfraction et le coefficient électro-optique du matériau de cœur, Γ le taux de recouvrement entre l'onde optique et le champ électrique appliqué. Ce paramètre peut être calculé à partir de la formule suivante [30]:

$$\Gamma = \frac{h}{V}\frac{\int_{-\frac{L_g}{2}}^{\frac{L_g}{2}}\int_{-t_g}^{0} E_o^2(x,y)E(x,y)dxdy}{\int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}}\int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} E_o^2(x,y)dxdy}$$ ***Équation 1- 47***

Dans l'équation 1- 47, $E_0(x, y)$ et $E(x, y)$ représentent respectivement le champ optique et le champ électrique dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde lumineuse, h la distance entre les électrodes, V la tension appliquée, s la largeur totale du guide optique, Lg et t_g représentent respectivement la largeur et l'épaisseur du cœur en polymère électro-optique.

Le taux de confinement pour un guide à largeur limitée est donné par la formule suivante, analogue à l'expression obtenu pour un guide plan (cf. relation 1- 20) :

$$C = \frac{\int_{-\frac{L_g}{2}}^{\frac{L_g}{2}}\int_{-t_g}^{0} E_o^2(x,y)dxdy}{\int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}}\int_{-\frac{s}{2}}^{\frac{s}{2}} E_o^2(x,y)dxdy}$$ ***Équation 1- 48***

Pour avoir un taux de recouvrement optimal, il est indispensable d'avoir un taux de confinement maximum, étant donné que le taux de recouvrement (1- 47) est plafonné par ce dernier.

Le déphasage subit par l'application du champ électrique s'écrit alors sous la forme :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta n_{eff} L$$ ***Équation 1- 49***

Avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide et L la longueur d'interaction entre l'onde optique et l'onde électrique.

<u>Tension demi-onde Vπ</u>

Nous définissons par ce terme la tension de commande du modulateur électro-optique qui permet d'induire une variation de phase de π sur l'onde lumineuse en sortie du modulateur. En utilisant les relations (1- 46) et (1- 49), on obtient:

$$V_\pi = \frac{\lambda_0 h}{r n^3 \Gamma L}$$ ***Équation 1- 50***

La tension V_π est une caractéristique importante du modulateur EO. On cherche à la réduire au maximum aussi bien pour diminuer la consommation que pour faciliter la conception de drivers large bande. Avec un coefficient électro-optique et une longueur d'onde donnés, pour réduire la tension demi-onde, on peut soit augmenter la longueur d'interaction L entre l'onde optique et le signal électrique, soit diminuer la distance entre l'électrode et le plan de masse.

Pertes d'insertion optiques

Les solutions envisagées ci-dessus pour réduire la tension demi-onde représentent un inconvénient pour les autres caractéristiques d'un modulateur. En effet, d'une part, une longueur d'interaction plus grande dégrade les pertes optiques à cause de l'absorption du matériau électro-optique et la bande passante du modulateur (cf. paragraphe § 1.5.3 pour les raisons). D'autre part, une diminution de l'épaisseur du substrat h risque de réduire le taux de confinement de l'onde optique et de provoquer une absorption de l'onde évanescente par l'électrode. Le compromis à trouver entre une faible tension de commande et une large bande passante est un point primordial lors de la conception d'un modulateur EO, cette partie sera étudiée plus en détail dans le deuxième chapitre.

1.5.2.2. Modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder

La figure 1- 8 montre l'architecture d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder. Il est composé d'une jonction Y en entrée permettant de séparer le faisceau incident en deux ondes de puissances égales sur les deux bras du modulateur. Sur l'un des bras de l'interféromètre, l'électrode permet d'appliquer un champ électrique modifiant ainsi la phase de l'onde lumineuse dans ce bras comme un modulateur de phase. A la sortie de l'interféromètre, une autre jonction Y combine les deux ondes déphasées. Celles-ci interférant en fonction du déphasage optique introduit, l'amplitude de l'onde optique en sortie est alors modulée.

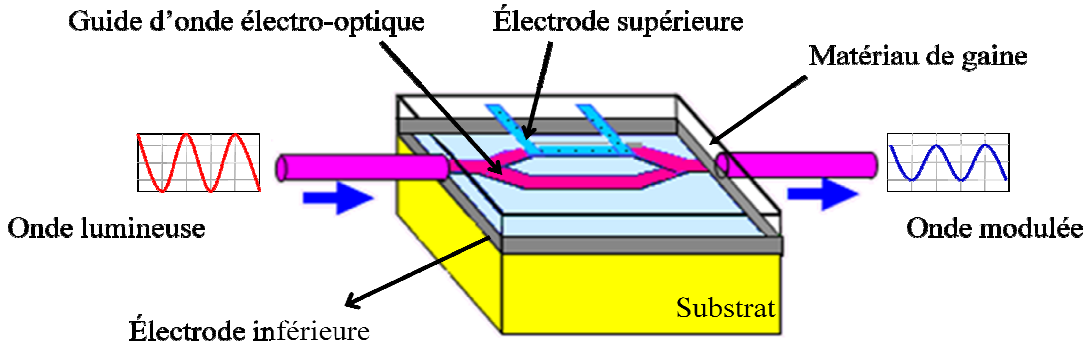


Figure 1- 8 : Schéma d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder

<u>Taux d'extinction et guide monomode</u>

Le taux d'extinction est une caractéristique importante des modulateurs d'intensité. Il s'exprime en dB : $10\frac{\tau_{max}}{\tau_{min}}$, où τ_{max} et τ_{min} sont les taux de transmission maximum et minimum du modulateur. Pour améliorer le taux d'extinction d'un modulateur, comme le taux de transmission maximum est plafonné par ses pertes d'insertions, on doit réduire au maximum son taux de transmission minimum. Le taux de transmission d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder est donné par :

$$\boldsymbol{\tau = \frac{I_0}{I_i} = cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = cos^2\left(\frac{\Delta\beta.L}{2}\right)} \qquad \textit{Équation 1- 51}$$

Si sa jonction Y d'entrée sépare la puissance incidente équitablement entre les deux bras, identiques en l'absence de l'effet électro-optique. I_i et I_0 représentent respectivement les intensités en entrée et en sortie, Δφ et Δβ le déphasage et la différence de constante de propagation entre les deux bras, L la longueur d'interaction électro-optique.

La formule 1- 51 montre qu'il est obligatoire d'utiliser des guides optiques monomodes dans un modulateur d'intensité Mach-Zehnder pour réduire son taux de transmission minimum. En effet, si les guides sont multimodes, supportant les modes d'ordres 0 et 1 par exemple, lorsqu'on applique une tension pour obtenir un déphasage de π entre les deux bras de l'interféromètre pour le mode fondamental avec $\Delta\beta_0 L = \pi$, le déphasage sera en général différent de π + 2bπ (b un entier) pour le mode d'ordre m = 1 avec $\Delta\beta_1 L \neq \pi$, étant donné que chaque mode a une constante de propagation β et un taux de recouvrement Γ propres, le taux de transmission minimum ne pourra pas atteindre sa valeur théorique zéro.

1.5.3. Bande passante et adaptation de phase entre ondes électrique et optique

Dans un modulateur électro-optique, en dehors de la bande passante du driver et de son accès électrique associé, la limitation de la bande passante intrinsèque diffère selon le type de signal électrique appliqué. Avec un signal de commande stationnaire, elle est essentiellement due à la constante RC à cause de l'effet capacitif entre l'électrode et le plan de masse. Typiquement, avec 2,3 pF/cm pour $LiNbO_3$, sur 50 Ω, le produit BP·L entre la bande passante et la longueur d'interaction est de l'ordre de 2,5 GHz·cm [31].

Pour obtenir des bandes passantes de 40 GHz ou plus, on utilise des signaux électriques progressifs qui se propagent sur une ligne hyperfréquence dans le même sens que l'onde lumineuse. En effet, si l'onde lumineuse et le signal électrique pouvaient se propager à la même vitesse dans le matériau électro-optique, un front d'onde lumineux donné « verrait » le même signal électrique, donc le même effet électro-optique pendant toute sa traversée de la zone d'interaction, si bien que les déphasages subis par le front lumineux dans toutes les tranches du matériau cumuleraient quelle que soit la fréquence du signal électrique, la fréquence de modulation ne serait pas limitée. Les ondes optique et électrique ne se propagent pas à la même vitesse en général, la fréquence de modulation est limitée en définitive par la différence de vitesse entre eux.

Pour déterminer la bande passante intrinsèque, limitée par le désaccord de vitesse de propagation entre l'onde optique et le signal électrique hyperfréquence, considérons le modulateur de phase représenté sur la figure 1- 9 [32]. Dans ce modulateur à base de structures guidantes, l'onde lumineuse se propage à la vitesse $v_{opt} = \frac{c}{n_{eff}}$ et le signal électrique à la vitesse $v_{HF} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}$.

Pour simplifier le calcul, on suppose que :

- La structure n'atténue ni l'onde lumineuse ni le signal électrique.
- La ligne hyperfréquence est parfaitement adaptée, il n'y a donc pas de réflexion.
- Le temps de réponse de l'effet électro-optique est extrêmement court devant la période du signal de modulation.
- L'intégrale de recouvrement entre les ondes lumineuse et électrique Γ = 100%

De même on utilise la notation suivante :

- Le temps de transit de la lumière à travers la zone d'interaction : $\tau_d = \frac{n_{eff}}{c} L$
- Le champ électrique de modulation : $E_m(t,z) = E_M \cos(\omega_m t - k_m z) = E_M \cos\left(\omega_m t - \frac{\omega_m}{c}\sqrt{\varepsilon_{eff}} z\right)$ avec le signal appliqué $v_m(t) = v_M \cos(\omega_m t)$
- Le coefficient électro-optique : r_{eo}
- Le déphasage d'un front lumineux : Δφ représente la différence entre sa phase en présence de l'effet électro-optique et celle en l'absence de ce dernier.

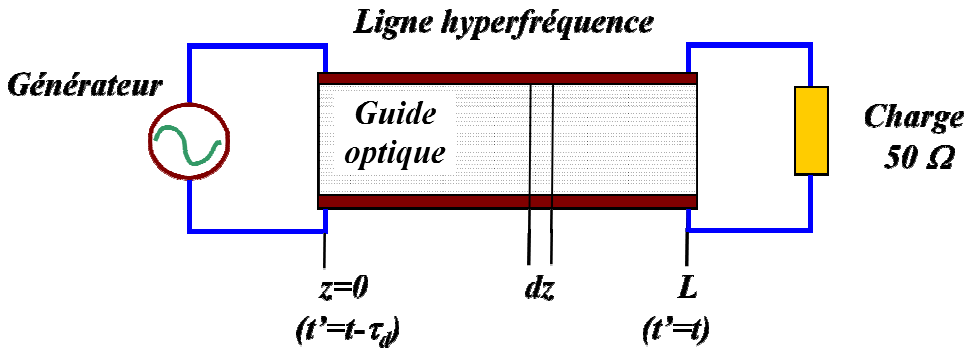


Figure 1- 9 : Zone d'interaction électro-optique d'un modulateur de phase

Lorsque le signal de modulation $v_m(t)$ varie très lentement, tel que $\omega_m \tau_d \ll 1$, on écrit directement le déphasage total subi par le front d'onde lumineux, étant donné que le champ de modulation « vu » par lui reste pratiquement le même pendant son transit dans la zone d'interaction électro-optique : $E_m(\mathrm{t}) = E_M \cos(\omega_m \mathrm{t})$

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda_0} n_{opt}^3 r_{eo} E_m(t) \Gamma L = a E_m(t) L = a L E_M \cos(\omega_m t) \qquad \textit{Équation 1- 52}$$

Avec $a = \frac{\pi}{\lambda_0} n_{opt}^3 r_{eo} \Gamma$

Lorsque la fréquence de modulation est élevée, le signal de modulation $v_m(t)$ peut varier sensiblement d'une tranche à l'autre lors du transit d'un front d'onde lumineux dans la zone d'interaction électro-optique, le déphasage doit être calculé d'abord pour chaque tranche de la structure avant de déterminer le total cumulé en sortie de la zone.

Le déphasage créé sur la tranche dz est donné par : $d\Delta\varphi(z) = a E_m(z) dz$. Le déphasage total en sortie de la zone d'interaction est donné par cette intégrale :

$$\Delta\varphi = a\int_0^L E_m\,(z)dz$$

Pour exprimer le déphasage dans le temps, on remarque que pour un front d'onde donné, s'il sort de la zone d'interaction (z = L) à l'instant t' = t, il est entré dans la zone d'interaction (z = 0) à l'instant $t' = t - \tau_d$, la position du front lumineux considéré s'écrit donc : $z = \frac{c}{n_{eff}}(t' - t + \tau_d)$, le champ électrique est donné par l'expression suivante :

$$\boldsymbol{E_m[t', z(t')] = E_M cos\left[\omega_m t' - \frac{\omega_m}{c}\sqrt{\varepsilon_{eff}}z\right] = E_M cos[\omega_m \alpha t' + \gamma]}$$

où $\alpha = \left(1 - \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}{n_{eff}}\right)$ qui caractérise le désaccord de vitesse entre ondes optique et électrique et $\gamma = \frac{\omega_m}{n_{eff}}\sqrt{\varepsilon_{eff}}(t - \tau_d)$.

En reportant cette expression du champ électrique et l'épaisseur de la tranche élémentaire $dz = \frac{c}{n_{eff}}dt'$ dans l'intégrale ci-dessus, on peut calculer le déphasage total cumulé :

$$\boldsymbol{\Delta\varphi(t) = a.\frac{c}{n_{eff}}\int_{t-\tau_d}^{t} E_M cos[\omega_m \alpha t' + \gamma]dt'}$$

$$\boldsymbol{= a.\frac{c}{n_{eff}}E_M\frac{1}{\omega_m \alpha}2cos\left(\omega_m \alpha t + \gamma - \frac{1}{2}\omega_m \alpha \tau_d\right)sin\left(\frac{\omega_m \alpha \tau_d}{2}\right)} \qquad \textit{Équation 1- 53}$$

Après développement, on obtient l'expression du déphasage suivante :

$$\boldsymbol{\Delta\varphi(t) = aE_M L\rho cos\,(\omega_m t + \theta)} \qquad \textit{Équation 1- 54}$$

$$\textit{Avec } \boldsymbol{\theta = -\frac{1}{2}\tau_d\omega_m\left(1 + \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}{n_{eff}}\right)} \;\; \textit{et } \boldsymbol{\rho = \frac{sin\left(\frac{\omega_m \alpha \tau_d}{2}\right)}{\left(\frac{\omega_m \alpha \tau_d}{2}\right)}}$$

Il est intéressant d'examiner ce résultat dans les deux cas limite.

<u>Fréquence de modulation très basse</u> : $\omega_m\tau_d \cong 0$

Dans ce cas, θ tend vers zéro et le facteur sinus cardinal ρ tend vers un, les formules (1- 52) et (1- 54) sont identiques, ce qui est logique.

<u>Fréquence de modulation appréciable devant l'inverse de τ_d</u> **:** $\omega_m\tau_d \neq 0$

Le facteur sinus cardinal $|\rho|$ inférieur à 1 tend asymptotiquement vers zéro lorsque la fréquence de modulation augmente, le déphasage $\Delta\varphi(t)$ tend également asymptotiquement vers zéro. Le temps de transit τ_d impose une fréquence de modulation maximum f_{max} à ne pas dépasser, sous peine de perdre trop d'efficacité de modulation. Avec $\frac{\omega_{max}\alpha\tau_d}{2} = 2\,\mathrm{rad}$, le facteur ρ est réduit à $\frac{1}{2}$, on déduit le produit fréquence de modulation maximum (bande passante intrinsèque) par longueur d'interaction [33]:

$$\boldsymbol{f_{max}L = \frac{2c}{\pi|n_{eff} - \sqrt{\varepsilon_{eff}}|}} \qquad \textit{Équation 1- 55}$$

Avec un signal de commande électrique progressif, la fréquence de modulation est inversement proportionnelle à la longueur d'interaction électro-optique et à la désadaptation de vitesse entre l'onde optique et le signal de commande électrique. Prenons toujours LiNbO3 comme exemple, avec sa constante diélectrique $\varepsilon_{33} = 28$ et son indice de réfraction n = 2,2, le produit entre la bande passante et la longueur d'interaction BP·L est porté à plus de 6 GHz·cm avec un signal de commande progressif alors qu'il ne vaut que 2 GHz·cm avec un signal de commande stationnaire.

La relation (1- 55) s'applique aussi aux modulateurs électro-optiques d'intensité et aux modulateurs à électro-absorption, bien qu'elle ait été établie en prenant comme exemple un modulateur électro-optique de phase. Il faut noter qu'en cas d'accord de vitesse parfait entre ondes optique et électrique, la bande passante d'un modulateur est limitée par l'atténuation de la ligne hyperfréquence due aux pertes diélectriques du substrat et à l'effet Joule de l'électrode métallique.

<u>Bande passante et guides monomodes</u>

Le caractère monomode des guides dans un modulateur électro-optique est aussi impératif pour avoir une grande bande passante intrinsèque, en plus de son importance pour le taux d'extinction abordé dans le paragraphe 1.5.2.2. Cette bande passante serait dégradée dans le cas de guides optiques multimodes : l'accord de vitesse de phase entre ondes optique et électrique ne pourrait être réalisé simultanément pour tous les modes comme ils ont des indices effectifs différents.

1.6. Matériaux à effet électro-optique

Les caractéristiques de modulateurs à optimiser sont souvent imbriquées et parfois contradictoires : bande passante, pertes d'insertion, tension de commande, insensibilité à la polarisation, plage d'utilisation en longueur d'onde, coût de fabrication, stabilité des performances dans le temps, encombrement, stabilité du point de polarisation électrique en température, etc... Différents types de matériaux à effet électro-optique sont choisis en fonction de l'application visée.

1.6.1. Matériaux semi-conducteurs

Des modulateurs à semi-conducteurs GaAs à 40 Gb/s sont commercialisés et exploitables pour la transmission sur de longues distances. Malgré un coefficient électro-optique très faible (≈ 1,4 pm/V) [29] par rapport à ceux de $LiNbO_3$ dont le coefficient le plus élevé est r_{33} qui égal à 30,8 pm/V, le fait qu'ils présentent un indice de réfraction élevé (≈ 3,6 à 1,3 µm et à 1,55 µm) leur permet de compenser en partie cette faiblesse. En outre, le carré de son indice de réfraction est proche de sa permittivité relative ($\varepsilon_r \approx 12{,}9$), ce qui assure donc un excellent accord de vitesse de phase entre l'onde optique et électrique et permet par conséquent d'obtenir une bande passante optique très large selon la formule (1- 55).

Les premiers modulateurs semi-conducteurs ont été réalisés avec des lignes microruban afin d'obtenir un taux de recouvrement optimal entre ondes optique et électrique. Cependant les pertes de propagation hyperfréquences de ces modulateurs sont très élevées ce qui fait que la bande passante ne dépassait pas 10 GHz [34]. Dans le but de minimiser les pertes de propagation hyperfréquences, des lignes hyperfréquences en technologie coplanaire ont été utilisées, ce qui a permis d'obtenir une bande passante de 20 GHz mais avec une tension de commande de plusieurs dizaines de volts [35]. Finalement avec une structure hybride (coplanaire microruban), les auteurs de l'article [36] ont obtenu une large bande passante de l'ordre de 40 GHz avec une tension de commande de l'ordre de 6 V.

Par ailleurs les modulateurs en semi-conducteurs souffrent des pertes optiques d'insertion importantes (≈ 8 dB) et de leur dépendance en longueur d'onde. En effet les modulateurs en semi-conducteurs fonctionnent uniquement sur une seule bande optique (bande C en général) [28]. Comparés aux modulateurs en $LiNbO_3$, ils sont plus compacts et leur point de polarisation électrique présente peu de dérive.

1.6.2. Matériaux inorganiques : LiNbO3

Les modulateurs électro-optiques à base de $LiNbO_3$ destinés aux télécommunications optiques datent des années 90 [28]. Grâce au coefficient électro-optique élevé du niobate de lithium (30,8 pm/V), ils présentent une tension de commande de quelques volts. Leurs pertes d'insertion optiques peuvent être réduites à 2 ou 3 dB par composant [37] grâce à la bonne transparence du matériau et à une taille de guide assez proche de celle d'une fibre monomode en silice. Par contre, la bande passante des modulateurs à base de $LiNbO_3$ est plafonnée à 40 GHz en raison de la différence des vitesses de phase entre ondes optique et électrique. En effet, la permittivité relative du LiNbO3 est égale à 28 alors que l'indice optique est seulement de 2,2. De plus, les composants en niobate de lithium souffrent des problèmes d'encombrement. En effet, les longueurs d'interaction du modulateur pourront être comprises entre 1 et 5 cm.

1.6.3. Matériaux organiques : Polymères

Pour franchir le plafond de bande passante de 40 GHz tout en maintenant la tension de commande à quelques volts, voire en-dessous du volt, il faut trouver des matériaux avec un fort coefficient électro-optique, un indice de réfraction proche de la racine carrée de sa constante diélectrique effective et présentant de faibles pertes optiques et électriques. Grâce aux avancées de l'ingénierie chimique, des matériaux organiques polymères à effet électro-optique prometteurs ont vu le jour ; ces matériaux semblant pouvoir satisfaire nombre des critères ci-dessus. En effet, à la différence des matériaux inorganiques et semi-conducteurs dont les propriétés physiques sont figées par leur structure cristalline, les polymères peuvent être constitués de chromophores dont les propriétés peuvent être façonnées et améliorées dans le sens souhaité.

Plusieurs équipes ont déjà démontré l'intérêt des polymères par rapport aux matériaux inorganiques et semi-conducteurs. Ainsi des modulateurs de bande passante supérieure à 100 GHz ont été réalisés à base de polymères [1;4;38-41]. L'intérêt des matériaux polymères a aussi été mis en évidence à travers la réalisation d'une grande diversité de composants optoélectronique et opto-hyperfréquence actifs tels que des commutateurs, des filtres [41] et des modulateurs électro-optiques [42]. En plus d'une bande passante plus importante, un autre avantage des matériaux polymères réside dans la facilité de leur mise en œuvre et dans la

possibilité d'intégration de circuits de commande [43-45], contrairement au niobate de lithium qui nécessite d'avoir recours aux techniques de report de puces et d'interconnexions difficiles à réaliser.

Cependant la réalisation et l'intégration des composants électro-optiques à base de polymères nécessitent la résolution d'un nombre important de problèmes en sciences des matériaux et en sciences de l'ingénieur. Le premier d'entre eux concerne la dégradation dans le temps de leurs propriétés.

Une comparaison entre les propriétés optiques et électriques des trois familles de matériaux électro-optiques est présentée dans le tableau 1- 2 :

Propriété	LiNbO3	GaAs	Polymère
Indice optique (n)	2,2	3,4	1,5 - 1,7
Permittivité relative (ε_r)	28	12,9	2,5 – 4 [46]
Coefficient EO (pm/V)	30,8	1,4	> 100
Perte optique (dB/cm) [47]	0,2	2	> 1
Bande passante Δf (GHz)	40	40	> 100
V_π (V)	5	6	< 1
Tanδ	0,004 [48]	0,00025 [49]	0,08 – 0,0013 [50]
Fabrication [51;52]	moyen	moyen	facile
Intégration [52;53]	moyen	facile	facile
Coût [52]	élevé	moyen	faible

Tableau 1- 2 : Récapitulatif des caractéristiques des différents matériaux électro-optiques. Les propriétés optiques et électro-optiques sont données à la longueur d'onde λ_o= 1,55 µm

1.7. Caractérisation des matériaux polymères EO effectuée au laboratoire

Nous présentons dans ce paragraphe quelques généralités sur les polymères à effet électro-optique puis nous décrivons quelques techniques de caractérisation mises en œuvre au laboratoire pour déterminer les propriétés des polymères indispensables à la conception d'un modulateur sur polymère.

1.7.1. Généralités sur les polymères électro-optiques

L'effet électro-optique macroscopique d'un matériau organique provient des propriétés des chromophores qui le composent [12]. Ces derniers sont des molécules constituées d'un donneur d'électrons et d'un accepteur d'électrons reliés par un système π conjugué (cf. figure 1- 10), présentant ainsi un caractère non centrosymétrique à l'origine des propriétés non-linéaires quadratiques dont relève l'effet électro-optique.

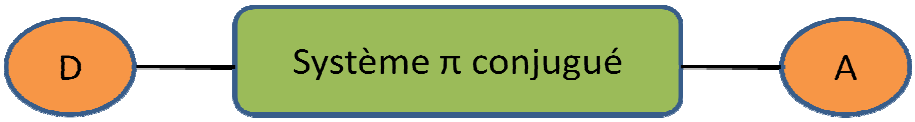


Figure 1- 10 : Schématisation d'un chromophore, constitué d'un accepteur et d'un donneur relié par un connecteur π conjugué

Un moment dipolaire est induit lorsque le chromophore est soumis à un champ électrique :

$$\boldsymbol{\mu_{ind}} = \sum_j \boldsymbol{\alpha_{ij} E_j} + \sum_{j,k} \boldsymbol{\beta_{ijk} E_j E_k} + \sum_{j,k,l} \boldsymbol{\gamma_{ijkl} E_j E_k E_l} + \cdots \qquad \textit{Équation 1- 56}$$

Où α_{ij} représente la polarisabilité linéaire de la molécule ; γ_{ijkl} et β_{ijk} représentant quant à eux respectivement ses hyperpolarisabilités cubique et quadratique. Ce dernier terme est responsable de l'effet électro-optique linéaire. Lorsqu'ils sont orientés de manière aléatoire, les propriétés optiques non-linéaires des chromophores, notamment son hyperpolarisabilité quadratique au niveau moléculaire, ne se traduisent pas par un effet non-linéaire macroscopique. En effet, leurs moments dipolaires s'annulent mutuellement. Il faut les aligner pour obtenir un effet électro-optique macroscopique. On peut relier le coefficient électro-optique r_{33}, caractéristique macroscopique du matériau, à l'orientation de tous les chromophores :

$$\boldsymbol{r_{33}} = \frac{2}{n^4} \boldsymbol{NF\beta} < \boldsymbol{cos^3\theta} > \qquad \textit{Équation 1- 57}$$

Avec n l'indice de réfraction optique, β l'hyperpolarisabilité moléculaire, N la densité de chromophores par unité de surface, F le facteur de variations de champ local et θ l'angle moyen des chromophores autour de l'axe d'un champ électrique appliqué. Cet angle θ est

caractéristique de la qualité de l'orientation des chromophores. Les molécules s'orientent d'autant plus facilement qu'elles possèdent une faible masse molaire M_c et un fort moment dipolaire permanent μ_p. Cela est exprimé dans l'équation suivante selon le modèle de Langevin [12]:

$$r_{33} = 4.10^{-5}\beta\mu_p \frac{QE_p}{M_c T_p} \qquad \textit{Équation 1- 58}$$

Où E_p est le champ électrique appliqué, T_p la température de travail et Q un facteur de dispersion tenant compte du rapport entre la longueur d'onde appliquée et la longueur d'onde d'excitation du chromophore. Dans cette équation, le terme le plus approprié pour exprimer la qualité électro-optique intrinsèque du chromophore est le facteur de mérite $\left(\frac{\mu_p\beta}{M_c}\right)$.

Nous avons vu que les molécules organiques, les chromophores, doivent avoir le le facteur de mérite le plus grand possible ainsi qu'une forte densité afin d'avoir un fort coefficient électro-optique. Le chromophore commercial le plus utilisé dans le cadre de l'optique non-linéaire est le DR1 (Disperse Red One) [54-56]. Cependant d'autres chromophores sont apparus avec des propriétés électro-optiques beaucoup plus intéressantes. A titre d'exemple nous pouvons citer le chromophore AJL8 [57] qui possède un coefficient électro-optique de l'ordre de 83 pm/V à 1300 nm ainsi que le CLD-1 [58] mis au point par l'équipe de L. R. Dalton dont le coefficient électro-optique est de l'ordre de 55 pm/V à 1550 nm.

Les chromophores sont insérés dans une matrice hôte qui doit être constituée d'un polymère amorphe doté d'une excellente transparence. Une des matrices les plus utilisées est le PMMA (PolyMéthacrylate de Méthyle) [59] pour sa qualité de résistance mécanique et sa transparence. La performance électro-optique des milieux dépend de la concentration des chromophores insérés dans la matrice. Cette insertion des chromophores dans la matrice support peut se faire de plusieurs manières. Nous citerons ici deux méthodes couramment utilisées :

Par dopage (guest-host):

C'est la méthode la plus simple à mettre en œuvre. Elle consiste à disperser les chromophores dans la matrice support (cf. figure 1- 11 a). Cette méthode présente cependant des inconvénients limitant son utilisation. Parmi ses inconvénients, on peut citer la compatibilité réduite des chromophores avec la matrice polymère et la faible stabilité dans le

temps de l'orientation des chromophores sous l'effet de l'agitation thermique [60]. La relaxation des chromophores, intervient en quelques jours ou quelques heures à température ambiante, voire même en quelques minutes sous chauffage.

Par greffage (side-main) :

Dans cette technique, la matrice est liée chimiquement au chromophore comme le montre la figure 1- 11 b. Le chromophore est attaché par une extrémité à la chaîne du polymère. Cette méthode permet d'avoir une concentration plus forte de chromophore par rapport aux systèmes dopés. Dans ce cas le coefficient électro-optique est plus élevé et les liaisons covalentes rendent le polymère est plus stable en réduisant la mobilité des chromophores.

Afin d'être utilisable dans un dispositif électro-optique, il est primordial de s'assurer de la stabilité dans le temps de l'orientation des chromophores. Pour cela, on rajoute une fonction de réticulation qui consiste à créer des réactions chimiques de pontage entre les chromophores et la matrice lorsque le polymère est porté au dessus de sa température de réticulation.

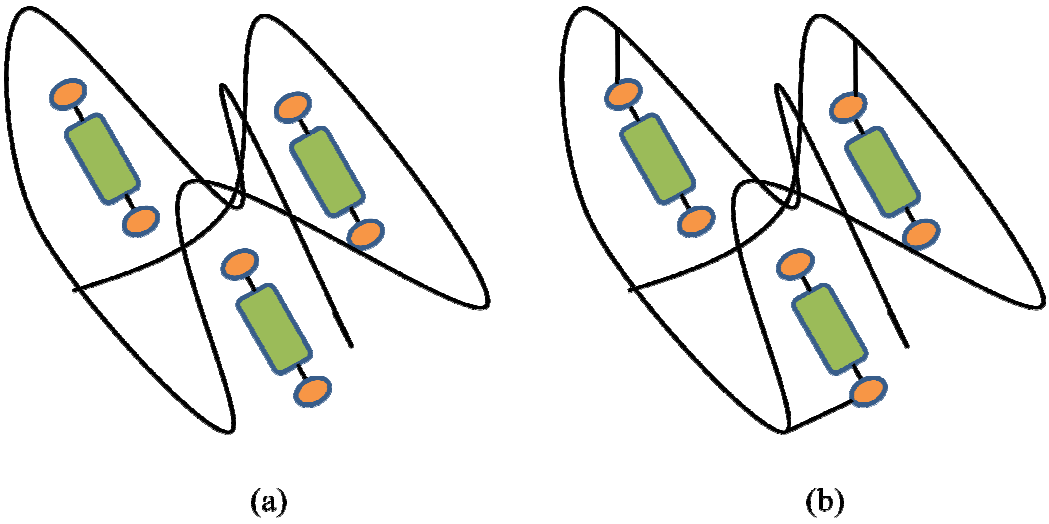


Figure 1- 11 : Deux techniques d'insertion de chromophores dans une matrice polymère (a) dopage (b) greffage

1.7.2. Le polymère électro-optique PIII

Dans le cadre de l'axe MATTADOR[1] du projet MILES[2] soutenu par la Région des Pays de la Loire à la suite du CPER (Contrat de Projets État Région) « Photonique Micro-ondes », nos partenaires chimistes du Laboratoire CEISAM [3] (Dr. Fabrice Odobel) de l'Université de Nantes et du Laboratoire UCO2M[4] (Prof. Laurent Fontaine) de l'Université du Maine ont synthétisé le matériau polymère électro-optique utilisé dans notre étude. Ce polymère baptisé PIII avait initialement été mis au point par F. Foll, dans le cadre de sa thèse dirigée par le Prof. Bernard Boutevin à l'Université de Montpellier en utilisant un système de réticulation développé par le Dr. Dominique Bosc [61;62]. C'est un polymère électro-optique greffé réticulable comme le montre la figure 1- 12.

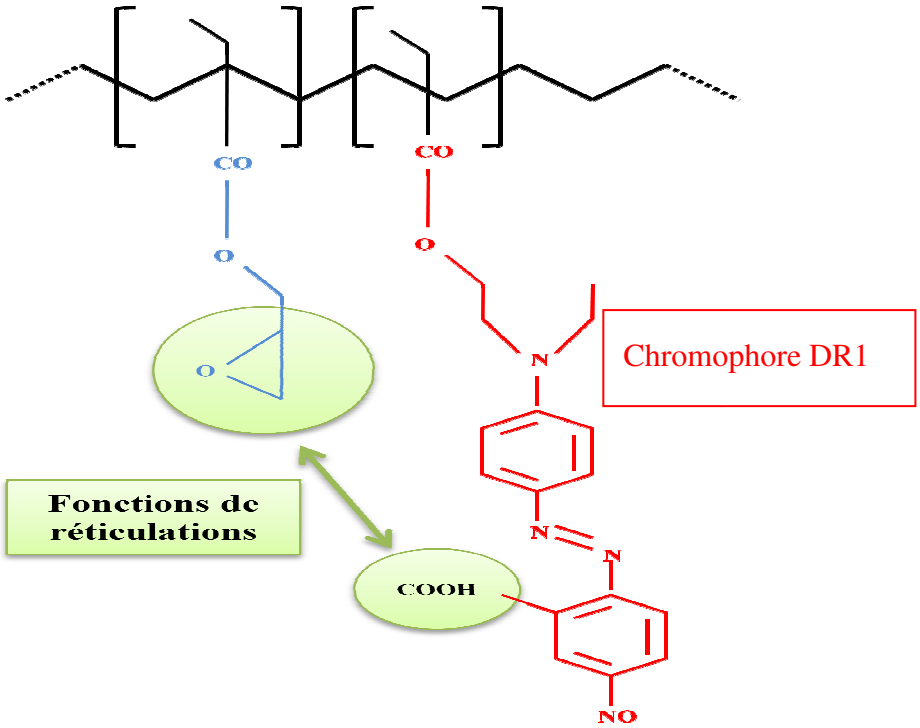


Figure 1- 12: Notre polymère d'étude PGMA/DR1 (PIII) développé par CEISAM et UCO2M

Le polymère PGMA/DR1 est formé de deux types de monomères. Le premier monomère (à droite sur la figure 1- 12) contient le chromophore DR1. Ce chromophore est

[1] MATTADOR : **Ma**tériaux, **T**echnologies, **T**raitements et **A**rchitectures pour les systèmes et **D**ispositifs **O**ptiques et **R**adiofréquences utilisés en communications

[2] MILES : **M**ultimédia – **I**ngénierie du **L**ogiciel – aid**E** à la décision – Télecommunication, Détection et Locali**S**ation

[3] CEISAM : Chimie Et Interdisciplinarité : Synthèse, Analyse, Modélisation

[4] UCO2M : Unité de Chimie Organique Moléculaire et Macromoléculaire

co-polymérisé dans une matrice de type méthacrylate avec le méthacrylate de glycidyle (GMA). Le second monomère est celui à gauche sur la figure 1- 12. C'est une fonction époxyde utilisé pour la réticulation. La stabilité des chromophores après leur orientation sous champ est assurée grâce à la réaction de réticulation qui se déclenche aux alentours de 140°C correspondant à l'ouverture des fonctions époxydes par l'acide carboxylique [12]. Les chaînes de polymère vont ainsi établir des liaisons covalentes supplémentaires entre elles par l'intermédiaire de l'estérification des chromophores DR1. L'apparition de ces nouvelles liaisons diminue la mobilité du chromophore dans la matrice, favorisant ainsi le maintien de l'orientation.

Le lecteur désirant connaître plus d'informations sur le polymère PIII peut s'orienter vers les thèses de C. Monnereau et de A. Scarpaci [13]. Nous présentons un résumé des mesures des propriétés optique, électrique et électro-optique de PIII aux longueurs d'ondes télécoms. Leur connaissance est fondamentale pour le choix des matériaux de gaine, le dimensionnement de la structure optique et de l'électrode de commande hyperfréquence afin d'établir le meilleur compromis possible.

1.7.3. Détermination de l'indice de réfraction par la technique M-lines

La mesure de l'indice de réfraction optique du polymère PIII a été effectuée par J. Cardin dans le cadre de son stage post-doc à l'Institut de Technologie de Stokholm. La technique de mesure utilisée est la spectroscopie M-lines qui repose sur l'excitation sélective des modes guidés dans une couche mince, par l'intermédiaire d'un prisme de couplage (cf. figure 1- 13) et pour des angles d'incidence particuliers du faisceau laser (angles synchrones). Pour pouvoir résoudre l'équation de dispersion impliquant l'indice et l'épaisseur du matériau à caractériser en couche mince, cette technique de mesure nécessite une structure multimode avec au moins deux modes excités dans le guide plan en couches minces [63]. À partir de la mesure de la position angulaire des modes synchrones à l'aide d'une platine tournante et d'un photo-détecteur placé sur le chemin du faisceau lumineux réfléchi sur le prisme, on peut déterminer l'indice effectif des modes guidés. L'indice de réfraction optique et l'épaisseur de la couche guidante sont déterminés ensuite à partir de l'équation de dispersion en mode TE ou TM.

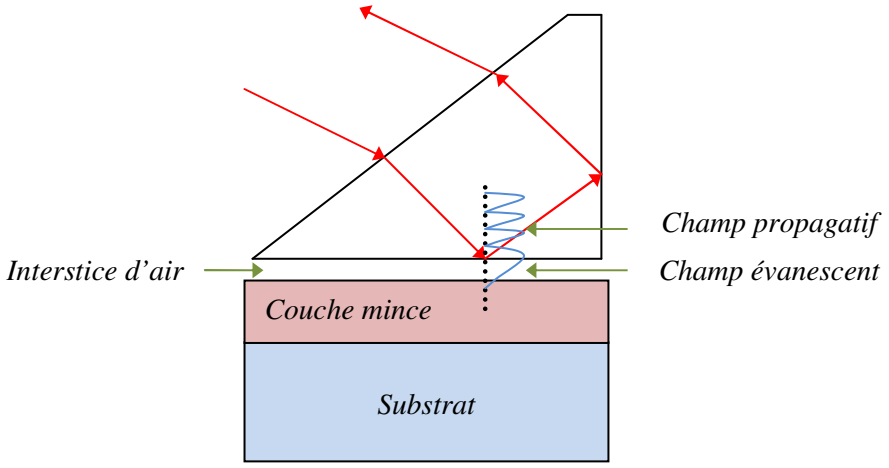


Figure 1- 13 : Principe de mesure de l'indice de réfraction d'un matériau en couche par la méthode de M-lines

Dans le cadre de sa thèse préparée à l'IREENA, S. Le Tacon a déposé sur des substrats de silicium des films de polymère PIII de l'ordre de 2,7 µm d'épaisseur, ce qui permet d'avoir une structure multimode à la longueur d'onde de 1550 nm nécessaire à la mesure de l'indice de réfraction par la technique M-lines [64]. Les échantillons caractérisés ont donné un indice de réfraction en mode TM de 1,621.

1.7.4. Détermination de la permittivité par mesure de la capacité

La permittivité relative ε_r fixe non seulement la vitesse de propagation du signal de commande hyperfréquence, donc la bande passante électrique de ce dernier d'après la formule 1- 55 mais sa connaissance est également indispensable pour déterminer les dimensions de l'électrode de commande hyperfréquence. Cette caractérisation du polymère a été réalisée par A. Gardelein dans le cadre de sa thèse préparée à l'IREENA [8], en basses fréquences et en statique par mesure de la capacité, en plaçant le polymère PIII entre deux électrodes planes parallèles. À partir de la distance d entre les deux électrodes, de leur surface S et de la valeur de la capacité mesurée C, on calcule la valeur de la permittivité relative à partir de la relation :

$$\varepsilon_r = \frac{Cd}{\varepsilon_0 S}$$ ***Équation 1- 59***

Sur l'ensemble des échantillons mesurés, la valeur de la permittivité relative ε_r en statique est estimée à 4,46 avec une marge d'erreur de ± 0,38.

1.7.5. Mesure du coefficient électro-optique à l'aide d'un banc Teng

Le dernier paramètre nécessaire à l'optimisation d'un modulateur à base de polymère PIII est le coefficient électro-optique r_{33}. En utilisant la méthode proposée par Teng et Man [65], A. Gardelein a mesuré le coefficient électro-optique (r_{33}) du polymère PIII. Cette méthode consiste à placer entre deux polariseurs croisés un film de polymère PIII agissant en modulateur de polarisation et en orientant l'axe de transmission du premier polariseur à 45° du plan de l'échantillon (cf. figure 1- 14).

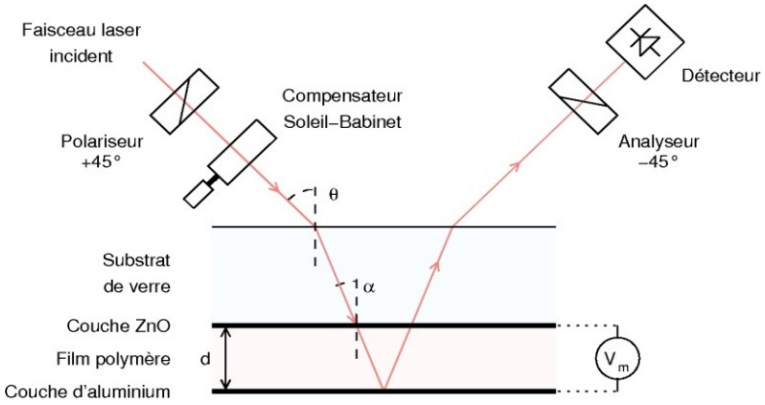


Figure 1- 14 : Principe de mesure du coefficient électro-optique par la méthode de simple réflexion Teng et Man

Le film de polymère à caractériser est pris en sandwich entre une couche d'aluminium réfléchissante et une couche conductrice transparente. Ces couches servent d'électrodes pour appliquer un signal électrique induisant une modulation de polarisation de la lumière lors de sa traversée du film de polymère. Le compensateur Babinet-Soleil sert à annuler le déphasage dû à la biréfringence entre les deux composantes orthogonales de la lumière, de telle manière à ce que l'intensité transmise par l'analyseur soit nulle en l'absence de signal électrique, ce qui permet d'avoir une intensité transmise modulée sur fond continu quasiment nul pour une détection optimum.

La détermination du coefficient électro-optique r_{33} avec cette méthode est simplifiée et ne nécessite pas la connaissance de l'épaisseur de la couche de polymère en prenant les hypothèses suivantes :

- Seule la réflexion entre le film de polymère et la couche d'aluminium est significative.
- Les molécules de chromophores sont planes, ce qui permet de supposer que $r_{33} = 3r_{13}$.
- La différence entre les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire est numériquement négligeable.

Avec ces hypothèses, les mesures effectuées donnent une estimation du coefficient électro-optique r_{33} du polymère PIII variant de 5 à 10 pm/V à 1550 nm [8]. On remarque un écart important de la valeur de r_{33} suivant les échantillons analysés. Il est dû à la présence de points de court-circuit sur les échantillons qui ne permettaient pas de connaître le champ électrique avec précision en tout point de l'échantillon. Les précédentes études sur le même polymère ont montré que le coefficient électro-optique du PIII est de l'ordre de 12 pm/V [62].

Le tableau suivant regroupe les propriétés de notre polymère d'étude à partir desquelles nous avons procédé au choix du matériau des gaines inférieure et supérieure et optimisé la structure d'un modulateur électro-optique.

Propriétés	Valeur
Indice de réfraction (n) à 1550 nm	1,6 selon [62] 1,621 selon [64]
Permittivité relative (ε_r)	4,46
Coefficient électro-optique (r_{33}) à 1550 nm	5-10 pm/V

Tableau 1- 3 : Valeurs des paramètres caractéristiques de notre polymère d'étude PGMA/DR1

1.8. Etat de l'art des modulateurs sur polymères

Les meilleures performances sont obtenues par des équipes américaines, notamment celles de Dalton et Steier.

L'exemple le plus éclatant qui illustre le potentiel en bande passante des modulateurs sur polymères électro-optiques est la faisabilité d'un modulateur à 110 GHz rapportée par D.

Chen *et al.* en 1997 [4]. Il faut signaler que dans cette étude, les auteurs ont fait abstraction des pertes d'insertion et qu'ils ne donnent pas d'information sur la tension de commande V_π nécessaire au bon fonctionnement du modulateur.

Y. Shi *et al.* ont présenté, quant à eux, un modulateur Mach-Zehnder avec une tension de commande V_π de 0,8 V et des pertes d'insertion de 7 dB à 1318 nm [66]. Le modulateur est en mode de fonctionnement push-pull (chromophores orientés en sens opposés dans les bras) avec une longueur d'interaction entre ondes électrique et optique de 2,75 cm. Les guides optiques ont une structure de ruban inversé. Leur cœur est constitué d'un polymère de type dopé, dont la matrice hôte est le PMMA et le chromophore est le CLD-1. Il présente un r_{33} de 58 pm/V à 1318 nm selon la valeur de V_π obtenue. Pour cette étude, la valeur de la bande passante n'est pas indiquée.

H. Chen *et al.* [67] ont présenté en 2008 trois modulateurs Mach-Zehnder avec des polymères de cœur différents : LPD-80, AJ-416 et AJ-CKL1. La structure guidante du modulateur est un guide ruban inversé. La longueur d'interaction est de 2 cm. Les trois modulateurs ont une bande passante de 40 GHz. A la longueur d'onde de 1,55 µm, selon le polymère utilisé, le coefficient électro-optique va de 43 à 84 pm/V, la tension de commande est comprise entre 0,6 et 0,9 V. Ces résultats très intéressants sont malheureusement contrebalancés par des pertes d'insertion optiques élevées (entre 11 et 17 dB).

A ce jour, aucun modulateur sur polymère n'est encore parvenu à réunir toutes les qualités pour concurrencer les modulateurs déjà commercialisés. Vraisemblablement, le problème de stabilité des caractéristiques des modulateurs demandera encore des efforts de recherche avant d'arriver à l'industrialisation de modulateurs sur polymères.

1.9. Bilan

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps comparé les deux modes de modulation, modulation directe et modulation externe, en mettant en avant l'avantage de la modulation externe en termes de bande passante et de « chirp ». Nous avons ensuite étudié les notions et les phénomènes utiles pour la conception de modulateurs sur polymère électro-optique, tels que le facteur de confinement, la constante de propagation et l'onde évanescente.

Les effets optiques non-linéaires en général sont brièvement abordés avant de présenter l'effet électro-optique plus en détail. Parmi les modulateurs actuellement disponibles sur le marché, nous avons présenté les deux types les plus performants, modulateurs à électro-absorption et modulateurs électro-optiques basés sur l'effet Pockels, en soulignant leurs avantages et leurs inconvénients. Nous avons étudié également l'influence du désaccord de vitesse de phase entre ondes optique et électrique sur la bande passante intrinsèque des modulateurs à commande électrique.

Une présentation comparative a été effectuée sur les trois principales familles de matériaux électro-optiques et fait apparaître les polymères comme une piste prometteuse pour franchir le plafond en bande passante des modulateurs électro-optiques à base de semi-conducteurs et de cristaux inorganiques. Nous avons exposé quelques généralités sur les polymères électro-optiques et les techniques mises en place dans notre laboratoire pour déterminer leurs propriétés. Enfin, un état de l'art des modulateurs sur polymères rapportés dans la littérature a été dressé.

Bibliographie

[1] H. Ma and A. K. Y. Jen and L.R. Dalton, "Polymer-Based Optical Waveguides : Materials, Processing, and Devices", *Advanced Materials*, Vol. 14, pp. 1339-1365 (2002).

[2] M. H. Lee and J. J. Ju and S. Park and J. Y. Do and S. K. Park, "Polymer-Based Devices for Optical Communications", *Journal Electronics and Telecommunications Research Institute*, Vol. 24, pp. 259-269 (2002).

[3] L. R. Dalton and A. Harper and A. Ren and F. F. Wang G. Todorova and J. Chen and C. Zhang and M. Lee, "Polymeric electro-optic modulators : From chromophore design to integration with semiconductor very large scale integration electronics and silica fiber optics", *Industrial & Engineering Chemistry Research*, Vol. 38, pp. 8-33 (1999).

[4] D. Chen and H. R. Fetterman and A. Chen and W. H. Steier and L. R. Dalton and W. Wang and Y. Shi, "Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators", *Applied Physics Letters*, Vol. 70, pp. 3335-3337 (1997).

[5] X. Hou, "*A Leaky Waveguide All-Optical Analog-to-Digital Converter*", Thèse de doctorat, Drexel University, 2004.

[6] B. Bellini, "*Étude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques*", Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2000.

[7] M. A. Piqueras and B. Vidal and J. Herrera and V. Polo and J. L. Corral and J. Marti, "Photonic switched beamformer implementation for broadband wireless access in transmission and reception modes at 42.7 GHz", *Optics Communications*, Vol. 249, pp. 441-449 (2005).

[8] A. Gardelein, "*Conception d'un capteur électro-optique de rayonnement électromagnétique à base de matériaux polymères*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2006.

[9] S. Bigo and W. Idler, "Multi-terabit/s Transmission Over Alcatel TeraLightTM Fiber", *Alcatel Telecommunications Review*, 4th Quarter, pp. 288-296 (2000).

[10] B. Wilson and Z. Ghassemlooy and I. Darwazeh, "*Analogue Optical Fibre Communications*", IEE Telecommunications Series 32, 1995.

[11] M. G. Larrode and A. M. J. Koonen and J. J. V. Olmos, "Overcoming modal bandwidth limitation in radio-over-multimode fiber links", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, pp. 2428-2430 (2006).

[12] C. Monnereau, "*Synthèse de nouveaux matériaux organiques et organo-métalliques pour l'optique non-linéaire du deuxième-ordre*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2005.

[13] A. Scarpaci, "*Elaboration de nouveaux polymères réticulables ou hyperbranchés pour l'optique non-linéaire du second ordre*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2008.

[14] J. Wilson and J. F. B. Hawkes, "*Optoelectronics, An introduction*", Prentice Hall, 1989.

[15] N. Boudrioua, "*Étude et optimisation d'une chaîne de transmission numérique sur fibre optique : vers une compensation électronique de la PMD*", Thèse de doctorat, Université Paul Verlaine Metz, 2007.

[16] H. Elkadi and J. P. Vilcot and S. Maricot and D. Decoster, "Microwave circuit modeling for semiconductor lasers under large and small signal conditions", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 3, pp. 379-382 (1990).

[17] F. Mederer and I. Ecker and R. Michalzik and G. Steinle and H. Riechert and B. Lunitz and J. Moisel and D. Wiedenmann, "VCSEL transmitters for 10-Gigabit Ethernet: 1.3 µm wavelength VCSELs for metropolitan area networks and TO-packaged 850 nm wavelength VCSELs for data transmission over multimode fibers and optical backplane waveguides", *Electronic Components and Technology Conference*, Vol., pp. 5-11 (2002).

[18] O. Parillaud and D. Van and N. Vodjdani, "Realization of 20 GHz directly modulated 1.55 /spl mu/m DFB lasers using partially strain compensated quantum wells structures", *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, Vol., pp. 551-553 (2005).

[19] E. Goutain and J. C. Renaud and M. Krakowski and D. Rondi and R. Blondeau and D. Decoster, "30 GHz bandwidth, 1.55 µm MQW-DFB laser diode based on a newmodulation scheme", *Electronics Letters*, Vol. 32, pp. 896-897 (1996).

[20] J. Aboujeib, "*Systèmes de commutation optique à base d'une cellule acousto-optique multi-transducteurs pour les réseaux de télécommunications : optimisation et caractérisation*", Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2008.

[21] F. Sanchez, "*Optique non-linéaire*", Ellipses, 1999.

[22] G. Chartier, "*Manuel d'optique* ", Hermes, 1997.

[23] J. P. Pérez, "*Optique fondements et applications*", Dunod, 2000.

[24] D. G. Moodie and A. D. Ellis and P.J. Cannard and C. W. Ford and A. H. Barrell and R. T. Moore and S. D. Perrin and R. I. McLaughlin and F. Garcia, "40 Gbit/s modulator with low drive voltage and high optical output power", *27th European Conference on Optical Communication*, Vol. 3, pp. 332-333 (2001).

[25] T. Yamanaka, "Ultrafast electroabsorption modulators with traveling-wave electrodes", *27th European Conference on Optical Communication*, Vol. 3, pp. 328-331 (2001).

[26] R. Lewén and S. Irmscher and U. Westergren and L. Thylén, "Traveling-wave electrode electroabsorption modulators toward 100 Gb/s", *Optical Fiber Communication Conference*, Vol. 2, pp. 3 (2004).

[27] D. Moodie and A. Ellis and X. Chen and F. Garcia and D. Rogers and S. Perrin and P. Cannard and R. McLaughlin and M. Robertson and S. Amos and S. Cole and C. Ford and I. Reid, "Applications of Electroabsorption Modulators in High Bit-Rate Extended Reach Transmission Systems", *Optical Fiber Communications Conference*, Vol. 1, pp. 267-268 (2003).

[28] N. Courjal, "*Modulateur LiNbO3 à faible chirp par inversion de domaine ferro-électrique*", Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2002.

[29] G. L. Li and P. K. L. Yu, "Optical Intensity Modulators for Digital and Analog Applications", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 2010-2030 (2003).

[30] D. M. Gill and A. Chowdhury, "Electro-Optic Polymer-Based Modulator Design and Performance for 40 Gb/s System Applications", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 2149-2153 (2002).

[31] M. Bass and al., "*Handbook of Optics: Fiber Optics and Nonlinear Optics*", Optical Society of America, McGraw-Hill, 2000.

[32] A. Yariv, "*Optical electronics*", CBS College Publishing, Third edition, 1985.

[33] B. M. A. Rahman and V. Haxha and S. Haxha and K. T. V. Grattan, "Design Optimization of Polymer Electrooptic Modulators", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, pp. 3506-3513 (2006).

[34] S. H. Lin and S.Y. Wang and Y.M. Houng, "GaAs PIN electro-optic travelling-wave modulator at 1,3 µm", *Electronics letters*, Vol. 22, pp. 934-935 (1986).

[35] S. Y. Wang and S. H. Lin and Y. M. Houng, "GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguide modulator with bandwidth in excess of 20 GHz at 1.3 µm", *Applied Physics Letters*, Vol. 51, 83-85 (1987).

[36] I. Kim and M. R. T. Tan and S. Y. Wang, "Analysis of a new microwave low-loss and velocity-matched III-V transmission line for traveling-wave electrooptic modulators", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, pp. 728-738 (1990).

[37] E. L. Wooten and K. M. Kissa and A. Yi-Yan and E. J. Murphy and D. A. Lafaw and P. F. Hallemeier and D. Maack and D. V. Attanasio and D. J. Fritz and G. J. McBrien and D. E. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-opticcommunications systems", *IEEE Quantum Electronics*, Vol. 6, 69-82 (2000).

[38] L. R. Dalton and B. H. Robinson and A. K.Y. Jen and W.H. Steier and R. Nielsen, "Systematic development of high bandwidth, low drive voltage organic electro-optic devices and their applications", *Optical Materials*, Vol. 21, pp. 19-28 (2002).

[39] C. H. Cox III and E. I. Ackerman, "High Electro-Optic Sensitivity (r33) Polymers: They Are Not Just for Low Voltage Modulators Any More", *Journal of Physical Chemistry B*, Vol. 108, pp. 8540-8542 (2004).

[40] L. R. Dalton, "Realization of sub 1 V polymeric EO modulators through systematic definition of material structure/function relationships", *synthetic Metals*, Vol. 124, pp. 3-7 (2001).

[41] S. S. Lee and S. M. Garner and V. Chuyanov and H. Zhang and W. H. Steier and F. Wang and L. R. Dalton and A. Udupa and H. R. Fetterman, "Optical intensity modulator based on a novel electrooptic polymerincorporating high μβ chromophore", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36, pp. 527-532 (2000).

[42] Lumera, "High Speed, Wide Bandwidth Electro-Optic Polymer-Based Modulators", *www.lumera.com*, (2008).

[43] I. Faderl and P. Labeye and P. Gidon and P. Mottier, "Integration of an electrooptic polymer in an integrated opticscircuit on silicon", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, pp. 2020-2026 (1995).

[44] S. Kalluri and M. Ziari and A. Chen and V. Chuyanov and W. H. Steier and D. Chen and B. Jalali and H. Fetterman and L. R. Dalton, "Monolithic integration of waveguide polymer electrooptic modulators on VLSI circuitry", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, pp. 644-646 (1996).

[45] E. V. Tomme and P. P. V. Deale and R. G. Baets and P. E. Lagasse, "Integrated optic devices based on nonlinear optical polymers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, pp. 778-787 (1991).

[46] C. Algani and N. E. Belhadj-Tahar and F. Deshours and J. L. Montmagnon and P. Roduit and G. Alquié and C. Fortin and C. Kazmierski, "Optimization of the electrode dimensions of an electro-optic organic modulator based on polymers microwave dielectric characterization and electromagnetic simulations", *Microwave Conference, 2005 European*, Vol. 2, 4 pp. (2005).

[47] Q. Zhou, "*Electro-optic modulators based on polymeric Y-fed directional couplers*", Thèse de doctorat, Université de Texas à Austin, 2004.

[48] B. M. A. Rahman and S. Haxha, "Optimization of microwave properties for ultrahigh-speed etched and unetched lithium niobate electrooptic modulators", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 1856-1863 (2002).

[49] J. Krupka and D. Mouneyrac and J. G. Hartnett and M. E. Tobar, "Use of Whispering-Gallery Modes and Quasi- TE0np Modes for Broadband Characterization of Bulk Gallium Arsenide and Gallium Phosphide Samples", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 56, pp. 1201-1206 (2008).

[50] J. F. Larchanché, "*Études pour la réalisation d'un modulateur électro-optique à ondes progressives sur polymères*", Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2001.

[51] L. R. Dalton, "Rational design of organic electro-optic materials", *Journal of Physics : Condensed Matter*, Vol. 15, R897-R934 (2003).

[52] Lumera, "Applications of Electro-optic Polymers and Devices : Breaking the High Frequency, Broad Bandwidth Barrier", *http://home.hiroshima-u.ac.jp/yenami/Lumera_Polymers_and_Devices_Applications.pdf*, (2008).

[53] J. T. Gallo and R. Whiteman, "Optical modulators for fiber systems", *Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symposium, 2003. 25th Annual Technical Digest*, Vol., pp. 145-148 (2003).

[54] A. G. Gonzalez and M. Canva and G. I. Stegeman and R. Twieg and K. P. Chan and T. C. Kowalczyk and X. Q. Zhang and H. S. Lackritz and S. Marder and S. Thayumanavanbah, "Systematic behavior of electro-optic chromophore photostability", *Optics Letters*, Vol. 25, pp. 332-334 (2000).

[55] E. Toussaere and P. Labbé, "Linear and non-linear gratings in DR1 side chain polymers ", *Optical Materials*, Vol. 12, pp. 357-362 (1999).

[56] D. Bosc and A. Rousseau and A. Morand and P. Benech and S. Tedjini, "Design and synthesis of low refractive index polymers for modulation in optical waveguides ", *Optical Materials*, Vol. 13, pp. 205-209 (1999).

[57] Y. H. Kuo and H. C. Song and J. Luo and W. H. Steier and A. K. Jen, "Low Vπ Optical Polymer Modulator With Novel Poling Strategy", *Frontiers in Optics*, Arizona, pp. SW3 (2005).

[58] M. O. Cheol and H. Zhang and A. Szep and V. Chuyanov and W. H. Steier and C. Zhang and L. R. Dalton and H. Erlig and B. Tsap and H. R. Fetterman, "Electro-optic polymer modulators for 1.55 mm wavelength using phenyltetraene bridged chromophore in polycarbonate", *Applied Physics Letters*, Vol 76, pp. 3525-3528 (2000).

[59] M. Alger, "*Polymer Science Dictonnary*", Chapman and Hall, 1996.

[60] T. Goodson III and C. H. Wang, "Dipolar orientational relaxation in guest/host amorphous polymer probed by second harmonic generation", *Macromolecules*, Vol. 26, pp. 1837-1840 (1993).

[61] D. Bosc and F. Foll and B. Boutevin and A. Rousseau, "Synthesis of a novel difunctional nlo azodye chromophore and characterizations of crosslinkable copolymers with stable electrooptic properties.", *Journal of Applied Polymer Science*, Vol. 74, pp. 974-982 (1999).

[62] J. Liang and R. Levenson and C. Rossier and E. Toussaere and J. Zyss and A. Rousseau and B. Boutevin and F. Foll and D. Bosc., "Thermally stable cross-linked polymers for electro-optic applications", *Journal de Physique III*, Vol. 4, pp. 2441-2450 (1994).

[63] J. Cardin, "*Elaboration et caractérisation de couches minces ferroélectriques pour des applications optiques*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2004.

[64] S. Le Tacon, "*Mise en oeuvre et étude des techniques d'intégration de matériaux organiques en vue de la réalisation d'un modulateur électro-optique*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2007.

[65] C. C. Teng and H. T. Man, "Simple reflection technique for measuring the electro-optic coefficient of poled polymers", *Applied Physics Letters*, Vol. 56, 1734-1736 (1990).

[66] Y. Shi and W. Lin and D. J. Olson and J. H. Bechtel and H. Zhang and W. H. Steier and C. Zhang and L. R. Dalton, "Electro-optic polymer modulators with 0.8 V half-wave voltage", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, pp. 1-3 (2000).

[67] H. Chen and B. Chen and D. Huang and D. Jin and J. D. Luo and A. K. Jen and R. Dinu, "Broadband electro-optic polymer modulators with high electro-optic activity and low poling induced optical loss", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, Issues 4 (2008).

Chapitre II : Conception d'un modulateur électro-optique à base de polymère

2. Conception d'un modulateur électro-optique à base de polymère

2.1. Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, les propriétés des matériaux organiques, en l'occurrence des polymères électro-optique, peuvent être intéressantes pour la réalisation d'un modulateur électro-optique. Cependant, la réalisation d'un modulateur passe par un certain nombre d'étapes de fabrication et ce sont ces dernières, avec leurs contraintes, qui vont, en grande partie, déterminer nos choix et stratégies.

La première étape consiste à déposer le polymère sous forme de films mince en vue d'en réaliser un guide d'onde optique. Or, pour rendre l'effet électro-optique optimal, une étape supplémentaire est nécessaire afin d'orienter sous haute tension les chromophores actifs. Ces derniers seront figés lors de la réticulation avant les étapes de gravure.

Les étapes de gravure entrent alors en jeu en vue de réaliser une structure de type Mach-Zehnder. Or, pour réaliser une telle structure guidante monomode, il convient de réaliser tout d'abord un guide monomode de type rectangulaire enterré. Dans notre cas, cette contrainte dicte alors le choix du matériau polymère qui confinera l'onde optique dans le matériau électro-optique. Une fois le guide optique monomode défini, il faut alors réaliser l'électrode de commande qui permettra d'appliquer la tension électrique et de moduler ainsi la lumière. Le taux de recouvrement des ondes optiques et hyperfréquences et l'adaptation de l'électrode à une impédance de 50 Ω conditionneront alors les dimensions de cette électrode et auront également des incidences sur les jonctions Y du modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder. C'est pourquoi, nous nous attacherons à expliciter les différents choix stratégiques effectués en fonction des contraintes technologiques et physiques pour la réalisation d'un tel composant.

Ayant pris conscience de ces contraintes, l'optimisation de la structure guidante monomode, d'une électrode de commande microruban et des jonctions Y sera présentée. Ces

optimisations sont réalisées à l'aide du logiciel de simulation optique OptiBPM et du logiciel de simulation électromagnétique HFSS. La bande passante du composant optimisé sera ensuite évaluée et nous mettrons alors en évidence les facteurs limitant les performances du modulateur électro-optique à base de polymère.

2.2. Contraintes technologiques liées à la réalisation d'un tel composant

Quelles que soient la nature et les performances du polymère, il est nécessaire de le rendre exploitable d'un point de vue optique. Cela passe par la réalisation d'une structure guidante, mais avant d'arriver à cette fonctionnalisation, il faut réaliser des films minces de polymères.

2.2.1. Dépôt en couches minces de polymères

Pour la mise en forme du polymère, nous avons utilisé la méthode de dépôt par centrifugation à la tournette appelée aussi «spin-coating» [1]. Cette méthode consiste à déposer le polymère en solution sur un substrat, de mettre ensuite ce dernier en rotation afin d'étaler uniformément le polymère. Finalement, le solvant s'évapore lors d'une phase de séchage à vitesse de rotation constante (cf. figure 2- 1). Contrairement à la méthode de trempage (dip-coating) [2] qui nécessite une grande quantité de polymère pour pouvoir tremper le substrat entier dans le flacon, la méthode de dépôt à la tournette nécessite une quantité limitée et permet d'avoir des films d'épaisseur homogène. À noter que l'épaisseur des couches obtenues dépend essentiellement de la viscosité du polymère employé et de la vitesse de rotation de la tournette.

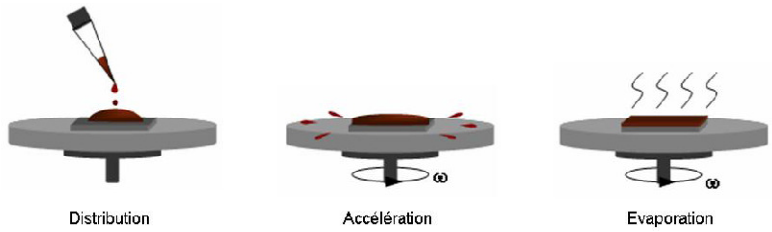


Figure 2- 1 : Dépôt de polymère par centrifugation à la tournette (spin-coating)

Suivant le type de polymère (photopolymérisable ou bien thermopolymérisable), le traitement diffère légèrement après l'étalement à la tournette : l'échantillon est alors soit porté à la température nécessaire à sa réticulation dans un four ou sur une plaque chauffante, soit insolé sous une radiation lumineuse permettant la réticulation du polymère. Les deux procédés peuvent être, parfois, appliqués à un même polymère.

Afin d'appréhender l'évolution de l'épaisseur de film de polymère déposé en fonction de la vitesse de la tournette, nous présentons sur la figure 2- 2 la courbe d'étalonnage obtenue pour une résine photosensible désignée par l'acronyme SU8-2005. Par la suite, nous utiliserons cette résine comme gaine optique. L'analyse de l'évolution de l'épaisseur réalisée à l'aide d'un profilomètre a montré que l'épaisseur déposée est relativement homogène jusqu'à 4 µm, cette valeur correspondant à une vitesse de rotation de la platine de 4000 tr/min. Au-delà, des variations significatives sont observées. Par conséquent, pour réaliser des épaisseurs supérieures à 4 µm, nous procédons à des dépôts multicouches ou successifs d'épaisseur inférieure à 4 µm.

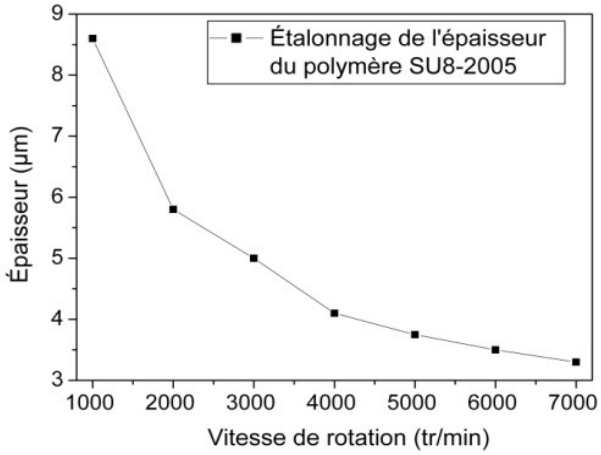


Figure 2- 2 : Évolution de l'épaisseur du polymère SU8-2005 en fonction de la vitesse de rotation de la platine tournante

Les multicouches seront réalisées sur un substrat en silicium. Ce dernier sera métallisé en vue de réaliser un plan de masse nécessaire à l'application du champ électrique à l'origine de l'effet électro-optique. Ces multicouches, nous le verrons par la suite, seront réalisées à partir de polymères passif (gaine optique) et actif (électro-optique).

En ce qui concerne le polymère actif, il est nécessaire d'orienter les chromophores afin d'obtenir un effet électro-optique optimal et ce, avant de réticuler le polymère. Un dispositif d'orientation des chromophores plus communément appelé poling est alors employé.

2.2.2. Orientation des chromophores du polymère électro-optique : Poling

Comme il a été dit précédemment (cf. chapitre I), l'efficacité électro-optique n'est optimale que lorsque les lignes de champs appliquées par l'électrode de commande sont orientées dans la même direction que les chromophores. En effet, lorsque nous déposons la couche du polymère actif (PIII), les chromophores sont orientés d'une façon aléatoire et par conséquent l'effet électro-optique moyen est nul. Ainsi, pour induire une non-linéarité dans le matériau, les molécules doivent être orientées. La qualité de cette orientation agit directement sur le coefficient électro-optique du polymère (cf. formule 1- 57) et donc sur les performances du modulateur électro-optique que l'on souhaite réaliser. Il existe différentes manières permettant d'orienter les chromophores. Nous présentons ici la technique la plus utilisée qui est l'orientation sous un champ électrique. Pour mettre en œuvre cette technique il faut chauffer le film de polymère à une température supérieure à sa température de transition vitreuse afin de faciliter la mobilité des molécules. Nous appliquons ensuite un champ électrique intense créé par un fort potentiel (5 à 12 kV) pendant plusieurs minutes. Dans le cas où le polymère possède une fonction de réticulation, on augmente la température du dispositif en dessus de sa température de réticulation tout en maintenant le champ électrique appliqué. Lorsque la réticulation est effective, on ramène la température du polymère à la température ambiante. Au final, on obtiendra une couche mince dont les chromophores seront orientés dans la direction du champ appliqué. Ce dernier peut être appliqué de deux manières différentes : par une électrode ou par une pointe.

2.2.2.1. Orientation par électrode

Les chromophores, placés entre les électrodes, vont être orientés selon le champ électrostatique appliqué (cf. figure 2- 3). Pour cela, une forte tension électrique (de l'ordre de 500 *V* [3]) est appliquée entre les deux électrodes. Le champ électrique ainsi créé à l'intérieur du matériau va permettre l'orientation des chromophores dans la direction perpendiculaire au

substrat. Cette méthode permet d'avoir une orientation homogène sur de grandes surfaces, mais présente des risques de claquage plus importants. En effet, l'inhomogénéité présente dans le film de polymère peut provoquer un point de court-circuit entre les électrodes [4].

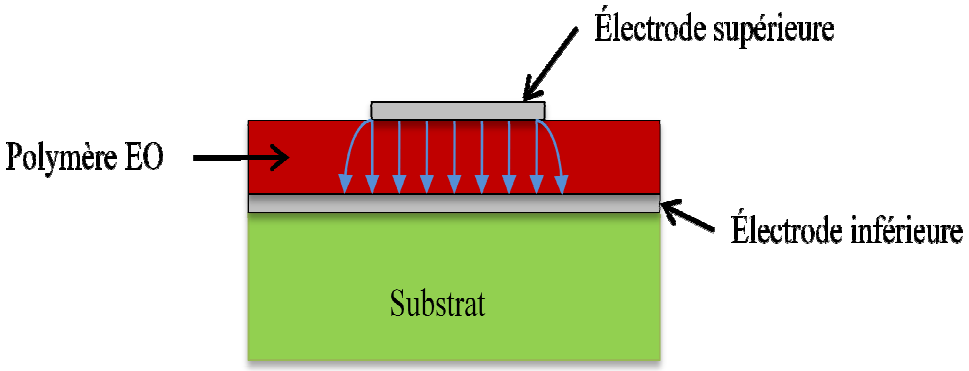


Figure 2- 3 : Orientation des chromophores du polymère électro-optique (EO) en utilisant une électrode de type microruban

2.2.2.2. Orientation par effet couronne :

Dans cette configuration, l'échantillon à orienter est placé sur une plaque chauffante servant aussi de plan de masse et situé à quelques centimètres de la pointe. Le champ électrique intense appliqué au niveau de la pointe entraine une ionisation de l'environnement. Les ions positifs ainsi produits sous l'effet du champ électrique appliqué se dirigent vers la surface de l'échantillon. Si la température de polymère est supérieure à sa température de transition vitreuse, les chromophores s'orientent alors suivant la direction du champ électrique ainsi créé (cf. figure 2- 4 (a)). Malgré l'apparente facilité de la mise en œuvre de cette méthode, l'orientation des chromophores par effet couronne ne permet pas d'avoir une orientation homogène sur toute la surface de l'échantillon. Pour augmenter cette homogénéité, on insère une grille, d'une grande transparence, entre la pointe et l'échantillon (cf. figure 2- 4 (b)). C'est ce système, appelé système triode [5;6], que nous utilisons pour orienter les chromophores du polymère actif (PIII). Avec cette technique, nous obtenons une uniformité de l'orientation de l'ordre de 80% sur la surface d'un échantillon du polymère actif (PIII) de 25 x 25 mm² [7]. Cette surface « homogène » nous donne une indication très importante quant aux dimensions du modulateur et plus particulièrement la longueur d'interaction réalisable entre l'onde optique et l'onde électrique comme nous allons le voir par la suite.

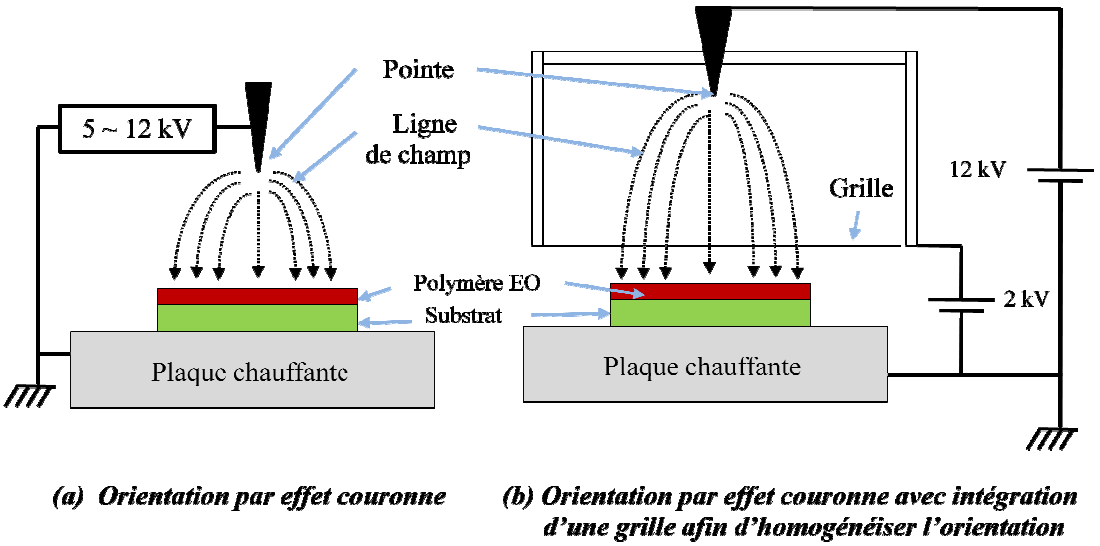


Figure 2- 4 : Les deux techniques d'orientation des chromophores par effet couronne

Avec les deux techniques présentées ci-dessus, il est possible d'orienter les chromophores orthogonalement au plan des couches de polymères actifs. Il conviendra donc, pour obtenir une efficacité électro-optique, d'appliquer le champ électrique dans cette même direction, ce qui nous obligera à choisir une configuration d'électrode adaptée pour la commande du modulateur.

2.3. Démarche de réalisation d'une structure électro-optique de type Mach-Zehnder

2.3.1. Réalisation d'un guide d'onde optique monomode

Dans un guide d'onde optique, la lumière est, pour l'essentiel, confinée dans le cœur dont l'indice de réfraction doit être supérieur à celui du matériau de gaine optique qui l'entoure. C'est pourquoi nous employons le polymère électro-optique PIII comme le cœur du guide d'onde optique. Par conséquent, les matériaux de gaine devront avoir un indice de réfraction inférieur à celui du polymère électro-optique PIII, de l'ordre de 1,6. Or, d'un point de vue performance, il est primordial qu'il ne se propage qu'un seul mode au sein du guide optique. En effet, une structure Mach-Zehnder réalisée sur un guide multimode serait alors pénalisée par les interférences entre modes et par conséquent, la bande passante du composant et son taux d'extinction seraient restreints (cf. paragraphe § 1.5.2.2 du premier chapitre).

Il faut garder en mémoire qu'un composant est également qualifié par ses pertes d'insertions optiques. Or, les pertes d'injection dans un tel guide sont généralement à l'origine de pénalités souvent rédhibitoires. C'est pourquoi, les dimensions du guide et/ou du mode devront être les plus grandes possibles afin de faciliter le couplage entre la fibre optique et le guide d'onde en polymère électro-optique.

Les dimensions géométriques d'un guide d'onde et son caractère monomode sont directement liés à l'écart d'indice entre le cœur et la gaine entourant celui-ci. À titre d'exemple, nous présentons sur la figure 2- 5 le caractère monomode ou multimode d'un guide de section carré en fonction de ses dimensions et de l'écart d'indice entre le cœur et la gaine.

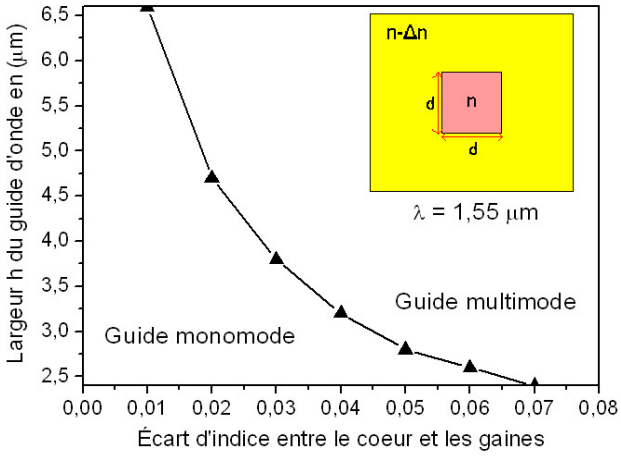


Figure 2- 5 : Domaines monomode et multimode en fonction de l'écart d'indice entre le cœur et la gaine pour n = 1,6

Cependant plusieurs autres critères essentiels sont à prendre en compte lors du choix du matériau de la gaine optique. D'abord, l'indice de réfraction optique doit être plus faible que celui du polymère électro-optique tout en respectant un écart d'indice raisonnable nous permettant d'avoir un guide optique avec une section la plus grande possible. Ensuite, ce matériau de gaine doit être compatible chimiquement et thermiquement avec le matériau électro-optique. En effet, la gaine inférieure ne doit pas subir de dégradation lors du dépôt en solution et du cycle thermique de l'orientation et de la réticulation du polymère. Et finalement, d'un point de vue électrique, sa permittivité relative doit être proche du carré de son indice de réfraction car une fraction de lumière guidée est tout de même confinée dans la

gaine et sa tangente de perte (tan δ) doit être assez faible pour limiter l'atténuation de la puissance du signal électrique. Nous avons ainsi choisi le polymère SU8 qui semble être la résine commerciale la plus appropriée pour répondre à nos besoins selon l'étude effectuée par S. Le Tacon [8]. Cette résine est constituée d'une matrice époxy dans laquelle sont dispersés des agents photosensibles. Elle est couramment utilisée en photolithographie et elle a fait l'objet de plusieurs études en optique intégrée [9-11].

Les propriétés optiques et électriques de la résine SU8, qui nous seront nécessaires pour l'optimisation du modulateur électro-optique, sont regroupées dans le tableau 2- 1:

Propriétés	Valeur
Indice de réfraction à 1550 nm	1,575 [8]
Permittivité relative (ε_r)	3,55 de 10 à 40 GHz selon [12] 3,22 de 2 à 40 GHz selon [13]
Tangente de perte (tanδ)	0,078 de 10 à 40 GHz selon [12] 0,043 de 2 à 40 GHz selon [13]
Résistivité	1,3 108 Ω.m à 135°C [10]

Tableau 2- 1 : Propriétés intrinsèques de la gaine optique SU8

Pour la réalisation du guide d'onde optique, nous avons opté pour une structure de guides enterrés rectangulaires à l'aide de dépôt et gravures successives. La figure 2- 6 schématise le procédé technologique complet pour la réalisation du guide optique à base du polymère électro-optique PGMA/DR1 (PIII).

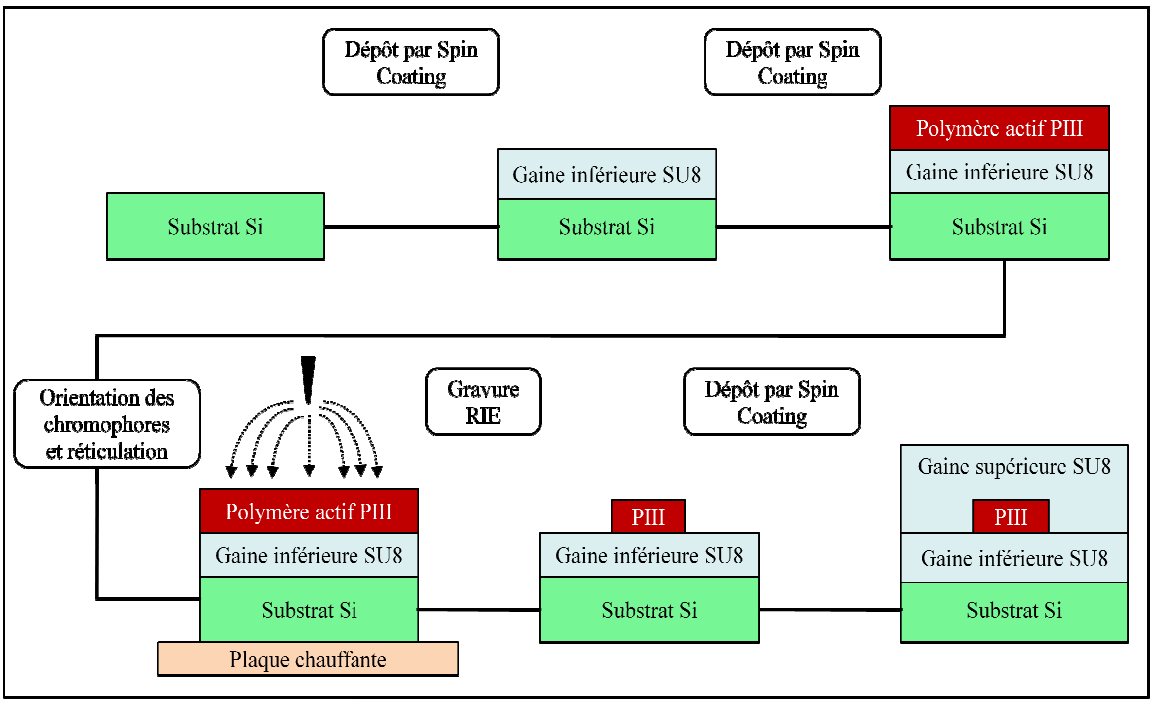


Figure 2- 6 : Procédé technologique de réalisation d'un guide d'onde optique enterré à base du polymère actif PGMA/DR1 (PIII)

Sur un wafer en silicium, nous procédons au dépôt par spin-coating de la gaine inférieure en SU8. Afin de pouvoir déposer sur cette couche le polymère électro-optique PIII, il est nécessaire de procéder à la réticulation de la SU8 par irradiation UV et par le chauffage thermique. On utilise à nouveau la méthode de dépôt par spin-coating pour obtenir une couche du polymère PIII. Ce dernier étant déposé, on procède à l'orientation des chromophores par poling. Cette étape se termine par la réticulation du polymère pour figer l'orientation de ses chromophores. Une gravure sèche RIE, cette dernière étant réalisée en collaboration avec le Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) du laboratoire FOTON, permet de délimiter latéralement le cœur du guide en couche de polymère PIII dans lequel sera confinée l'onde optique. Enfin, un dernier dépôt de polymère SU8 permet de réaliser la gaine supérieure et latérale du guide rectangulaire, enterrant ainsi le cœur dans la gaine en SU8. Un des facteurs limitants reste cependant l'épaisseur maximale de polymère PIII que nous pouvons déposer. Selon S. Le Tacon [8] cette épaisseur est de 2,5 µm.

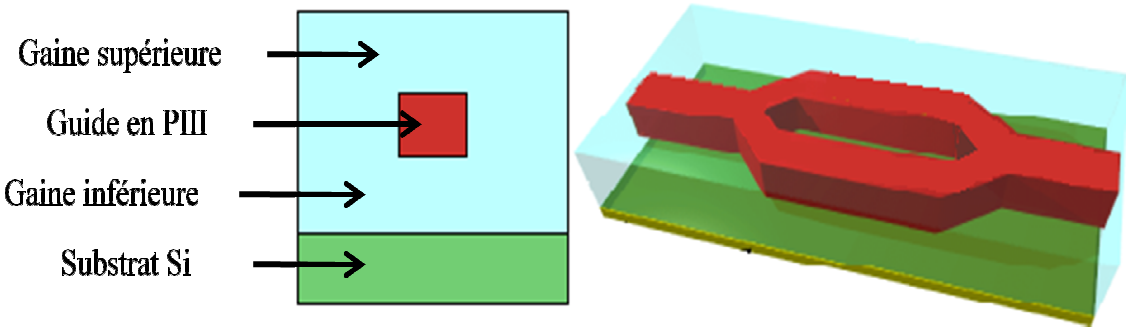


Figure 2- 7 : Vue de la structure finale retenue pour l'optimisation et la réalisation du guide d'onde optique à base de polymère PGMA/DR1 (PIII)

La structure finale sera donc constituée de ce guide d'onde qui se séparera en deux bras à travers une jonction Y pour venir se recombiner au sein d'un même guide à travers une seconde jonction Y en vue de constituer un interféromètre de type Mach-Zehnder. Une illustration de la structure du modulateur électro-optique [12] à base du polymère PGMA/DR1 (PIII) en vue d'une réalisation est montrée sur la figure 2- 7.

L'utilisation d'un modulateur Mach-Zehnder nécessite l'application d'une tension de commande pour modifier les propriétés optiques du guide. Nous allons maintenant nous intéresser à la mise en place des électrodes qui permettront l'application de cette tension.

2.3.2. Choix de l'électrode de commande

2.3.2.1. Quelques rappels sur les lignes planaires

Il existe plusieurs structures de propagation permettant de transmettre le signal électrique. Dans le cadre de cette thèse, nous présentons les trois principales structures de propagation que nous avons été amenés à employer et qui sont utilisées dans la plupart des composants opto-hyperfréquence et plus particulièrement dans les modulateurs électro-optiques, à savoir la ligne microruban, la ligne coplanaire et la ligne coplanaire à plan de masse inférieur (cf. figure 2- 8). En raison de l'inhomogénéité de ces lignes de transmission, air en dessus et diélectrique en dessous du ruban central, les modes de propagation sont hybrides et présentent donc une composante longitudinale à la fois du champ électrique et du champ magnétique. Cependant comme l'amplitude de ces composantes longitudinales est négligeable par rapport à celle des composantes transverses, les champs électromagnétiques

sont en mode quasi-TEM lorsque la distance entre les rubans métalliques est beaucoup plus faible devant la longueur d'onde. À 80 GHz, la longueur d'onde est de 3,75 mm dans le vide et d'environ 2 mm dans le polymère SU8. Elle est bien supérieure à la distance de 8 µm entre le ruban et le plan de masse d'une ligne microruban et à la distance 13 µm entre les rubans d'une ligne coplanaire. On parle alors d'un mode quasi-TEM au lieu du mode TEM pur dont les composantes longitudinales sont nulles.

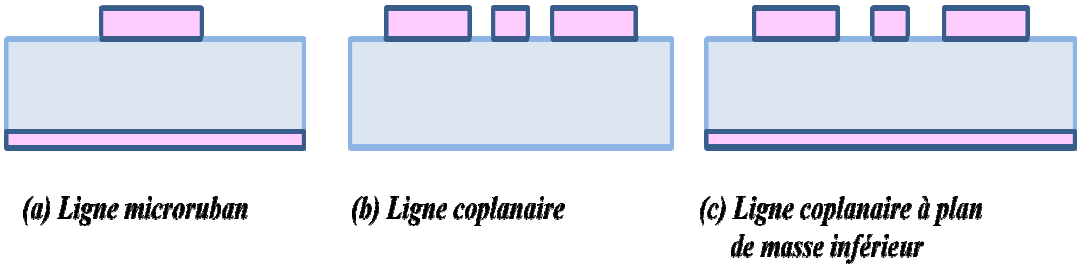


Figure 2- 8 : Différents types de lignes de transmission que nous avons étudiées

Les lignes de transmission hyperfréquence se caractérisent, dans le cas général, par deux principaux paramètres qui sont l'impédance caractéristique (Z_c) et la constante de propagation ($\gamma = \alpha + j\beta$). Rigoureusement, l'impédance caractéristique (Z_c) de la ligne n'est clairement définie que dans le cas d'une structure propageant un mode TEM pur. Pour les fréquences les plus basses du spectre hyperfréquence, on peut étendre ce concept aux modes quasi-TEM. Dans le cas de lignes devant fonctionner sur de larges bandes de fréquences et aux très hautes fréquences (ondes millimétriques), il convient de faire très attention lors de l'utilisation de cette notion. La nature hybride du mode de propagation met en évidence les ambiguïtés associées à la définition de l'impédance de la ligne.

Plusieurs définitions de l'impédance caractéristique sont en effet possibles : la définition Puissance – Courant ($Z_C = 2P/|I|^2$), Puissance – Tension ($Z_C = |U|^2/2P$) ou Tension – Courant ($Z_C = U/I$). Si ces définitions aboutissent à des résultats similaires en basse fréquence pour les lignes de transmission quasi-TEM, en moyenne et haute fréquence les résultats divergent. En fonction de l'application envisagée, on utilise alors l'une ou l'autre de ces définitions. Pour la conception de dispositifs passifs n'utilisant qu'un seul type de ligne, le choix d'une définition particulière n'est pas forcément critique. Il peut le devenir dans le cas où l'on développe des dispositifs actifs et qu'il faut adapter une impédance localisée ou des dispositifs passifs utilisant plusieurs types de lignes (association microruban – microfente par exemple).

Concernant la constante de propagation ($\gamma = \alpha + j\beta$), sa partie réelle (α) représente l'affaiblissement linéique de l'onde dans la direction de propagation provoqué par l'ensemble des pertes. Quant à sa partie imaginaire (β), elle représente le déphasage linéique et indique la variation de phase de l'onde dans la direction de propagation.

Les pertes de la ligne hyperfréquence sont des éléments essentiels à prendre en compte lors de l'optimisation de l'électrode de commande. Elles représentent la cause principale de la limitation de la bande passante dans les modulateurs électro-optiques sur polymère dont l'accord de vitesse entre ondes optique et électrique autorise une bande passante au-delà de 100 GHz. Il existe trois types de pertes dans les structures planaires : les pertes liées à la conductivité finie et à l'état de surface des métallisations, les pertes diélectriques liées à la nature du substrat et finalement les pertes liées au rayonnement généralement engendrées par une discontinuité sur la ligne.

Nous verrons par la suite que, dans notre application, la majorité des pertes dans les lignes planaires est due essentiellement aux pertes métalliques en raison de la conductivité finie des métaux employés. Généralement, les métaux utilisés pour la fabrication des lignes de transmissions sont : l'aluminium (Al), l'or (Au) et le cuivre (Cu). L'effet de peau, où le courant se concentre juste en dessous de la surface du conducteur peut aggraver les pertes métalliques de manière assez significative. Il est montré dans la littérature qu'une épaisseur de métal supérieure à trois fois l'épaisseur de peau est nécessaire pour minimiser ces pertes [14;15]. Cette épaisseur de peau se calcule à partir de la formule suivante :

$$\boldsymbol{\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \sigma}}} \qquad \textit{Équation 2- 1}$$

Où, σ est la conductivité du métal utilisé (S/m) et μ_0 est la perméabilité du vide. Pour l'aluminium ($\sigma = 3{,}8.10^7$ S/m), cette épaisseur de peau δ, à une fréquence de 10 GHz est de 0,82 µm. Par conséquent, afin de s'affranchir des pertes qui peuvent être engendrées par l'effet de peau, le mieux est de prendre une épaisseur d'aluminium minimale de 2,5 µm pour des applications allant jusqu'à 10 GHz. Par ailleurs, la rugosité de la surface de métallisation peut contribuer à l'augmentation des pertes métalliques. Par exemple, pour une électrode en cuivre, si elle présente une rugosité de moyenne quadratique de 1 µm, les pertes métalliques seront majorées de 60% pour la gamme de fréquence de quelques GHz, étant donné que cette rugosité est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de peau [16].

La seconde source de pertes dans les lignes de transmission hyperfréquence provient du matériau diélectrique employé. En effet, les pertes diélectriques dépendent principalement des caractéristiques du substrat dans la bande de fréquence utilisée [17]. Ces pertes sont caractérisées par un terme dépendant de la fréquence appelé tangente de perte (noté tan δ) et qui est défini comme étant le rapport entre la partie imaginaire de la permittivité diélectrique et sa partie réelle. Dans le cas général, les pertes diélectriques sont plus faibles que les pertes métalliques.

Il existe également les pertes dites par rayonnement qui sont dues aux discontinuités rencontrées par l'onde le long de la ligne de transmission. Généralement, ces pertes sont négligeables devant les autres pertes évoquées précédemment. Elles peuvent cependant favoriser le couplage avec les modes de propagation dans la structure autre que ceux désirés.

2.3.2.2. Ligne de transmission optimale

Compte tenu de la géométrie d'orientation des chromophores du polymère électro-optique PIII, la ligne la plus appropriée pour solliciter les propriétés d'optique non linéaires du polymère est la ligne microruban.

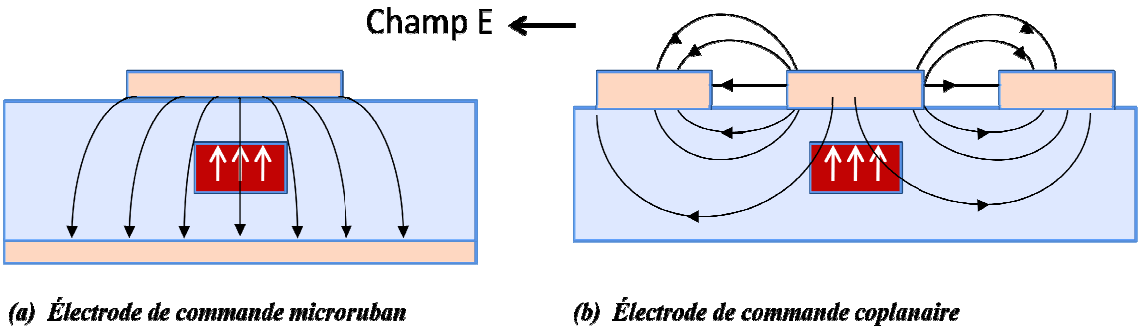
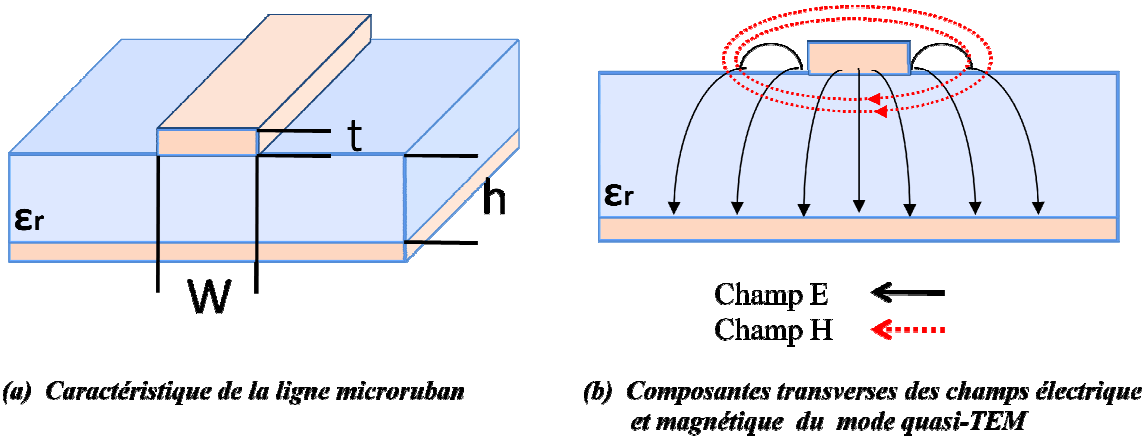


Figure 2- 9 : Lignes de champ électrique appliqué par l'électrode de commande et l'orientation des chromophores

En effet, le champ électrique appliqué par l'électrode microruban est parallèle aux chromophores orientés (cf. figure 2- 9): condition nécessaire pour induire la variation d'indice optique du polymère électro-optique et garantir une efficacité électro-optique optimale.

La structure de la ligne microruban (cf. figure 2- 10 (a)) a été proposée pour la première fois en 1952 [18]. Elle est constituée d'un ruban métallique de largeur (W) et

d'épaisseur (t) déposé sur un substrat diélectrique d'épaisseur (h), de permittivité relative (constante diélectrique) ε_r et d'un plan de masse métallique recouvrant la partie inférieure du substrat. La représentation des composantes transverses des champs électrique et magnétique du mode fondamental quasi-TEM est illustrée sur la figure 2- 10 (b).



(a) Caractéristique de la ligne microruban

(b) Composantes transverses des champs électrique et magnétique du mode quasi-TEM

Figure 2- 10 : Ligne de transmission microruban

La bande passante d'une ligne microruban est limitée par les pertes globales de propagation (pertes métalliques, pertes diélectriques et pertes par rayonnement), par l'apparition des modes d'ordre supérieur ou encore par l'apparition des modes parasites liés aux modes de substrat [19]. Une estimation de la fréquence d'apparition d'un mode supérieur d'ordre n est donnée par la relation suivante [20] :

$$f_{SUP,n} = \frac{cnZ_c}{2\eta_0 h} \qquad \textit{Équation 2- 2}$$

Où, c est la vitesse de la lumière dans le vide en m/s, n est un entier positif, Z_c représente l'impédance caractéristique de la ligne, h est l'épaisseur du substrat en mm et η_0 l'impédance d'onde dans le vide ($\eta_0 \approx 377\ \Omega$). La fréquence f est donnée en GHz.

L'équation 2- 2 reste valable tant que $h / \lambda_0 << 1$ et $W / h >> 1$. Nous verrons, par la suite, que compte tenue de la valeur de l'épaisseur du substrat (h), la première condition est toujours respectée même à de très hautes fréquences (à titre d'exemple, à une fréquence de 100 GHz et pour une épaisseur de 10 µm, le rapport h / λ_0 est de $3{,}34.10^{-3} << 1$). Quant à la seconde condition, pour avoir une impédance caractéristique proche de 50 Ω, il faut un rapport $W / h \approx 2$ puisque, dans le cas général, la constante diélectrique de polymère est

relativement faible. Dans ce cas, nous ne pouvons pas dire que W / h >> 1. Par ailleurs, même si la seconde condition n'est pas totalement remplie, nous pouvons obtenir une valeur approximative de la fréquence de coupure et s'assurer ainsi de ne pas avoir des problèmes liés à l'apparition des modes d'ordre supérieur.

Les modes de substrat ou ondes de surface sont des modes de type TE ou TM. Ces modes peuvent être couplés avec le mode fondamental quasi-TEM de la ligne microruban lorsque la vitesse de phase de ce dernier devient proche de celle d'un mode de substrat. L'excitation de ces modes est à l'origine de pertes supplémentaires. L'expression de la fréquence de couplage du premier mode de substrat de type TE au mode quasi-TEM est donnée par la formule suivante :

$$f_{a,TE} = \frac{3c}{4h\sqrt{2(\varepsilon_r - 1)}}$$ ***Équation 2- 3***

De même, la fréquence de couplage du premier mode de substrat de type TM au mode fondamental quasi-TEM est donnée par la formule suivante :

$$f_{a,TM} = \frac{c.arctan\,(\varepsilon_r)}{\pi h\sqrt{2(\varepsilon_r - 1)}}$$ ***Équation 2- 4***

Dans les formules 2- 3 et 2- 4, h est l'épaisseur du substrat en m et f la fréquence obtenue en Hz.

Dans le cas de couches minces (quelques micromètres d'épaisseur), le problème lié au couplage du mode de substrat, de type TE ou TM au mode fondamental quasi-TEM est évité sans problème, mis à part à des fréquences de travail de l'ordre des THz. D'un point de vue transmission, le couplage du mode fondamental avec d'autres modes apparaîtra bien au-delà de la fréquence de coupure haute liée essentiellement aux pertes.

Ainsi, l'emploi d'une telle électrode pour réaliser le modulateur électro-optique engendrera trois étapes technologiques supplémentaires à celles déjà nécessaires à la réalisation du guide d'onde optique (cf. figure 2- 6). En effet, un plan de masse doit être préalablement déposé sur le wafer en silicium, puis, après avoir réalisé la structure du guide optique, une seconde couche de métal est déposée sur la gaine supérieure. Cette couche est alors gravée en vue de réaliser l'électrode de commande alignée sur un des bras de guide optique en polymère PIII.

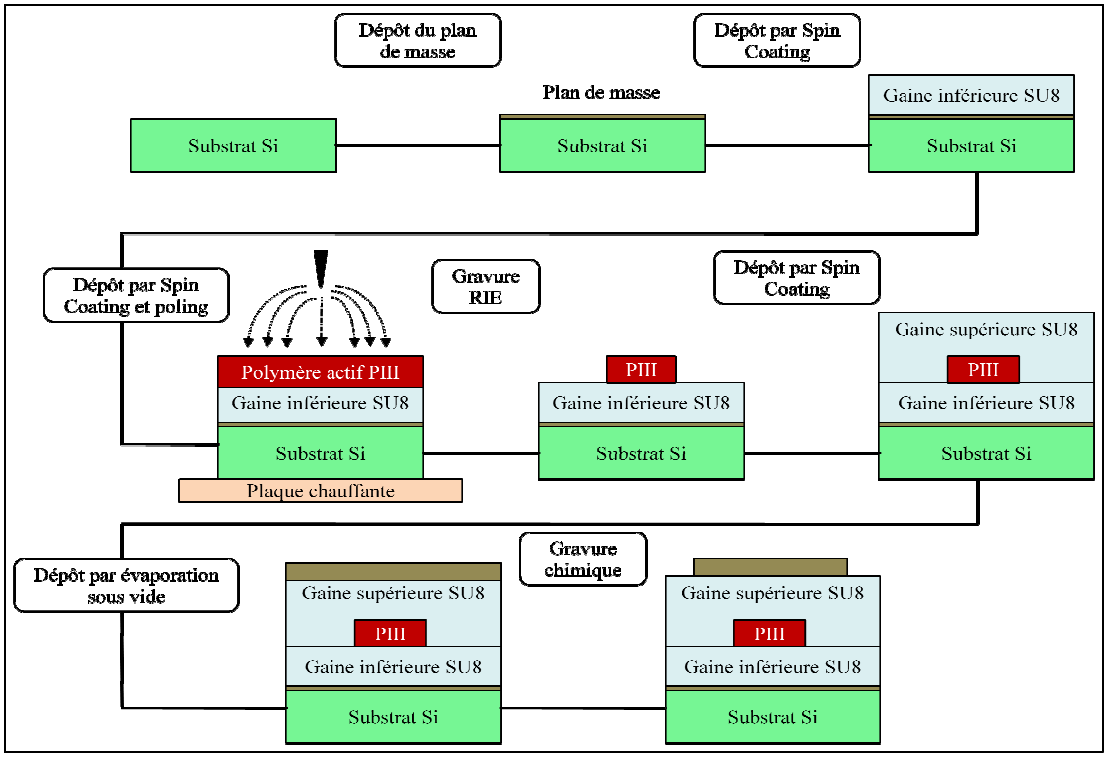


Figure 2- 11 : Procédé technologique complet pour la réalisation du modulateur électro-optique à base du polymère actif PGMA/DR1

Ayant pris conscience des étapes et contraintes technologiques liées à la réalisation du modulateur électro-optique, nous pouvons alors procéder à l'optimisation des deux guides d'onde : optique et hyperfréquence.

2.4. Optimisation électro-optique du modulateur

Le dépôt des différentes couches de polymère et les gravures successives vont nous amener à réaliser un guide d'onde optique, nous rappelons que celui-ci devra présenter les dimensions géométriques les plus grandes possibles tout en restant monomode. Nous allons donc optimiser la structure à partir des données physiques des polymères que nous utilisons (indice de réfraction, pertes, épaisseur déposable, etc…) et ce, à l'aide d'un logiciel de simulation optique. Par la suite, nous nous intéresserons au dimensionnement de l'électrode pour optimiser ses performances tout en garantissant un taux de recouvrement de l'onde optique et électrique optimal. À partir de ces données, le « design » du coupleur 1 vers 2 (jonction Y) à -3 dB qui permettra de réaliser les "jonctions séparatrices" du Mach-Zehnder

sera effectué [21]. Il sera enfin temps d'évaluer la bande passante du modulateur que nous aurons numériquement optimisé.

2.4.1. Optimisation du guide d'onde optique

2.4.1.1. Outil de simulation optique

Pour décrire le phénomène de propagation de la lumière dans des guides d'ondes optiques dont les solutions analytiques des équations de Maxwell n'existent pas, on fait appel à des méthodes semi-analytiques ou numériques permettant de répondre efficacement aux besoins de l'utilisateur. De ce fait, plusieurs méthodes de résolution ont été développées selon la nature et la complexité des guides optiques [22]. Les deux méthodes les plus utilisées dans le domaine de l'optique intégrée, pour leur facilité de mise en œuvre, sont la méthode de l'indice effectif [23-25] et la méthode de faisceaux propagés (Beam Propagation Method : BPM) [26-28]. La première méthode est basée sur une approche semi-analytique qui consiste à transformer une structure tridimensionnelle en une structure à deux dimensions qui peut alors être traitée analytiquement. En effet, l'équation d'onde à deux dimensions, par séparation des variables du champ propagé, est transformée en un système de deux équations. Cependant la méthode de l'indice effectif n'est pas adaptée pour la détermination précise des profils de champ et elle ne permet pas de traiter des structures complexes : les courbures et jonctions qui sont employées pour la réalisation d'un interféromètre Mach-Zehnder ne peuvent être traitées par cette méthode.

Pour nos travaux de conception et d'optimisation nous avons utilisé la méthode de faisceaux propagés (BPM) du fait de sa simplicité d'emploi et son efficacité dans le domaine de l'optique intégrée. Cette méthode est adaptée à des structures complexes avec prise en compte des effets liés aux champs radiatifs et des problèmes liés aux couplages entre modes. Elle permet, entre autre, de prendre en compte les différents états de polarisation, les effets de l'optique non linéaire ainsi que les pertes d'absorption des matériaux. Cette méthode est assez précise et est considérée comme l'une des méthodes les plus puissantes dans le domaine de l'optique linéaire et non linéaire. Elle nécessite, cependant, d'importantes ressources informatiques.

La méthode BPM est basée sur une résolution numérique permettant d'étudier le comportement électromagnétique des équations qui régissent la propagation de la lumière

dans les milieux considérés. Le calcul est effectué en divisant la structure en tranches espacées d'un pas de discrétisation « Δz » défini par l'utilisateur (cf. figure 2- 12). Le calcul du champ à chaque pas est obtenu à partir du résultat du champ connu au pas précédent. Le champ initial est déterminé par l'utilisateur et peut correspondre à un faisceau gaussien, dont on peut définir les propriétés pour s'approcher du mode similaire à l'injection à partir d'une fibre optique. Ce champ peut correspondre aussi à un mode rectangulaire ou encore à un mode propre de la structure guidante déterminé à partir de l'analyse modale.

Sur chaque tranche, la méthode BPM fait appel aux méthodes de résolution numérique les plus couramment utilisées telles que la méthode des éléments finis (FEM) [29], la transformée de Fourier rapide (FFT) [30] ou encore la méthode de différences finies (FD) [31]. La méthode de calcul que nous utilisons à partir du logiciel commercial OptiBPM est fondée sur les différences finies. Cette méthode découle directement des équations de Maxwell avec dépendance temporelle [32] et permet de prendre en compte les changements de direction de propagation. En effet, le champ présenté sur le plan transverse (xy) (cf. figure 2- 12) est déterminé à partir de la méthode de différence finie selon une discrétisation définie par l'utilisateur. Ensuite, à partir des conditions initiales et des conditions aux limites, le champ correspondant au point de coordonnées (m, n), par exemple, est obtenu à partir des points qui l'entourent. Lorsque la totalité du champ est connue sur le plan transverse (xy), le champ est projeté sur le plan z suivant à partir d'un pas de discrétisation défini par l'utilisateur. Enfin, la méthode que nous utilisons est une méthode vectorielle qui permet de prendre en compte les effets de la polarisation.

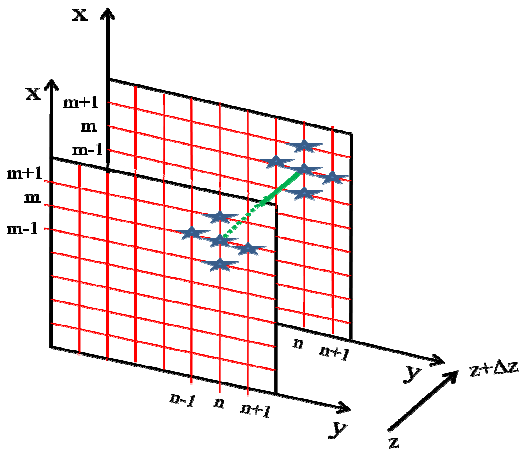


Figure 2- 12 : Schéma de principe de la méthode de faisceaux propagés (BPM) basée sur les différences finies

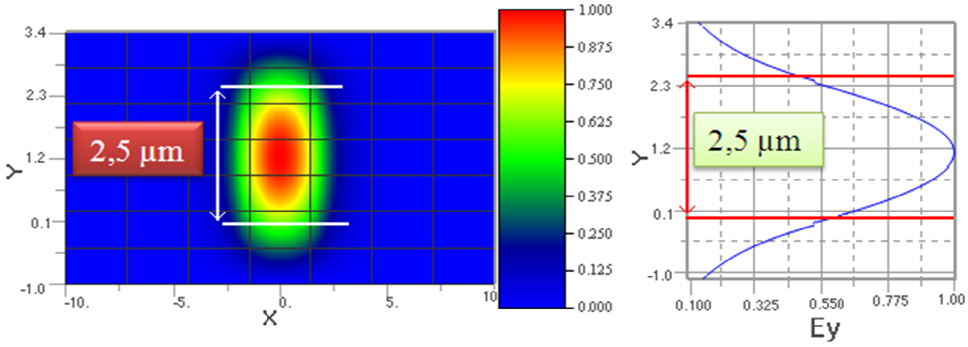
Pour de plus amples informations quant au détail de l'algorithme utilisé par cette méthode et notamment les conditions aux limites, nous renvoyons le lecteur aux articles suivants [33;34].

2.4.1.2. Conception de la section droite du guide optique

Pour l'optimisation de la structure du modulateur électro-optique, nous avons opté pour l'utilisation des guides rectangulaires à saut d'indice (cf. figure 2- 7) qui permettent de concentrer l'énergie lumineuse à l'endroit de l'interaction de l'onde optique et de l'onde électrique. Ceci nous permettra, comme nous allons le voir par la suite, d'obtenir un taux de recouvrement optimal. L'étude théorique de ce type de guide à confinement suivant deux dimensions permet de définir des modes TE (transverse électrique) et TM (transverse magnétique), ou plus exactement des modes quasi-TE et quasi-TM, du fait que les champs sont dépendants l'un de l'autre. Toutes les composantes du champ de ces modes existent à part celles suivant l'axe de propagation (Oz), à savoir les composantes E_z et H_z, respectivement pour les modes TE et TM. Ainsi, en raison du couplage entre les composantes et les conditions aux limites des structures, la résolution des équations de Maxwell appliquées à une structure à deux dimensions n'est pas possible analytiquement. Pour remédier à ce problème, nous allons utiliser le logiciel commercial OptiBPM pour la conception de la partie optique de notre modulateur. La première étape consiste en l'optimisation d'un guide d'onde optique dont le cœur est en polymère à effet électro-optique PGMA/DR1 (PIII) et les couches de confinement sont en polymère SU8. Ce guide d'onde doit être monomode avec un fort facteur de confinement de l'onde optique dans le cœur afin d'optimiser à terme la conversion électro-optique. En raison de l'orientation des chromophores perpendiculaire à la couche de polymère électro-optique suite à un poling par effet couronne, la polarisation de la lumière dans le guide doit être en mode TM afin de bénéficier du coefficient électro-optique le plus élevé, en l'occurrence le coefficient r_{33}, comme cela a été expliqué dans les paragraphes 1.4.2.2 et 1.4.2.3 du chapitre 1.

Nos contraintes technologiques nous imposent une épaisseur du cœur en polymère actif (PIII) de seulement 2,5 µm, réalisé en deux dépôts successifs. Partant de cette valeur, notre première tâche a consisté en l'optimisation de l'épaisseur de la gaine inférieure et de celle de la gaine supérieure nécessaires pour assurer un guidage de la lumière optimal. En effet, l'onde évanescente peut représenter un handicap pour le guidage optique dans le cas où

les épaisseurs de ces gaines sont trop petites et que par conséquent, une grande partie de l'énergie de l'onde se trouve absorbée à terme par les électrodes inférieure et supérieure. Afin d'éviter l'absorption de la lumière par les électrodes, la littérature montre qu'une épaisseur p_e supérieure à deux à trois fois la profondeur de pénétration η de l'onde évanescente suffit pour l'éviter [35;36]. En effet, à la profondeur $p_e=3\eta$, le champ lumineux décroît d'un facteur e^3 par rapport au champ à l'interface entre le cœur et la gaine. Avec un cœur en polymère PIII de section rectangulaire 4 µm x 2,5 µm, le calcul de la profondeur de pénétration de l'onde évanescente dans les matériaux de gaines en polymère SU8 effectué suivant les relations décrites au chapitre 1 (formules 1- 18 et 1- 19), a montré que cette profondeur de pénétration η est comprise entre 0,8 µm et 1,15 µm dans le cas où l'indice de réfraction du polymère PIII est compris entre 1,621 et 1,6. L'écart d'indice entre le cœur et la gaine est un élément important. En effet plus cet écart est petit, plus l'onde pénètre profondément dans le matériau formant la gaine optique. À titre d'illustration, la figure 2- 13 montre les résultats de simulation d'un guide d'onde optique, en mode quasi-TM, dont l'épaisseur du cœur en polymère électro-optique PIII est fixée à 2,5 µm et les épaisseurs des gaines inférieure et supérieure en polymère SU8 à 1 µm ; cette épaisseur étant inférieure à la profondeur de pénétration de l'onde évanescente dans le matériau de gaine optique.



(a) Champ lumineux dans la section droite du guide d'onde

(b) Composante du champ Ey suivant l'axe (Oy)

Figure 2- 13 : Résultats de simulation du guide optique avec l'épaisseur du cœur de 2,5 µm et les épaisseurs de la gaine inférieure et supérieure de 1 µm

La figure 2- 13 (b) qui montre la composante (Ey) du champ lumineux, confirme donc qu'une épaisseur de 1 µm pour les gaines inférieure et supérieure n'est pas suffisante pour que l'onde évanescente soit totalement atténuée. Par conséquent, une portion non négligeable de l'énergie se confine dans les matériaux de gaines et risque d'être absorbée par les électrodes.

Toutefois, nous rappelons que la tension de commande du modulateur dépend aussi de l'épaisseur totale de la structure optique et donc, une faible épaisseur permet de minimiser cette tension de commande. En conclusion, pour notre application, nous prendrons une épaisseur de gaine inférieure de 3 µm. Quant à l'épaisseur de la gaine supérieure, nous avons effectué une étude avec différentes épaisseurs afin de confiner au mieux le champ électrique appliqué par l'électrode dans la section du cœur de la structure optique tout en évitant les pertes par onde évanescente. Le tableau 2- 2 regroupe le taux de recouvrement obtenu pour la structure de guide optique avec différentes épaisseurs de la gaine supérieure.

Épaisseur de la gaine supérieure (µm)	Taux de recouvrement (%)
2	82
2,5	80
3	77

Tableau 2- 2 : Taux de recouvrement de l'onde optique et de l'onde électrique pour différentes épaisseurs de la gaine supérieure

D'après le tableau 2- 2, nous pouvons constater que l'amélioration du taux recouvrement entre l'onde optique et l'onde électrique est très limitée en réduisant l'épaisseur de la gaine supérieure. Le gain est de seulement de 5 % pour une épaisseur de la gaine supérieure de 2 µm au lieu de 3 µm. Par conséquent, nous prendrons une épaisseur de l'ordre de deux fois l'épaisseur de la profondeur de pénétration de l'onde évanescente dans le matériau gaine. De même, cette épaisseur réduira la tension de commande du modulateur électro-optique : nous fixons donc une épaisseur de gaine supérieure de 2,5 µm.

Compte tenu de la faible épaisseur du polymère actif PGMA/DR1 (PIII) que nous sommes à même de déposer et d'orienter (2,5 µm), le guide restera "monomode" suivant la dimension correspondant à l'épaisseur. Pour obtenir un guide rigoureusement monomode, la grandeur sur laquelle nous pourrons agir est alors la largeur du guide (Lg) puisque les indices des polymères (gaine et cœur) sont dans notre cas fixés. Cependant, nous avons cherché à optimiser la structure guidante de sorte à ce que l'onde optique soit confinée de manière optimale dans la partie active du guide. Ainsi, le rendement de conversion électro-optique serait également optimal. Pour cela on s'intéresse à l'optimisation du taux de confinement défini par la relation 2- 5 dans le cas d'un guide rectangulaire.

$$C = \frac{\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \int_{-\frac{Lg}{2}}^{\frac{Lg}{2}} |E_o(x,y)|^2 \, dx \, dy}{\int \int_{x,y} |E_o(x,y)|^2 \, dx \, dy}$$ *Équation 2- 5*

Où, d est l'épaisseur du cœur en polymère actif PIII égale à 2,5 µm, Lg est la largeur du guide optique et $E_o(x,y)$ représente le champ électrique de l'onde optique.

Ainsi, en fonction des propriétés optiques des matériaux employés et des dimensions retenues pour les épaisseurs des couches (cf. figure 2- 14), nous avons réalisé une étude approfondie permettant d'obtenir une structure optimale. Étant donné que l'indice optique de notre polymère actif PGMA/DR1 (PIII), en mode TM, est de 1,6 ou 1,621 selon la littérature (respectivement selon [37] et [8]), nous avons étudié les deux cas de figures.

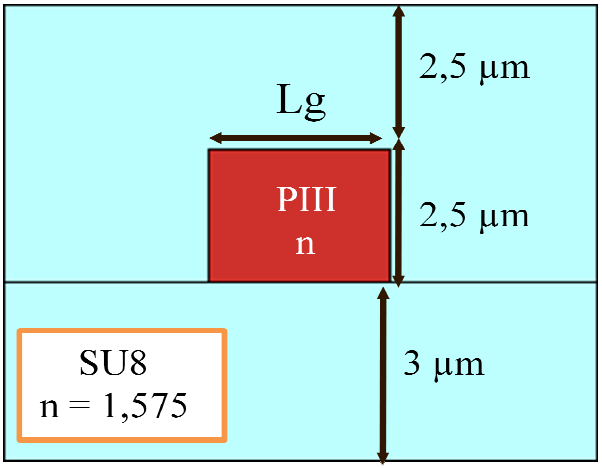


Figure 2- 14 : Schéma de la section droite du guide optique étudié

Le tableau 2- 3 regroupe les résultats de simulation obtenus en polarisation quasi-TM à 1550 nm en fonction de la largeur (Lg) du guide optique. Comme nous nous y attendions, les résultats de simulations montrent que plus la largeur de guide est grande, meilleur est le confinement de l'onde optique. Ainsi pour le premier cas de figure (l'indice de PIII étant de 1,6), il s'avère qu'un guide monomode avec un fort facteur de confinement est obtenu avec une largeur du guide (Lg) de 6 µm. Dans ce cas, le facteur de confinement serait de l'ordre de 81 % et par conséquent 19 % de l'énergie optique ne subirait pas l'effet électro-optique. Cependant, le second cas de figure (l'indice de PIII étant de 1,621) montre que la structure optimale est obtenue pour une largeur (Lg) de 4 µm. Le facteur de confinement, dans ce cas, serait de 85 %. Ce dernier est bien meilleur que celui obtenu dans le premier cas même avec une largeur du guide optique de 6 µm. L'écart d'indice entre le cœur et la gaine, dans le

second cas (0,046 au lieu de 0,025), est à l'origine de ce constat. En effet, la lumière se confine d'avantage dans le cœur si l'écart d'indice est important.

Dans tous les cas de figures, la largeur (Lg) du guide doit être suffisamment grande pour faciliter l'injection de la lumière dans le guide et, par conséquent, de minimiser les pertes d'insertion globale du composant. Étant donné que la valeur de l'indice optique de notre polymère actif n'est pas connue avec certitude, nous avons retenu une largeur (Lg) de 4 µm.

À titre d'illustration, la figure 2- 15 représente la distribution normalisée de l'onde lumineuse dans le guide optique optimal. Le maximum d'énergie est donc bien confiné dans le cœur formé en polymère PIII de 4 µm de largeur et de 2,5 µm d'épaisseur.

Indice optique			Lg (µm)	Nombre de Modes	Indice effectif du mode	Confinement (%)
Gaine SU8	Cœur PIII	Gaine SU8				
1,575	1,6	1,575	2	1	1,5773	51
			3	1	1,5828	64
			4	1	1,5849	77
			5	1	1,5862	80
			6	1	1,5870	82
			7	2	-	-
1,575	1,621	1,575	2	1	1,5929	71,32
			3	1	1,5987	80
			4	1	1,6017	85
			5	2	-	-

Tableau 2- 3 : Récapitulatif des résultats de simulation en polarisation quasi-TM à 1550 nm en fonction de la largeur Lg du cœur du guide optique étudié

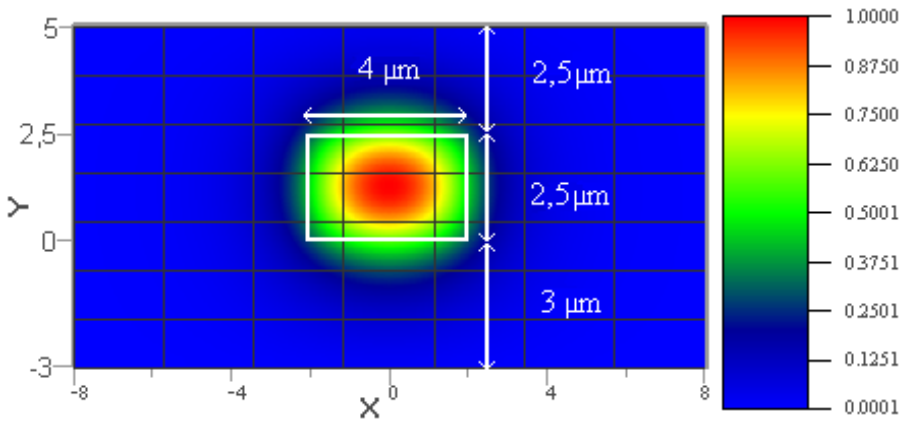


Figure 2- 15 : Amplitude normalisée du champ lumineux dans une section droite du guide optique retenue avec une largeur Lg = 4 µm et une épaisseur d = 2,5 µm

2.4.2. Électrode de commande

Les dimensions de la structure optique guidante étant désormais fixées en tenant compte de toutes nos contraintes technologiques, il est alors nécessaire d'optimiser le dimensionnement de l'électrode de commande en vue d'optimiser l'effet électro-optique de notre futur composant. Pour cela, nous avons employé le logiciel de simulation électromagnétique HFSS. Ce dernier est basé sur la méthode des éléments finis qui consiste à diviser les surfaces en sous-régions de forme triangulaire pour les problèmes bidimensionnels et les volumes en sous-régions de forme tétraédrique pour les problèmes tridimensionnels. Le champ électromagnétique est calculé sur les nœuds de chaque élément de base constituant le maillage (tétraèdre ou triangle), puis, de proche en proche, il peut être déduit dans toute la structure. Cette méthode permet l'étude de structures géométriques complexes et elle est donc adaptée pour traiter les problèmes de discontinuités lors de la conception de l'électrode de commande du modulateur. À ce stade de nos travaux, des méthodes analytiques ou plus simples numériquement (donc moins gourmandes en ressources informatiques) auraient pu suffire pour optimiser l'électrode de commande du modulateur. Néanmoins, nous avons choisi de l'utiliser dès cette étude car, lors de la réalisation d'un tel composant, le problème des interconnexions se pose entrainant des problèmes liés aux discontinuités nous obligeant à utiliser un outil numérique adapté tel que le logiciel HFSS.

Le premier paramètre que l'on doit en priorité optimiser pour l'électrode de commande (qui dans notre cas, est une ligne microruban) est l'impédance caractéristique Z_c. Cette dernière doit être adaptée à celle du générateur et à la charge sur la gamme de fréquence

visée pour éviter toute réflexion du signal hyperfréquence et par conséquent l'établissement d'une onde stationnaire. Cette impédance dépend de la largeur de l'électrode, de la distance entre l'électrode et le plan de masse, de l'épaisseur du métal et de la permittivité relative des matériaux diélectriques. La distance entre l'électrode et le plan de masse a été déterminée lors de l'étude optique de notre composant. Cette distance, que nous appelons h, a été fixée à 8 µm. À partir de cette donnée et de la valeur de la permittivité relative du polymère SU8 et de celle du polymère électro-optique PIII, nous pouvons déterminer la largeur optimale de l'électrode afin d'avoir une impédance caractéristique proche de 50 Ω. Il existe des relations analytiques simples permettant de donner une valeur approchée de cette impédance caractéristique, comme par exemple l'approximation de Wheeler [38] ou encore l'approximation d'Hammerstad [39]. Cependant l'utilisation de ces deux approximations reste limitée au cas quasi-statique. En effet, le mode de propagation est considéré de type TEM pur et de ce fait, la ligne de transmission est supposée baigner dans un milieu homogène de permittivité effective ε_{eff}. Par ailleurs, ces méthodes d'approximations ne permettent pas de prendre en compte les structures multicouches telles que celle du modulateur électro-optique à base de polymères (cf. figure 2- 16).

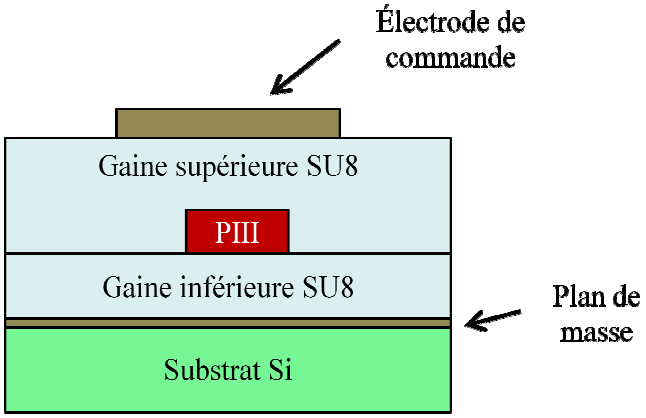


Figure 2- 16 : Schéma de la section droite du modulateur électro-optique à base du polymère PIII

La structure de la figure 2- 16 a donc été modélisée sous le logiciel HFSS en prenant en compte les valeurs de permittivité relative (ε_r) du polymère SU8 disponible dans la littérature (ε_{r1}(SU8) = 3,22 [13] et ε_{r2}(SU8) = 3,55 [12]) et du polymère électro-optique PIII (ε_r(PIII) = 4,45 [40]). Nous avons donc étudié l'évolution de l'impédance caractéristique en fonction de la largeur de l'électrode pour la structure considérée (cf. figure 2- 17).

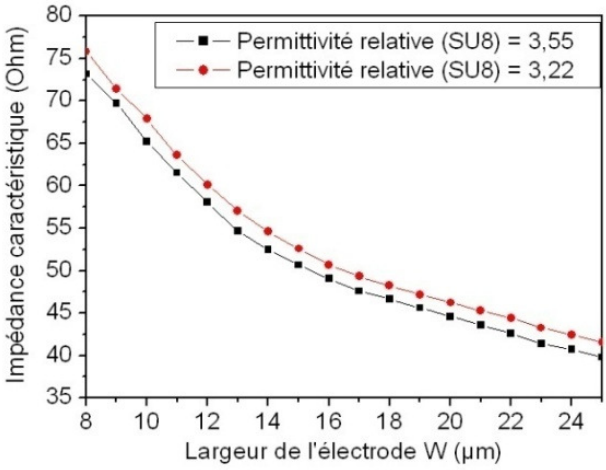


Figure 2- 17 : Variation de l'impédance caractéristique de l'électrode de commande à 2 GHz en fonction de la largeur de l'électrode (W) pour les deux valeurs de permittivité relative du polymère SU8 : ε_{r1} (SU8)= 3,22 et ε_{r2} (SU8)= 3,55 avec ε_r (PIII) = 4,46

Pour cette étude, l'électrode est en aluminium avec une épaisseur de 4 µm. Nous avons arrêté de manière préliminaire ce matériau car ce type de dépôt est aisément accessible au Laboratoire. Pour réaliser une adaptation à 50 Ω, l'étude montre qu'une largeur de l'électrode de l'ordre de 17 µm est nécessaire. Or, l'adaptation d'impédance n'est pas la seule condition à remplir pour l'optimisation de notre composant. En effet, l'accord de vitesse de phase entre l'onde optique et l'onde hyperfréquence doit être optimal. En d'autres termes, l'accord de phase entre les deux ondes est réalisé lorsque le carré de l'indice effectif du guide optique est égal à la permittivité effective du guide hyperfréquence. À titre d'illustration, nous avons présenté sur la figure 2- 18 l'évolution de la permittivité effective, à 2 GHz, pour les deux cas de figures étudiés (ε_{r1} (SU8)= 3,2 et ε_{r2} (SU8)= 3,55 avec ε_r (PIII) = 4,46) en fonction de la largeur de l'électrode de commande (W).

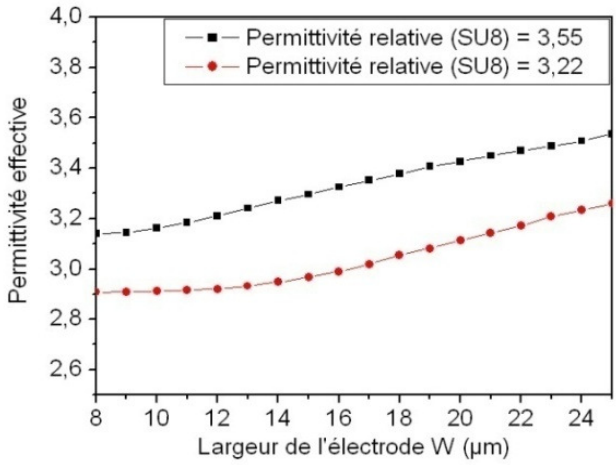


Figure 2- 18 : Évolution de la permittivité effective à 2 GHz en fonction de la largeur (W) de l'électrode de commande pour deux valeurs de permittivité relative du polymère SU8 : ε_{r1} (SU8)= 3,22 et ε_{r2} (SU8)= 3,55 avec ε_r (PIII) = 4,46

Pour une largeur d'électrode de 17 µm favorisant le transfert d'énergie (adaptation d'impédance), l'écart d'indice entre l'onde optique et l'onde électrique est de 0,12 dans le premier cas (ε_{r1} (SU8)= 3,22) et est porté à 0,23 dans le second cas (ε_{r2} (SU8)= 3,55). La connaissance de cette grandeur nous permet d'estimer la limite de fréquence de coupure haute d'après la relation (1- 54) du chapitre 1. Ainsi, dans le cas où le polymère SU8 aurait une permittivité relative de 3,22, la fréquence de coupure haute serait au maximum de 80 GHz alors qu'elle chuterait à 42 GHz dans d'une permittivité relative du polymère SU8 de 3,55. Dans notre cas d'étude, le choix d'une électrode large de 17 µm a été retenu pour la suite de la conception du modulateur, ce paramètre pourra être affiné par la suite en trouvant le bon compromis entre impédance caractéristique et accord de phase. En effet, se figer une impédance caractéristique de 50 Ω pourrait être rédhibitoire en terme de bande passante alors qu'une légère désadaptation de quelques Ohms permettrait de trouver le parfait accord de phase. Il faudra donc choisir entre tension de commande et bande passante si le besoin s'en faisait ressentir. L'adaptation de l'indice effectif n_{eff} constitue une autre solution alternative pour améliorer la bande passante du modulateur en ajustant la dimension du cœur du guide d'après la figure 1- 6. Ceci nécessite un compromis entre le taux de confinement C (donc la tension demi-onde) et l'indice effectif.

Finalement, afin de vérifier l'efficacité du 'couplage' entre l'onde optique et l'onde électrique, nous avons déterminé le taux de recouvrement entre l'électrode de commande de

17 µm de largeur et le guide optique optimisé précédemment (paragraphe 2.4.1.2). Pour ce faire, nous avons effectué, dans un premier temps, des simulations électrostatiques avec une électrode de commande de 17 µm portée à une tension de 18 V. Cette dernière correspond à la tension qu'il faut appliquer pour observer un déphasage de π entre les deux bras de l'interféromètre Mach-Zehnder. Les simulations optique et électrique étant effectuées sous deux solveurs différents du logiciel OptiBPM, « OptiBPM 3DSim » et « Electro Optical Solver », les données issues de cette étude ont été récupérées et traitées ensuite sous un code établi par nos soins.

Ainsi, pour une structure du guide optique de 4 µm de largeur, de 2,5 µm d'épaisseur et une électrode de commande microruban de 17 µm de largeur, le taux de recouvrement de l'onde optique et de l'onde électrique est de l'ordre de 80%, dans le cas où l'indice de réfraction du polymère PIII serait de 1,621, et de l'ordre de 73% dans le cas où l'indice de réfraction du polymère PIII serait de 1,6.

2.4.3. Réalisation d'un coupleur 1 vers 2 à -3dB

Après avoir étudié la section droite du guide électro-optique, il est nécessaire de se rappeler qu'un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder est constitué, comme le montre la figure 2- 19, d'un guide d'entrée, d'un guide de sortie et que la modulation du signal repose sur le désaccord de phase entre les deux bras de l'interféromètre. Or, pour constituer ces deux bras, il faut séparer l'onde injectée dans le guide d'entrée entre les deux guides de manière équilibrée puis recombiner les deux ondes issues des deux bras dans le guide de sortie. Pour ce faire, il est nécessaire de réaliser un coupleur un vers deux à – 3 dB. Cette jonction, en raison de sa forme, est plus communément appelée jonction Y.

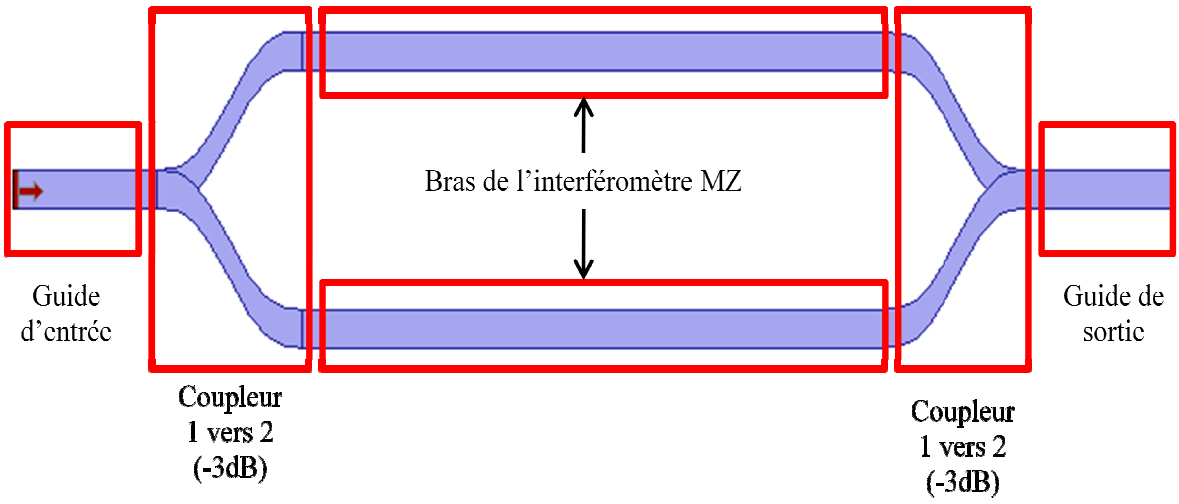


Figure 2- 19 : Schéma des différents éléments constituant l'interféromètre Mach-Zehnder

Pour réaliser la jonction Y, il faut, comme dans les cas étudiés précédemment, trouver le compromis idéal et minimiser les pertes globales de la structure. Or celles-ci sont essentiellement dues aux pertes intrinsèques du matériau électro-optique (PIII) (de 4 dB/cm à 10 dB/cm pour une longueur d'onde de 1550 nm [8]) et au dimensionnement de la jonction Y. En effet, les courbures nécessaires à la réalisation de la jonction dépendent de l'espace entre les deux bras (D) et de la longueur sur laquelle se réalise cette jonction (Lj) (cf. figure 2- 20). Plus l'espace entre les deux bras est grand, plus la longueur de jonction (Lj) devra être grande pour minimiser les pertes par courbure. Or, l'augmentation de cette longueur de jonction aura pour effet d'augmenter la longueur de propagation dans le matériau électro-optique dont les pertes d'absorption sont élevées.

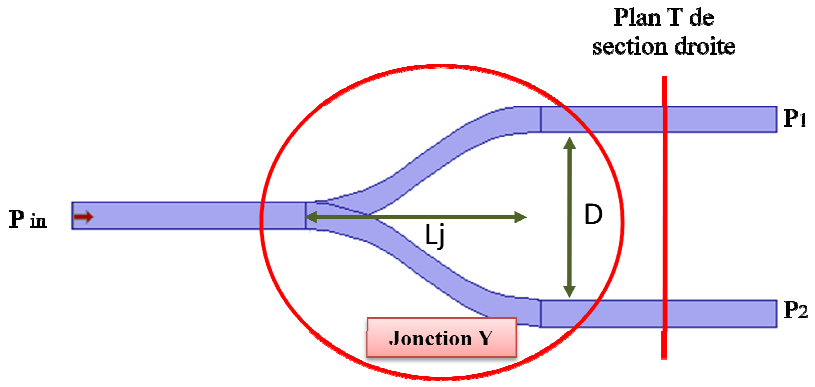


Figure 2- 20 : Vue de dessus de la structure de la jonction d'étude

Cependant, il existe une valeur minimale en dessous de laquelle D ne peut descendre. Autrement dit, il faut éviter tout recouvrement de l'onde hyperfréquence appliquée à l'un des bras du modulateur électro-optique avec le second bras afin que les déphasages dans les deux bras créés par l'effet électro-optique ne s'annulent pas, même partiellement. La figure 2- 21 présente, dans une vue de coupe selon le plan T de section droite (cf. figure 2- 20), les lignes équipotentielles du champ électrique obtenues avec une largeur d'électrode de 17 µm en fonction de la distance D entre les bras de l'interféromètre. Nous observons, pour le cas où la distance D est inférieure à 25 µm (cf. figure 2- 21 a), qu'une partie du recouvrement de l'onde électrique appliqué au premier guide a lieu également avec le second guide. C'est pourquoi, afin d'éviter ce problème, nous retiendrons pour la réalisation de notre composant une distance inter-bras (D) égale à 25 µm et 30 µm.

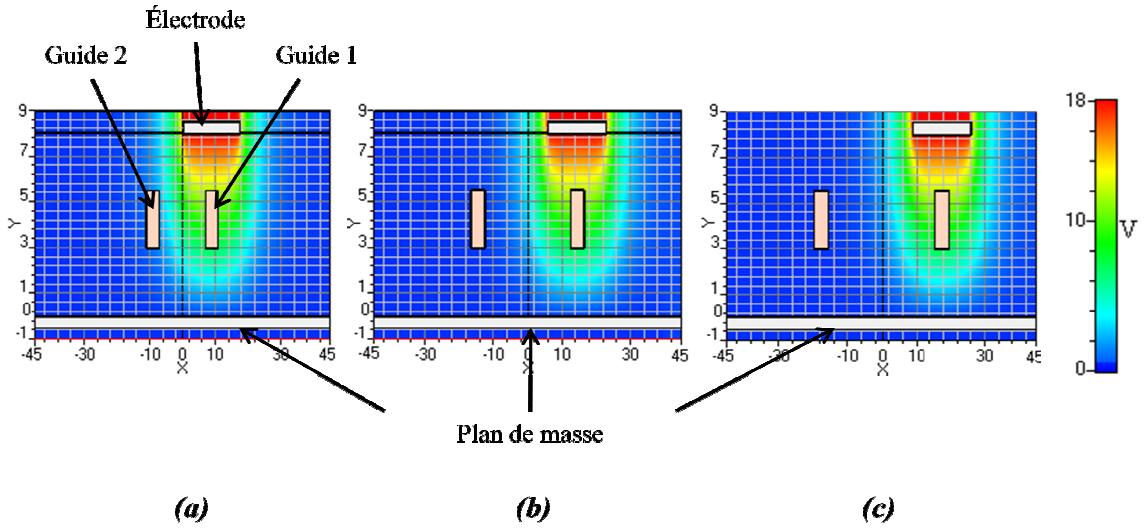
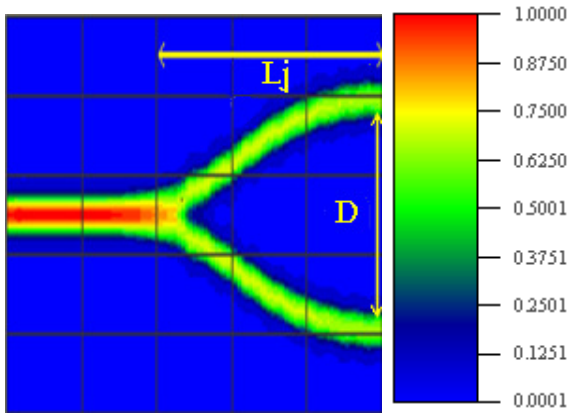


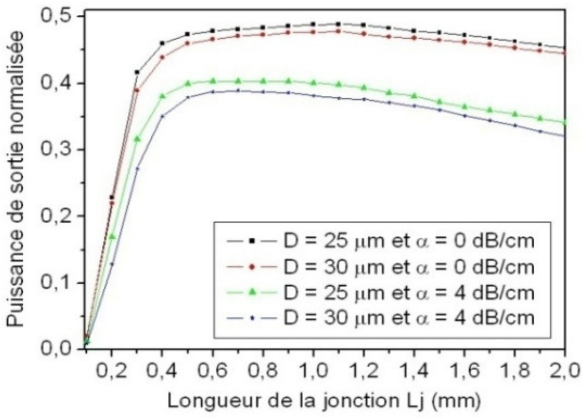
Figure 2- 21 : Lignes équipotentielles du champ électrique appliqué avec une ligne micro ruban de 17 µm de largeur sur l'un des bras de l'interféromètre Mach-Zehnder ; (a) Avec une distance entre les deux bras de l'interféromètre D = 15 µm, (b) D = 25 µm, (c) D = 30 µm

Le travail restant alors à réaliser consiste à trouver un compromis entre les pertes de courbures et les pertes d'absorption de notre polymère actif (PIII) afin de minimiser les pertes globales du modulateur électro-optique. Pour l'étude, nous avons réalisé des simulations de la jonction Y pour différentes longueurs (Lj) (cf. figure 2- 22 (a)) et pour les deux distances de séparation entre les bras de l'interféromètre Mach-Zehnder retenues (25 et 30 µm). Nous avons également effectué la même étude en intégrant les pertes d'absorption du polymère électro-optique (PIII) dans les simulations effectuées en les considérant égales à de 4 dB/cm.

Les courbes de la figure 2- 22 (b) représentent les puissances optiques normalisées à la sortie de chaque jonction en fonction de la longueur Lj. Dans le cas d'un matériau idéal et pour une séparation de 25 µm entre les deux bras de l'interféromètre Mach-Zehnder, une perte minimale de l'ordre de 4 % dans chaque bras est attendue pour une gamme de longueur de jonction Lj allant de 0,8 mm à 1,5 mm. Nous constatons également une perte supplémentaire de l'ordre de 1,2 % dans le cas où la distance entre les bras de l'interféromètre est de 30 µm dans la même gamme de longueur de la jonction Lj.



(a) Propagation du faisceau lumineux dans la jonction de l'interféromètre Mach-Zehnder



(b) Puissance de sortie normalisée en fonction de la distance entre les bras de l'interféromètre MZ sans et avec pertes d'absorption du matériau

Figure 2- 22 : Optimisation de la jonction Y

En présence du matériau présentant les pertes d'absorption de 4 dB/cm, la longueur de la jonction Lj optimale se situe dans une gamme allant de 0,5 mm à 1 mm. La perte dans chaque bras sera alors de l'ordre de 13 % du signal d'entrée, la jonction n'est donc pas le facteur limitatif prépondérant à la réalisation de notre modulateur. En effet, d'un point de vue optique, le facteur bloquant reste les pertes intrinsèques du matériau électro-optique utilisé.

2.5. Quelle structure finale, pour quelles performances et avec quels facteurs limitatifs ?

2.5.1. Structure optique

À ce stade de l'étude, les paramètres concernant le guide optique, l'électrode de commande et la jonction Y sont connus et définis pour permettre la réalisation du modulateur d'intensité électro-optique à base de polymère. Dans le paragraphe 2.2.2.2 de ce chapitre, nous avons établi que la surface de polymère que nous étions à même d'orienter de manière homogène était de 25 x 25 mm². Par conséquent, en vue de réaliser le modulateur électro-optique avec la plus faible tension demi-onde possible, nous avons choisi une longueur d'interaction de l'onde optique et de l'onde électrique de 2 cm. Compte tenu des paramètres du polymère électro-optique employé (r_{33} = 10 pm/V), de l'indice effectif du guide optique égal à 1,60, du taux de recouvrement de l'onde optique et de l'onde électrique de 80 %, de la longueur d'interaction (L) de 2 cm, de la distance entre les électrodes (h) de 8 µm et de la longueur d'onde (λ_0) de 1550 nm, la tension demi-onde a pour valeur 18 V selon la formule 1-50 du premier chapitre.

L'ensemble des paramètres géométriques retenus pour la réalisation du modulateur à base du polymère électro-optique PGMA/DR1 (PIII) est synthétisé dans le tableau 2- 4 :

Épaisseur de la gaine inférieure	3 µm
Épaisseur de la gaine supérieure	2,5 µm
Épaisseur du guide optique en PIII	d = 2,5 µm
Largeur du guide optique en PIII	Lg = 4 µm
Largeur de l'électrode	W = 17 ± 1 µm
Séparation entre les bras du Mach-Zehnder	D = 25 - 30 µm
Longueur de la jonction	Lj = 1 mm
Longueur d'interaction	L = 2 cm

Tableau 2- 4 : Récapitulatif des paramètres géométriques retenus pour la réalisation du modulateur électro-optique à base du polymère PIII

Les épaisseurs des gaines inférieure et supérieure, respectivement 3 µm et 2,5 µm, ont été fixées en prenant en considération tous les éléments qui agissent sur les performances du modulateur électro-optique, tels que les pertes par onde évanescente, la minimisation de tension de commande ou encore le confinement de l'onde optique dans le cœur de la structure optique. Les dimensions de ce dernier (Largeur 4 µm et épaisseur 2,5 µm) ont été, elles aussi, optimisées pour en déduire la meilleure configuration possible : le cœur doit être le plus large possible pour avoir un taux de confinement optimal et pour minimiser les pertes par couplage tout en restant monomode pour éviter les interférences entre modes. L'optimisation de la structure optique nous a amené à étudier l'électrode de commande. Une impédance de 50 Ω s'impose afin d'éviter l'établissement d'une onde stationnaire. Une largeur de 17 µm avec une tolérance de gravure de ± 1µm permet d'obtenir une impédance proche de 50 Ω tout en optimisant l'accord de vitesse de phase de l'onde optique et électrique nécessaire pour obtenir une large bande passante intrinsèque du modulateur. La jonction Y et la distance de séparation entre les bras de l'interféromètre Mach-Zehnder constituent une brique importante de l'optimisation. En effet, la distance de séparation entre les bras (D) a été fixée à 25 µm et 30 µm afin d'éviter que l'onde électrique appliquée sur l'un des bras de l'interféromètre n'agisse aussi sur le second bras. Ensuite, à partir de ce résultat, une longueur de jonction (Lj) a été fixée à 1 mm permettant de trouver le meilleur compromis entre les pertes par courbures et celles intrinsèques du matériau. Finalement, pour rester dans la zone d'homogénéisation de poling et réduire la tension demi-onde, une longueur d'interaction entre l'onde optique et l'onde électrique de 2 cm a été retenue.

Afin d'évaluer la structure de l'interféromètre Mach-Zehnder que nous avons retenue pour la réalisation du modulateur électro-optique, nous avons effectué une simulation optique de la structure entière de l'interféromètre avec les deux jonctions correspondant à l'entrée et à la sortie du dispositif, ainsi qu'une longueur d'interaction (L) de l'onde optique et de l'onde électrique de 2 cm. Nous avons regroupé dans le tableau 2- 5 les résultats de simulation optique de la structure retenue. Cette étude a été réalisée pour les deux distances de séparation entre les deux bras de l'interféromètre (25 et 30 µm) avec et sans perte d'absorption du polymère électro-optique PIII. La longueur des guides d'entrée et de sortie de l'interféromètre Mach-Zehnder est supposée égale à 500 µm.

D (µm)	P_{sortie}		Perte (dB)
25	Sans perte d'absorption	0,55	2,59
	Avec perte d'absorption (4 dB/cm)	0,1	10
30	Sans perte d'absorption	0,52	2,84
	Avec perte d'absorption (4 dB/cm)	0,08	10,97

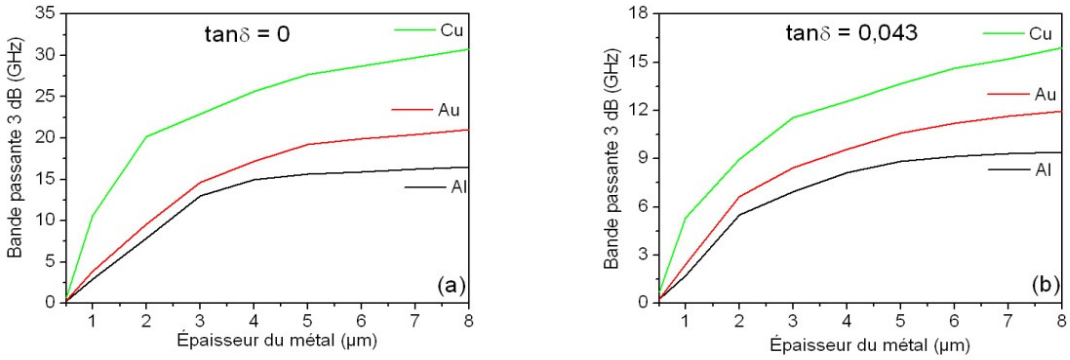
Tableau 2- 5 : Étude des performances optiques de la structure retenue de l'interféromètre Mach-Zehnder avec une longueur de la jonction Lj = 1 mm et une longueur d'interaction L = 2 cm.

D'après le tableau 2- 5, les pertes intrinsèques du polymère électro-optique (PIII) sont de loin le facteur le plus pénalisant et qui risque de poser des problèmes lors de la caractérisation du composant. Une longueur (L) plus courte permettrait de minimiser ces pertes, ce qui montre l'importance de faire le bon choix et de privilégier l'application souhaitée entre la réduction de la tension de commande et les performances attendues.

2.5.2. Impact de l'électrode sur les performances

Les pertes de propagation hyperfréquences de l'électrode représentent un autre critère important à prendre en considération lors de la conception et de l'optimisation du modulateur électro-optique. En effet ces pertes doivent être faibles afin d'obtenir une large bande passante

électrique du modulateur. Cette dernière dépend essentiellement du type de métal et de l'épaisseur de l'électrode ainsi que la tangente de pertes des matériaux polymères. Par ailleurs, la tangente de pertes fait partie des propriétés intrinsèques des matériaux sur lesquelles nous ne pouvons pas agir. La résine SU8 a été choisie pour principalement ses propriétés optiques, afin d'assurer un guidage monomode et un fort facteur de confinement, et sa compatibilité chimique avec notre polymère électro-optique PGMA/DR1 (PIII). Il faut donc optimisée la passante de l'électrode de commande en agissant sur la nature et l'épaisseur du métal la constituant. Afin d'illustrer ce phénomène, nous avons réalisé des simulations sous le logiciel HFSS pour une ligne microruban de 2 cm de longueur et de 17 µm de largeur réalisée sur un substrat composé du polymère PIII de permittivité ε_r (PIII) = 4,45 et du polymère SU8 de permittivité relative ε_r (SU8) = 3,55. L'ensemble des résultats est synthétisé dans la figure 2- 23 où les bandes passantes de lignes réalisées en différents métaux sont reportées en fonction de l'épaisseur de métallisation.



(a) Sans pertes diélectriques (tan δ = 0) ***(b) Avec pertes diélectriques (tan δ = 0,043)***

Figure 2- 23 : Bande passante (3dB) de l'électrode de commande en fonction de l'épaisseur et de différents types de métaux pour L = 2 cm

D'après la figure 2- 23 (a), la bande passante augmente nettement avec l'épaisseur et la conductivité du métal (σ(Cu) = 5,8.10^7 S/m, σ(Au) = 4,1.10^7 S/m, σ(Al) = 3,8.10^7 S/m). Cependant, les pertes intrinsèques du matériau ont pour effet de fortement diminuer la bande passante (cf. figure 2- 23 (b)). Dans notre étude, au sein du Laboratoire, la métallisation d'aluminium d'épaisseur 4 µm étant réalisable, on peut s'attendre à avoir une bande passante de l'ordre de 8 GHz.

Bien sûr, on peut améliorer la bande passante de l'électrode de commande en diminuant la longueur d'interaction, mais cela se fait au détriment de la tension de demi-onde. À titre d'illustration, la figure 2- 24 présente l'évolution de la bande passante d'une ligne microruban réalisée sur le polymère SU8 (avec et sans prise en compte de la tangente de pertes) avec une épaisseur d'aluminium de 4 µm en fonction de cette longueur d'interaction.

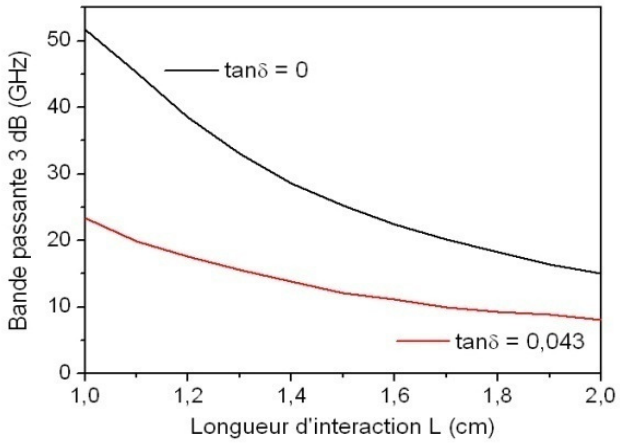


Figure 2- 24 : Bande passante (3dB) de l'électrode de commande en aluminium en fonction de la longueur d'interaction de l'onde optique et de l'onde électrique, l'épaisseur du métal est de 4 µm et la largeur W = 17 µm

On peut ainsi ajuster la bande passante de l'électrode de commande en modifiant la tension demi-onde du modulateur électro-optique. Cependant, il faut garder en tête que la longueur de la ligne de commande ne se limite pas à la longueur d'interaction entre l'onde optique et l'onde électrique (cf. chapitre III) et que par conséquent, le gain obtenu reste faible aux vues de la dégradation de la tension demi-onde.

2.1. Bilan

Dans ce chapitre, nous avons optimisé la structure d'un modulateur à base de matériau polymère électro-optique PGMA/DR1 (PIII) en tenant compte des contraintes diverses auxquelles nous sommes soumis. Pour réaliser cette étude, nous avons employé les logiciels de simulation OptiBPM et HFSS, respectivement dédiés à l'étude optique et électrique du modulateur électro-optique.

Une étude approfondie nous a permis de retenir la structure la plus performante : nous avons défini, dans un premier temps, un guide optique monomode avec un fort facteur de confinement afin de minimiser la tension de commande du modulateur. Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'étude de la jonction Y permettant de séparer le faisceau lumineux dans les deux bras de manière équilibrée tout en maintenant une distance raisonnable entre ces derniers. L'étude de la distance de séparation entre les bras de l'interféromètre Mach-Zehnder étant indispensable afin d'éviter tout couplage entre les bras lorsque le champ électrique est appliqué sur un seul bras.

L'étude de l'électrode de commande est une étape aussi importante que les autres. En effet, en raison de l'orientation des molécules actives du polymère, une ligne microruban a été retenue afin de bénéficier d'une efficacité optimum de l'effet électro-optique. À partir des dimensions de la structure optique, nous avons donc déterminé celles de la ligne microruban pour avoir une impédance caractéristique de 50 Ω tout en optimisant l'accord de vitesse de phase de l'onde optique et de l'onde électrique afin d'augmenter la bande passante électro-optique de notre composant. Au-delà des performances envisagées du modulateur électro-optique optimisé, nous avons montré et réalisé une étude approfondie applicable à tous les matériaux du même genre.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons une étude détaillée de transitions back to back entre lignes coplanaires et microruban que nous proposons afin de tester notre composant avec le système sous pointes. Une réalisation de cette transition sur un substrat commercial sera effectuée, dans un premier temps, pour démontrer sa faisabilité et, en même temps, étalonner le logiciel de simulation HFSS sur de telles structures. Les résultats de mesures et de simulations sur couches minces en polymère SU8 sont très encourageants et permettent de donner des perspectives quant à l'utilisation de cette transition pour des applications autres que le modulateur.

Bibliographie

[1] C. J. Lawrence, "The mechanics of spin coating of polymer films", *Physics of Fluids*, Vol. 31, pp. 2786-2795 (1988).

[2] C. J. Brinker and A. J. Hurd, "Fundamentals of sol-gel dip-coating", *Journal de Physique III*, Vol. 4, pp. 1231-1242 (1994).

[3] A. Otomo and G. I. Stegeman and W. H. G. Horsthuis and G. R. Mohlmann, "Strong field, in-plane poling for nonlinear optical devices in highly nonlinear side chain polymers", *Applied Physics Letters*, Vol. 65, pp. 2389-2391 (1994).

[4] M. Stahelin and C. A. Walsh and D. M. Burland and R. D. Miller and R. J. Twieg and W. Volksen, "Orientational decay in poled second-order nonlinear optical guest-host polymers : temperature dependence and effects of poling geometry", *Journal of Applied Physics*, Vol. 73, pp. 8471-8479 (1993).

[5] P. A. Ribeiro and D. T. Balogh and J. A. Giacometti, "Corona poling and electroactivity in a side-chain methacrylate copolymer", *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, Vol. 7, pp. 572-577 (2000).

[6] J. A. Giacometti, "Radial current-density distributions and sample charge uniformity in a corona triode", *Journal of Applied Physics*, Vol. 20, pp. 675-682 (1987).

[7] G. Tellier, "*Contribution à l'étude des propriétés électro-optiques de matériaux polymères : Orientation des molécules et caractérisation par génération de seconde harmonique*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2006.

[8] S. Le Tacon, "*Mise en oeuvre et étude des techniques d'intégration de matériaux organiques en vue de la réalisation d'un modulateur électro-optique*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2007.

[9] A. Borreman and S. Musa and A. A. M. Kok and M. B. J. Diemeer and A. Driessen, "Fabrication of Polymeric Multimode Waveguides and Devices in SU-8 Photoresist Using Selective Polymerization", *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pp. 83-86, (2002).

[10] A. Leinse and M. B. J. Diemeer and A. Driessen, "High speed electro optic polymer micro-ring resonator", *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pp. 111-114, (2004).

[11] T. C. Sum and A. A. Bettiol and J. A. van Kan and F. Watt and E. Y. B. Pun and K. K. Tung, "Proton beam writing of low-loss polymer optical waveguides", *Applied Physics Letters*, Vol. 83, pp. 1701-1710 (2003).

[12] J. F. Larchanché, "*Études pour la réalisation d'un modulateur électro-optique à ondes progressives sur polymères*", Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2001.

[13] R. Osorio, "*Micromachined Transmission Lines for Microwave Applications*", Thèse de doctorat, Université de Fribourg, Allemagne, 2003.

[14] G. Six, "*Optimisation d'une technologie 3D pour la réalisation de circuits intégrés millimétriques sur substrat de silicium*", Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2004.

[15] D. Peyrou, "*Etude théorique et expérimentale des techniques d'assemblage et de mise en boitier pour l'intégration de microsystèmes radio-fréquences*", Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2006.

[16] T. C. Edwards and M. B. Steer, "*Foundations of interconnect and microstrip design*", Wiley, 2000.

[17] R. A. Pucel and D. J. Masse and C. P. Hartwig, "Losses in Microstrip", *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 16, pp. 342-350 (1968).

[18] D. D. Grieg and H. F. Engelmann, "Microstrip-A New Transmission Technique for the Klilomegacycle Range", *Proceeding of the Institute of Radio Engineers*, Vol. 40, pp. 1644-1650 (1952).

[19] A. V. Vorst, "*Transmission, propagation et rayonnement*", De Boeck, 1995.

[20] R. K. Hoffmann, "*Handbook of Microwave Integrated Circuits*", Artech House, 1987.

[21] M. El Gibari and C. Lupi and D. Averty and H. W. Li, "Optimisation des paramètres de réalisation d'un modulateur électro-optique à base de polymère pour les télécommunications à fibre optique", *Congrès Méditerranéen des Télécommunications*, CMT'08, pp. 152-155 (2008).

[22] R. Scarmozzino and A. Gopinath and R. Pregla and S. Helfert, "Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices", *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. 6, pp. 150-162 (2000).

[23] R. Chakraborty and P. Ganguly and J. C. Biswas and S. K. Lahiri, "Modal profiles in Ti:LiNbO3 two-waveguide and three-waveguide couplers by effective-index-based matrix method", *Optics Communications*, Vol. 187, pp. 155-163 (2001).

[24] C. H. Kwan and K. S. Chiang, "Study of polarization-dependent coupling in optical waveguidedirectional couplers by the effective-index method with built-inperturbation correction", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 1018-1026 (2002).

[25] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals correction", *Applied Physics Letters*, Vol. 81, pp. 1163-1165 (2002).

[26] P. L. Ho and Y. Y. Lu, "A bidirectional beam propagation method for periodic waveguides", *IEEE Journal of Photonics Technology Letters*, Vol. 14, pp. 325-327 (2002).

[27] D. Yevick and B. Hermansson, "Efficient beam propagation techniques", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, pp. 109-112 (1990).

[28] T. Fujisawa and M. Koshiba, "Full-vector finite-element beam propagation method for three-dimensional nonlinear optical waveguides", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 1876-1884 (2002).

[29] Y. Arai and A. Maruta and M. Matsuhara, "Transparent boundary for the finite-element beam-propagation method", *Optics Letters*, Vol. 18, pp. 765-766 (1993).

[30] M. D. Feit and J. A. Fleck, "Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagation beam method", *Applied Optics*, Vol. 19, pp. 1154-1164 (1980).

[31] Y. Chung and N. Dagli, "An assessment of finite difference beam propagation method", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, pp. 1335-1399 (1990).

[32] D. M. Sullivan and IEEE Microwave Theory and Techniques Society, "*Electromagnetic simulation using the FDTD method*", Wiley-IEEE press, 2000.

[33] J. Yamauchi and M. Sekiguchi and O. Uchiyama and J. Shibayama and H. Nakano, "Modified finite-difference formula for the analysis of semivectorial modes in step-index optical waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp. 961-963 (1997).

[34] Optiwave, "*Technical Background and Tutorials : Waveguide Optics Modeling Software Systems*", OptiBPM, version 9.

[35] G. T. Paloczi, "*Polymer Integrated Optics: Device Architectures and Fabrication Methods*", Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 2005.

[36] C. Cornic, "*Réalisation par gravure RIBE de guides optiques en polyimide. Contribution à leur caracterisation dans un modulateur electrooptique*", Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.

[37] J. Liang and R. Levenson and C. Rossier and E. Toussaere and J. Zyss and A. Rousseau and B. Boutevin and F. Foll and D. Bosc, "Thermally stable cross-linked polymers for electro-optic applications", *Journal de Physique III*, Vol. 4, pp. 2441-2450 (1994).

[38] H. A. Wheeler, "Transmission-Line Properties of a Strip on a Dielectric Sheet on a Plane", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 25, pp. 631-647 (1977).

[39] E. O. Hammerstad, "Equations for Microstrip Circuit Design", *Proceeding of the Institute of Radio Engineers*, pp. 268-272, (1975).

[40] A. Gardelein, "*Conception d'un capteur électro-optique de rayonnement électromagnétique à base de matériaux polymères*", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 2006.

Chapitre III : Étude de la ligne de commande du modulateur en vue de son test et sa mise en boîtier

3. Étude de la ligne de commande du modulateur en vue de son test et de sa mise en boîtier

3.1. Introduction

Ce chapitre est entièrement dédié à l'étude de l'électrode de commande. En effet, cette dernière est souvent reléguée au second plan dans l'étude de réalisation d'un modulateur compte tenu des contraintes fortes imposées par la partie optique du composant. La réalisation de lignes et de transitions sur des substrats épais est un vaste sujet déjà longuement développé dans la littérature [1;2]. Cependant, les réalisations sur couche mince sont essentiellement étudiées, dans la littérature, pour les applications liées à la microélectronique sur les substrats semi-conducteurs. Lors de l'étude bibliographique, nous avons constaté que les lignes et les transitions sur couches minces en polymères étaient très peu abordées, c'est pourquoi, nous traitons dans ce chapitre l'étude des lignes et transitions sur polymères nécessaires à la réalisation d'une électrode de commande pour un modulateur électro-optique.

3.2. Contraintes associées à l'exploitation industriellement du composant

3.2.1. Problématique

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit la démarche suivie et explicité nos choix pour réaliser une structure de type Mach-Zehnder à partir du polymère électro-optique et des technologies à notre disposition. Cependant, il ne faut pas perdre de vue que, outre les performances du composant, le choix de ce dernier, par le client industriel, se fait également par sa facilité d'emploi. Cette dernière est fortement conditionnée par la mise en boîtier du composant (cf. Figure 3- 1). Dans le cas d'un modulateur, ses dimensions ne sont pas les

seules contraintes à prendre en compte, mais il faut aussi prendre en considération les entrées et sorties du composant.

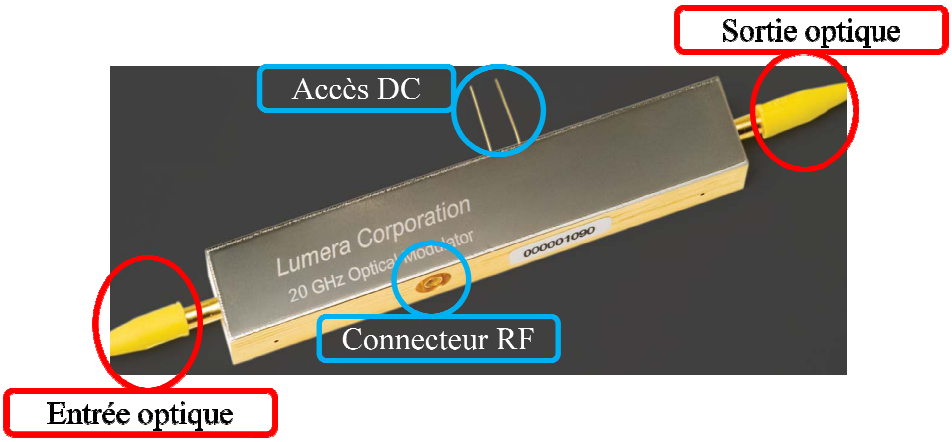


Figure 3- 1 : Photographie du boîtier d'un modulateur électro-optique à base de polymère [3]

Ces entrées et sorties sont au nombre de quatre : une entrée et une sortie optiques caractérisées par deux « pigtails » de fibre optique, un connecteur RF qui donne accès à l'électrode de commande et des accès via des traversées DC étanches qui permettent d'apporter des fonctionnalités (Bias, ….) (cf. Figure 3- 1).

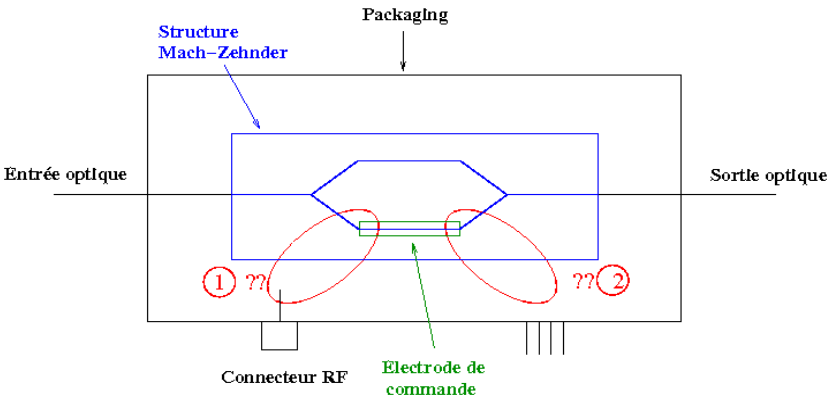


Figure 3- 2 : Schéma de packaging d'un modulateur électro-optique

Afin de mieux prendre en compte les contraintes liées à la mise en boîtier du composant, la figure 3- 2 présente un schéma complet du packaging (en noir sur la figure) dans lequel nous avons reporté un schéma de la structure analysée au second chapitre (sur la figure 3- 2, en bleu le guide optique et en vert l'électrode de commande microruban). Ainsi, la problématique qui est ouverte à ce stade de l'étude est de rendre opérationnelle cette électrode

microruban. Encore une fois, de par les fortes contraintes liées à leurs dimensions, les accès optiques seront privilégiés. Classiquement, le couplage optique se fait par des fibres lentillées permettant d'injecter la lumière dans le guide et de la collecter en sortie de l'interféromètre Mach-Zehnder. Après un alignement dynamique, ces dernières peuvent être fixées au boîtier à l'aide d'une colle époxy ou encore par brasage d'un revêtement métallique déposé sur la fibre optique à l'aide de source laser, on parle alors de soudure à la torche laser. Cependant, avant de réaliser la mise en boîtier du composant, nous aurons à tester le modulateur électro-optique hors boîtier. Compte tenu des dimensions du guide optique optimisé dans le second chapitre, nous avons retenu des fibres lentillées de chez LovaLite avec un rayon de courbure de 3 µm, dont la taille de mode à la sortie de la fibre est de 3 µm à la distance de travail optimum de 3 µm selon le fabricant [4]. Les accès RF à la ligne de commande restent alors à définir. Il faudra donc venir relier la ligne microruban à un connecteur dont l'axe est perpendiculaire à la ligne (cf. partie rouge (1) de la figure 3- 2) et relier l'autre extrémité de la ligne (cf. partie rouge (2) de la figure 3- 2) à une charge 50 Ω.

La qualité de cette ligne est évaluée à partir de la bande passante à -3dB, généralement définie comme étant la gamme de fréquences sur laquelle le gain en tension est supérieur au gain maximum divisé par racine carrée de deux. Or d'un point de vue pratique, l'utilisateur voit ce qu'un élément actif lui requiert en termes d'alimentation par rapport à un composant « sans perte » c'est-à-dire ayant un gain maximum nul. Par conséquent, par la suite nous utilisons la bande passante utile comme étant celle définie à partir d'un gain maximal à 0 dB.

3.2.2. Structure de la ligne de commande

Pour rendre opérationnelle la ligne de commande, l'onde se propageant le long de la ligne ne doit pas être réfléchie. Par conséquent, on doit charger l'extrémité de la ligne (partie rouge (2) de la figure 3- 2) par une charge 50 Ω. Classiquement, en technologie planaire, cette dernière, pour être large bande, est réalisée avec une couche mince résistive déposée sur un substrat d'alumine et gravée par ablation laser aux dimensions requises afin d'obtenir une impédance de 50 Ω. On obtient ainsi un composant pouvant être monté en surface (CMS). Dans notre cas de figure, il est délicat de réaliser une connexion large bande entre la charge et la structure de commande microruban car cela requiert la réalisation d'un trou métallisé qui introduit des perturbations (discontinuité) (cf. Figure 3- 3).

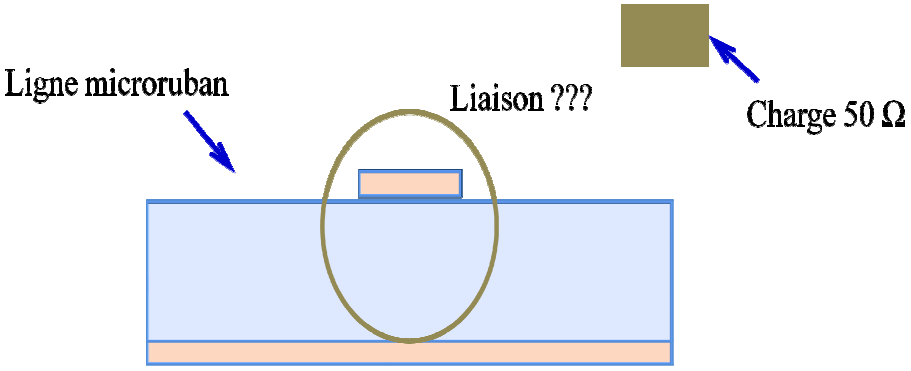


Figure 3- 3 : Difficulté liée à l'interconnexion d'une charge 50 Ω sur une ligne microruban

Un moyen aisé est de reporter deux charges de 100 Ω sur une structure coplanaire. Elles sont en parallèle et permettent donc le chargement par 50 Ω de la ligne microruban (cf. figure 3- 4). La problématique se résume alors, dans ce cas, à réaliser une transition coplanaire microruban (CPW-MS) pour relier les deux lignes (partie rouge sur la figure 3- 4).

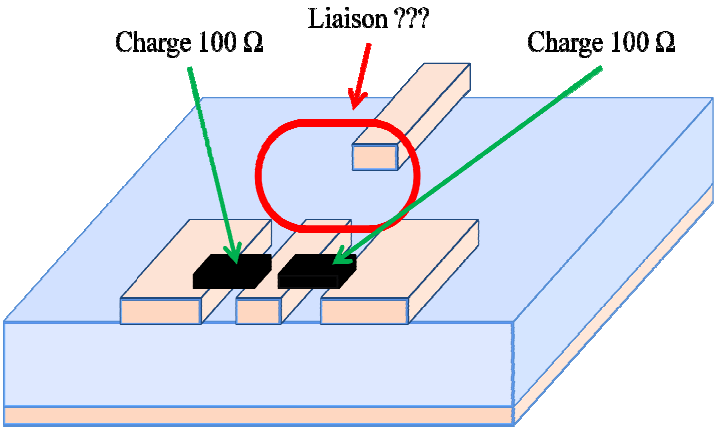


Figure 3- 4 : Interconnexion d'une charge 50 Ω réalisée avec deux charges de 100 Ω mises en parallèle sur une ligne coplanaire

Lorsque l'on souhaite connecter une structure de propagation microruban à un câble coaxial, il est nécessaire que le rayon du conducteur extérieur du câble soit de même ordre de grandeur que l'épaisseur du substrat. Dans le cas d'un substrat de faible épaisseur, comme notre cas, le câble coaxial est quasiment « chargé » par le court circuit que constitue le boîtier et une grande partie de l'énergie est réfléchie (cf. figure 3- 5).

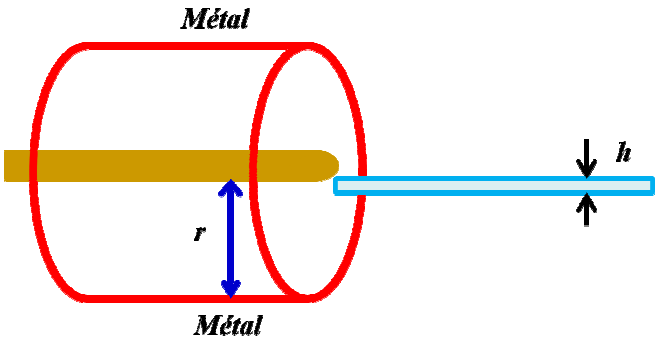


Figure 3- 5 : Contrainte liée à l'excitation par un connecteur coaxial d'une structure en couche mince

Ainsi, afin d'éviter tout problème de désadaptation, il est préférable d'utiliser un connecteur coplanaire de type V [5] (cf. Figure 3- 6). Dans ce cas, l'adaptation 50 Ω entre le connecteur et la ligne de commande est réalisée par une transition entre le mode quasi-TEM de la ligne coplanaire et celui de la ligne microruban.

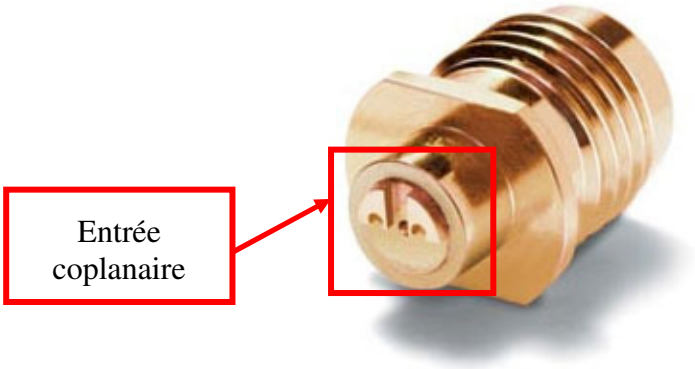


Figure 3- 6 : Photographie d'un connecteur coplanaire de type V [DC - 65 GHz]

Ayant pris conscience de la problématique liée au conditionnement, la phase intermédiaire de test sur wafer reste, avant tout, notre priorité pour démontrer les performances du modulateur électro-optique avant de penser à sa mise en boîtier. Cependant, prendre cette dernière en considération permet d'anticiper, voire de simplifier les choses. Le choix de tester le wafer à l'aide des pointes coplanaires (CPW) est dicté par les considérations annoncées précédemment. Nous allons donc nous attacher à réaliser une électrode de commande de type coplanaire à plan de masse – microruban – coplanaire à plan de masse (GCPW-MS-GCPW) sur la structure optique du modulateur jouant le rôle de substrat diélectrique. Les transitions étudiées sont à plan de masse inférieur afin de minimiser les

étapes de fabrication et par conséquent, le coût du composant. Bien sûr, la transition GCPW-MS nécessaire aux tests sous pointes n'est pas identique à celle nécessaire au montage du connecteur lors de la mise en boîtier du composant. En effet, en vue d'élargir et d'optimiser la bande passante pour tester la réponse du composant avec un système sous pointes, des structures de type « stub » sont proposées dans la littérature [6-8]. Nous avons nous-mêmes étudié et réalisé une transition avec des stubs « enveloppant » les extrémités de la ligne microruban [9], cependant, elle ne peut pas être reliée aux connecteurs en vue de la mise en boîtier du composant. C'est pourquoi nous avons poursuivi nos travaux sur des transitions GCPW-MS ouvertes à leurs deux extrémités, dont l'ultime étape, en vue du conditionnement du composant, consiste alors en l'étude d'un « taper » d'adaptation du mode GCPW (cf. figure 3- 7).

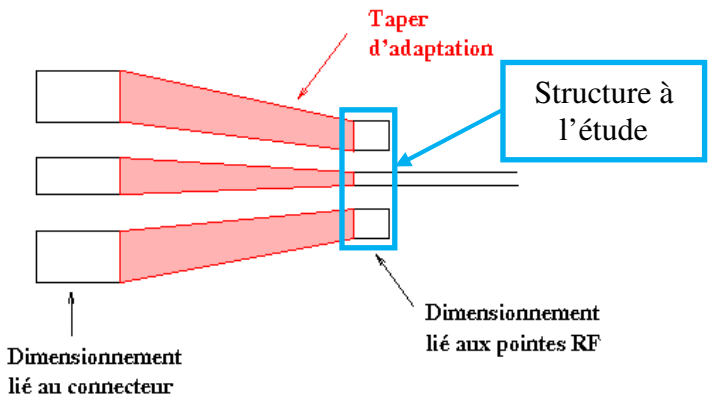


Figure 3- 7 : Taper d'adaptation pour la mise en boîtier

Pour la suite de notre étude, nous nous contenterons de l'analyse de la ligne de commande du modulateur électro-optique pour un test sur wafer par pointes CPW (cf. structure à l'étude de la figure 3- 7).

3.2.3. Étape du « coude » de liaison de l'électrode de commande

Le test du modulateur électro-optique à base du polymère PIII est fait donc en injectant l'onde optique à l'aide de fibres lentillées. Les pointes RF seront, pour des raisons d'encombrement (cf. figure 3- 8), positionnées orthogonalement à la ligne de commande microruban comme le montre la figure 3- 9.

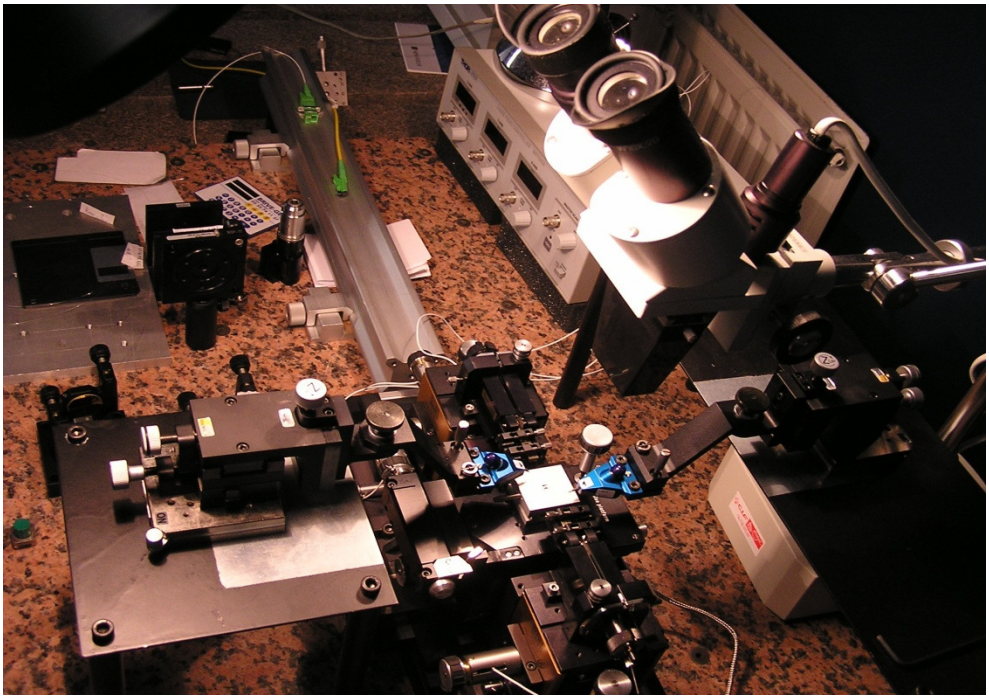


Figure 3- 8 : Photographie du banc d'injection optique avec les pointes RF

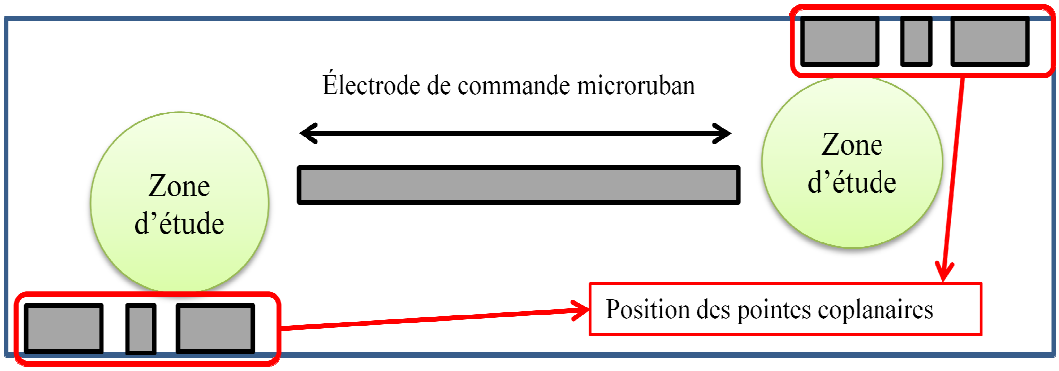


Figure 3- 9 : Étude de la zone de liaison entre la position des pointes coplanaires et l'électrode de commande microruban

D'après la figure 3- 9, une liaison entre la position des pointes coplanaires et l'électrode de commande du modulateur doit être étudiée. Pour ce faire, nous avons analysé trois configurations : une liaison à angle droit, une liaison chanfreinée et une liaison courbe (cf. figure 3- 10). Les dimensions du chanfrein sont déterminées à partir des relations analytiques données par Edwards [2] afin de réduire la désadaptation due au coin externe du coude droit et par conséquent, rendre maximale la puissance électrique transmise. Pour obtenir les meilleures performances avec un coude chanfreiné, il faut que le rapport x/d (cf. figure 3- 10 (b)) vérifie la relation 3- 1 :

$$\frac{x}{d} = 0,52 + 0,65e^{-1,35\frac{w}{h}}$$ *Équation 3- 1*

L'équation 3- 1 est valable lorsque :

$$1 \leq \varepsilon_r \leq 25 \; et \; \frac{w}{h} \geq 0,25$$

Où, w est la largeur de l'électrode de commande et h l'épaisseur du substrat. Dans cette configuration, l'électrode de commande en aluminium à une épaisseur de 4 µm et une largeur de 17 µm, elle est déposée sur un substrat de 8 µm d'épaisseur en SU8 (ε_r = 3,55). Les performances optimales sont obtenues lorsque x est égale à 0,557d avec d = 24,04 µm. Pour la simulation, nous avons donc pris x = 13,36 µm.

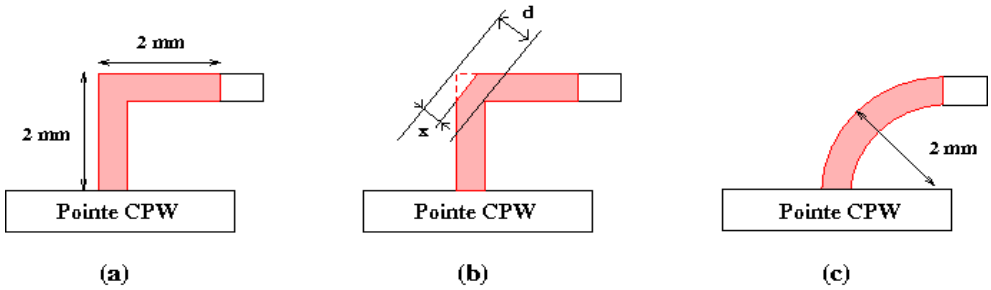
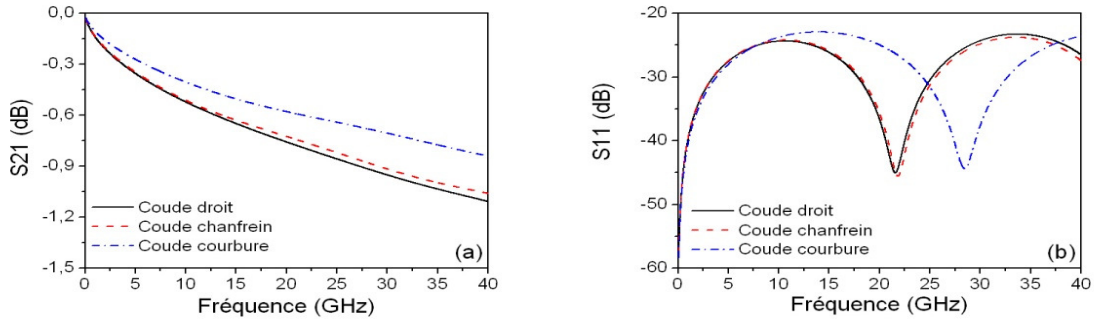


Figure 3- 10 : Différentes configurations étudiées de la zone coudée pour relier les pointes coplanaires à l'électrode de commande microruban ; (a) Coude droit, (b) Coude chanfrein et (c) Coude courbe

Les résultats de simulations de ces trois structures, sans tenir compte des pertes diélectriques du polymère SU8, sont présentés sur la figure 3- 11. Comme nous pouvons le constater en étudiant cette dernière, la structure la plus performante est celle utilisant une liaison courbe (cf. figure 3- 10 c) du fait que le changement de direction de propagation se fait de manière progressive. Nous estimons, dans ce cas, que les pertes engendrées par les coudes sont de l'ordre de 0,8 dB à 40 GHz. Par ailleurs, ces pertes sont de l'ordre de 1 dB et 1,1 dB dans le cas où les coudes sont respectivement en chanfrein et en angle droit. Enfin c'est la configuration courbe que nous avons retenue pour assurer la liaison entre l'électrode de commande microruban et la zone coplanaire correspondant à l'emplacement des pointes CPW. Dans notre étude, le rayon de courbure du coude a été fixé à 2 mm, ce qui répond à nos besoins en termes d'encombrement lié au banc de caractérisation opto-hyperfréquence.



(a) Coefficient de transmission S21 *(b) Coefficient de réflexion S11*

Figure 3- 11 : Résultats de simulations de la zone coudée de l'électrode hyperfréquence pour les trois configurations possibles : coude droit, coude chanfrein et coude courbe

La structure d'électrode de commande du modulateur électro-optique que nous allons employer par la suite est celle illustrée sur la figure 3- 12. Elle est constituée de deux transitions GCPW-MS, de deux courbures d'un rayon de 2 mm et d'une électrode microruban dans la zone d'interaction des ondes optique et hyperfréquence de 2 cm de long.

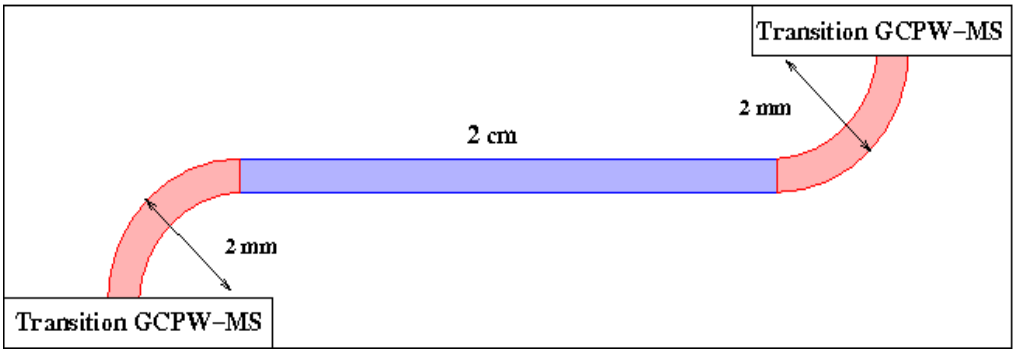


Figure 3- 12 : Schéma de l'électrode de commande du modulateur électro-optique

3.3. Étude de la transition GCPW-MS

3.3.1. État de l'art et choix de la transition

Avec les modulateurs sur polymères, on vise non seulement de bonnes performances fonctionnelles, telles qu'une large bande passante et une faible tension de commande, mais aussi le bas coût. Dans ce contexte, nous nous attachons à réaliser la structure permettant de

réduire au maximum les étapes de fabrication afin de minimiser le coût du modulateur. C'est pourquoi les structures contenant des via-holes seront proscrites de notre étude. Dans la littérature, il existe différentes topologies de transitions plus au moins compliquées à réaliser selon l'application souhaitée et la bande passante désirée [10-13]. La plupart des transitions sans via-holes sont réalisées sur des substrats commerciaux d'une épaisseur standard de 635 µm. Avec un substrat de cette épaisseur, la réalisation des transitions coplanaire microruban est généralement plus « facile », en terme de gravure, que dans le cas des couches minces. Les résultats de telles transitions proposées par la littérature sont prometteurs [14;15], mais avant de les réaliser directement sur polymère en couche mince, nous avons d'abord voulu éprouver et confronter les performances de certaines transitions proposées dans la littérature. Les structures sélectionnées et étudiées sont présentées sur la figure 3- 13. Les structures 1 et 2 étudiées par Straub et al. [15] présentent l'avantage d'avoir un plan de masse inférieur homogène. La première propose une ligne coplanaire à plan de masse supérieur constitué de rectangles. L'extension de la bande passante peut être obtenue en ajoutant aux rectangles des stubs radiaux (structure 2 sur la figure 3- 13). La troisième structure proposée par Zhu et al. [14] présente une bande passante de [2,5 GHz - 11,8 GHz], mais requiert une gravure précise du plan de masse inférieur. Cependant, les résultats donnés par la littérature concernent des substrats différents, la comparaison est donc délicate. Nous avons donc décidé de réaliser la simulation numérique sous HFSS de ces trois structures en configuration « back to back » sur un substrat commercial PTFE/glass ceramic NH9338 de 635 µm d'épaisseur et de permittivité relative de 3,41. Nous avons retenu ce substrat en raison de sa permittivité relative proche de celle du polymère utilisé en vue d'une validation ultérieure des résultats de simulation. Les substrats commerciaux proposés sont métallisés des deux côtés par une couche de cuivre de 18 µm d'épaisseur. Nous avons donc utilisé ces caractéristiques pour nos simulations.

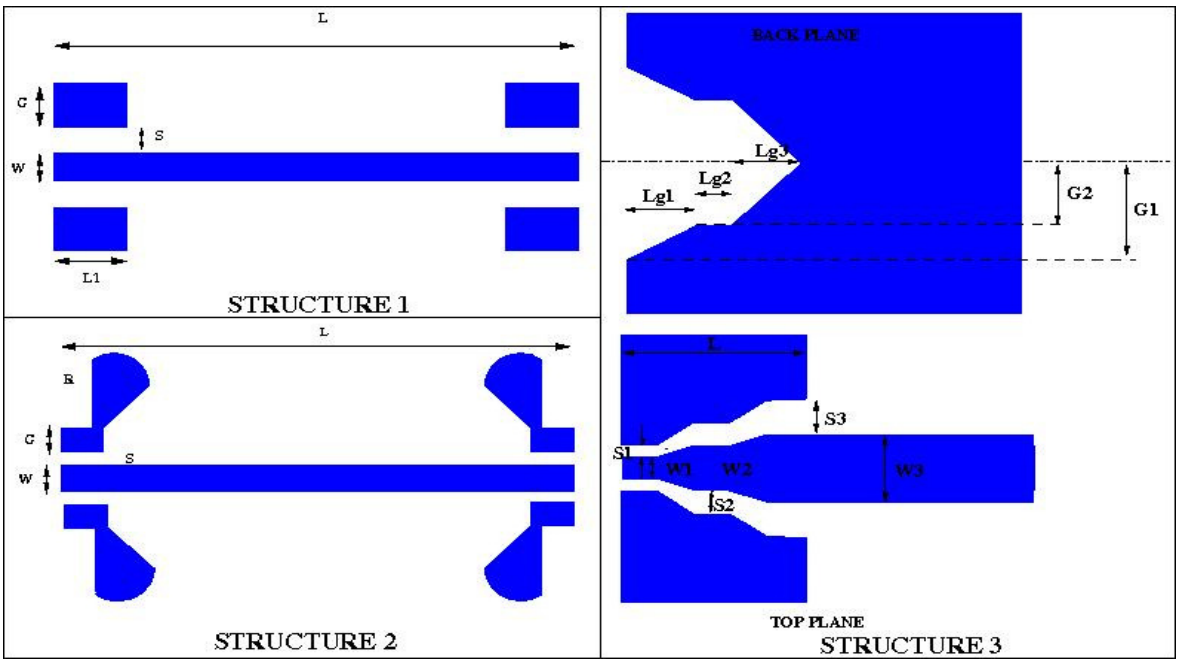


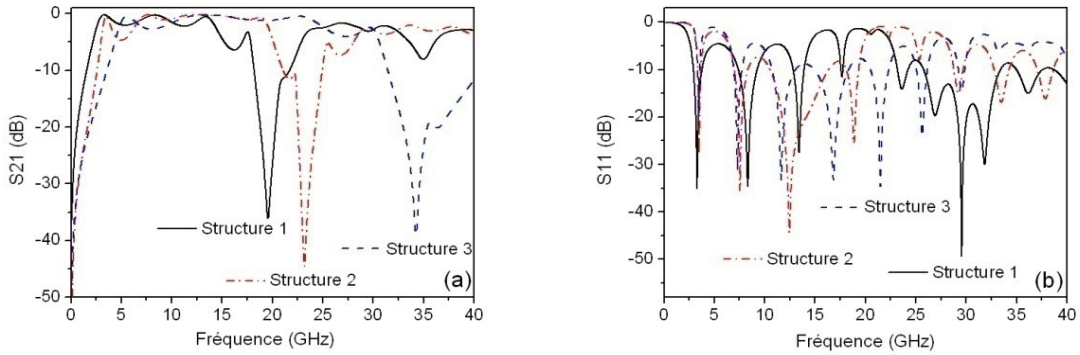
Figure 3- 13 : Structures des transitions coplanaire microruban étudiées ; structure 1 : transition simple ; Structure 2 : transition avec stubs radiaux ; Structure 3 : transition à plan de masse gravé

Afin de maintenir l'adaptation d'impédance caractéristique à 50 Ω, chaque transition a été préalablement optimisée à l'aide du logiciel Linecalc d'Agilent Advanced Design System. Les dimensions que nous avons retenues pour chaque transition sont regroupées dans le tableau 3- 1:

Structure 1	Structure 2	Structure 3
L'épaisseur du substrat h = 635 µm, la permittivité relative ε_r = 3,41 Métal utilisé : cuivre de 18 µm d'épaisseur		
L = 2 cm, L1 = 2 mm, S = 150 µm, W = 1,4 mm et G = 2 mm	L = 2 cm, R = 1,5 mm, S = 150 µm, W = 1,4 mm, G = 0,5 mm et l'angle du stub = 30°	W1 = 1 mm, W2 = 1,2 mm, W3 = 1,4 mm, S1 = 125 µm, S2 = 140 µm, S3 = 1 mm Lg1 = Lg2 = Lg3 = 0,75 mm, L = 2 mm, G1 = 1,5 mm et G2 = 0,5 mm

Tableau 3- 1 : Paramètres caractéristiques des transitions étudiées

Les résultats de simulations de ces trois transitions GCPW-MS-GCPW sous HFSS sont présentés sur la figure 3- 14 :



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 14 : Résultats de simulation HFSS de différentes transitions GCPW-MS-GCPW étudiées

La bande passante la plus étendue est celle obtenue avec la structure 3 proposée par Zhu et al. [14]. Cependant, la gravure du plan de masse inférieur et le double masquage présentent des inconvénients pour notre application et compliquent le procédé de fabrication. Pour les deux autres structures, la présence des stubs radiaux a bien pour effet d'étendre la bande passante de la structure 2 par rapport à celle obtenue pour la structure 1. Toutefois, au vu de la bande passante obtenue pour la structure 1, et malgré les pertes importantes du polymère utilisé, elle pourrait être une base d'étude raisonnable. Elle présente notamment l'avantage de ne pas nécessiter la gravure du plan de masse. De plus, si l'on s'intéresse de plus près à la structure du champ excité, le mode qui se propage dans la ligne coplanaire à plan de masse est un mode quasi-TEM. La carte du champ électrique vérifie les relations de continuité dans la structure. Comme le propose Raskin et al. [16], il peut se propager trois configurations de modes dans cette structure (cf. Figure 3- 15) : le mode microruban (MS), le mode coplanaire (CPW) et le mode microruban coplanaire (CPM). Or, notre application concerne des couches d'épaisseur très faibles, nous pouvons donc envisager que l'excitation du mode microruban sera favorisée rapidement et que, par conséquent, les effets non désirés d'excitation du mode CPM seront alors moins pénalisants.

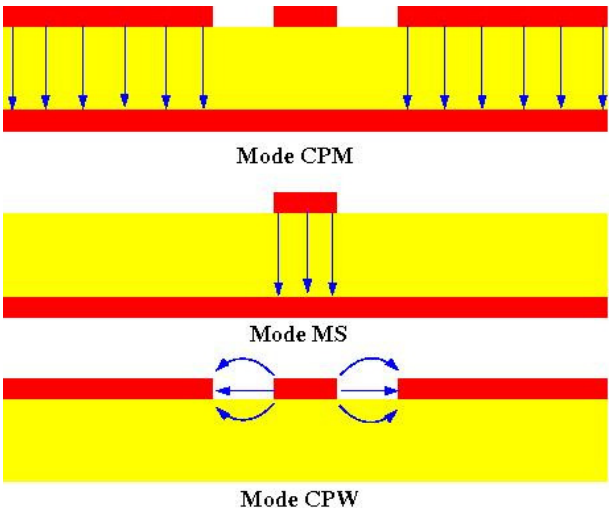
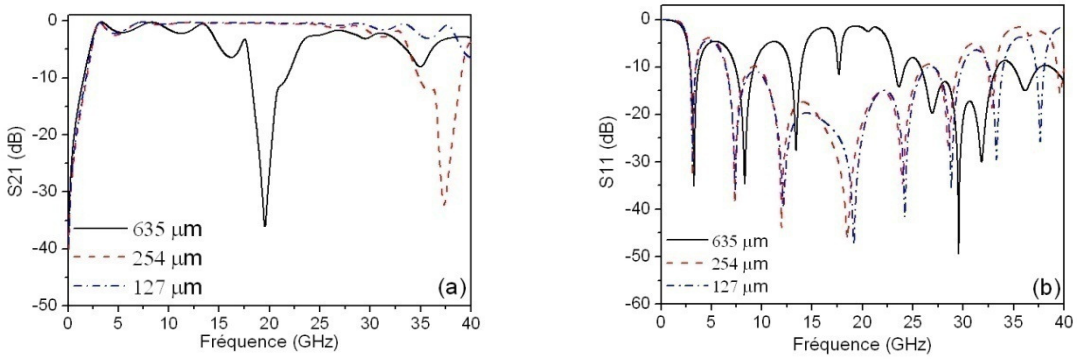


Figure 3- 15 : Différentes configurations de modes dans la ligne coplanaire à plan de masse inférieur GCPW

Afin de valider cette hypothèse, nous avons donc étudié la structure de la transition 1 pour les trois épaisseurs standards du substrat commercial NH9338 à savoir 635 µm, 254 µm et 127 µm. La métallisation retenue étant du cuivre d'une épaisseur de 18 µm. Pour chaque épaisseur, la largeur de la ligne et le gap coplanaire de la transition GCPW-MS-GCPW simulée ont été ajustés de manière à vérifier une adaptation d'impédance de 50 Ω. La longueur de la ligne que nous avons retenue est de 2 cm car elle correspond à la longueur d'interaction de l'onde électrique et de l'onde optique du modulateur électro-optique envisagé. Les paramètres S simulés pour ces trois structures sont donnés dans la figure 3- 16.



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 16 : Résultats de simulation HFSS de la transition GCPW-MS-GCPW étudiée (structure 1 sur la figure 3- 13) pour différentes épaisseurs

L'excitation du mode CPM est à l'origine du pic de résonance à 20 GHz pour le substrat d'épaisseur 635 µm. Cette fréquence est rejetée à 37 GHz pour le substrat de 254 µm d'épaisseur et au-delà de 40 GHz pour le substrat de la plus faible épaisseur. Ainsi, au vu de la bande passante obtenue en simulation pour une structure aussi simple à réaliser, nous serions tentés de la retenir pour la suite de notre étude. Nous avons, cependant, souhaité valider expérimentalement les résultats encourageants en terme de bande passante obtenus en simulation HFSS.

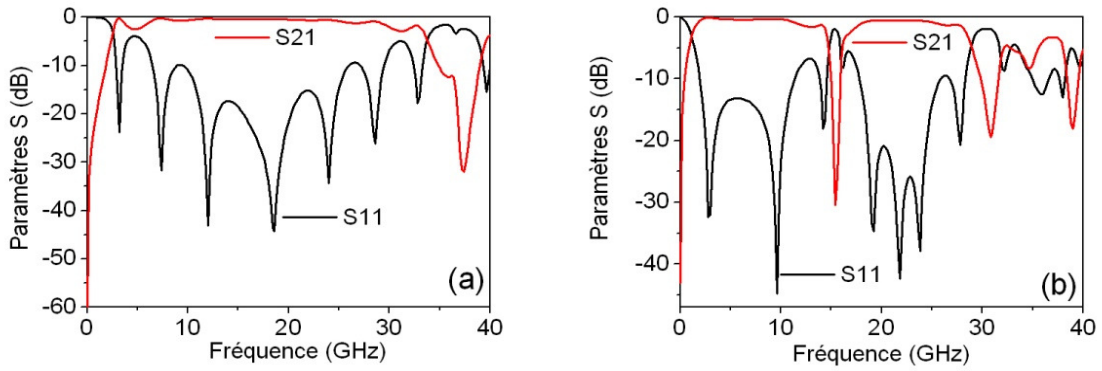
3.3.2. Validation expérimentale sur substrat commercial

Pour la validation expérimentale, les transitions GCPW-MS-GCPW sont réalisées sur le substrat NH9338 d'épaisseur 254 µm. Les paramètres de la transition sont déterminés pour avoir une impédance caractéristique proche de 50 Ω tout en restant compatible avec les dimensions des pointes GSG que nous employons. Pour la caractérisation de ces transitions sur le substrat NH9338, nous avons utilisé les pointes 50A3N500GSG de SuSSMicrotec [17]. Le « pitch » qui correspond à la distance entre les centres des pointes contiguës est de 500 µm. Par conséquent, afin d'éviter toute perturbation électromagnétique, les dimensions des transitions doivent respecter l'inégalité suivante : (W/2+S) < 500 µm. Compte tenu de ces contraintes, les paramètres retenus pour la réalisation de la transition 1 sont donc une largeur W = 530 µm et un gap coplanaire S = 200 µm. Quant à la longueur totale de la transition L, elle est de 2 cm.

De même, la largeur du plan de masse coplanaire G doit être optimisée. Nous verrons par la suite son influence sur la bande passante dans le cas des couches minces. Pour une première réalisation en couches épaisses, nous avons pris une largeur du plan de masse coplanaire G égale à 2 mm. Nous avons réalisé des transitions pour différentes longueurs de ligne coplanaire L1 (cf. structure 1 de la figure 3- 13).

La figure 3- 17 montre les résultats de simulation de la transition pour deux longueurs coplanaires (L1 = 1 mm et 5 mm). Nous constatons, pour les deux transitions étudiées, l'apparition de pics de résonance à différentes fréquences selon la longueur coplanaire L1 ce qui diminue la bande passante de la transition. Nous avons également remarqué que lorsque la largeur coplanaire G est fixe, la position du pic est liée à la longueur coplanaire L1 : dans le cas où cette longueur est petite, le pic de résonance est rejeté loin en fréquence. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3- 17 (b), le pic de résonance apparaît autour de 15 GHz dans le

cas d'une longueur coplanaire L1 de 5 mm alors qu'il apparaît autour de 35 GHz dans le cas où L1 = 1 mm (cf. figure 3- 17 (a)). Par ailleurs, nous pouvons également constater que la limite basse de la bande passante dépend de la surface globale du pad coplanaire. En effet, pour avoir une transition qui démarre à des basses fréquences, il faut que la surface du pad coplanaire soit la plus grande possible augmentant ainsi l'effet capacitif entre les plans de masse supérieurs et le plan de masse inférieur. Dans le cas où L1 = 5 mm, la fréquence de coupure basse est de l'ordre de 1,1 GHz alors qu'elle est de l'ordre de 2,5 GHz dans le cas où L1 = 1 mm. Par conséquent, il est important de bien optimiser les dimensions des pads coplanaire afin de bénéficier d'une large bande passante selon l'application et la bande de fréquence souhaitée et ceci est valable même pour des substrats ayant des épaisseurs élevées.



(a) L1 = 1 mm ***(b) L1 = 5 mm***

Figure 3- 17 : Résultats de simulations de la transition 1 sur le substrat commercial NH9338 pour différentes longueurs de la ligne coplanaire L1

Pour une validation expérimentale de ces résultats de simulation électromagnétique, la caractérisation des transitions a été effectuée avec un analyseur de réseaux vectoriel Agilent E8364B (10 MHz - 50 GHz) et une station de test sous pointes manuelle de type PM5 [18] équipée de 2 bras positionneurs avec un déplacement possible dans les 3 directions de l'espace (X, Y et Z). La procédure de calibration utilisé est la méthode standard Line Reflect Matching (LRM) avec le substrat de calibration CSR-4 de SussMicrotec [19]. La photographie du dispositif de mesures sous pointes complet est présentée ci-dessous.

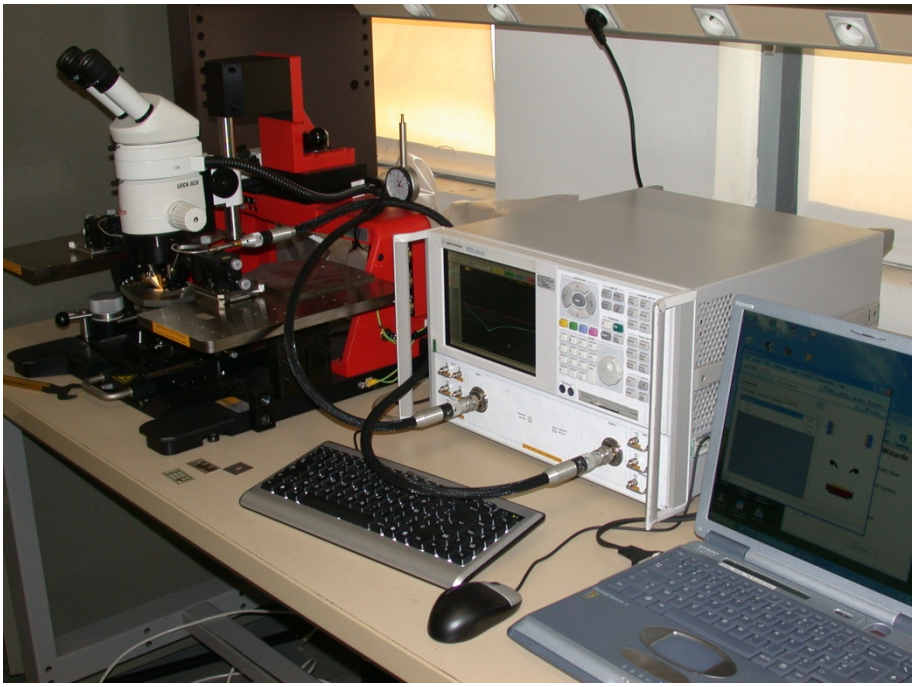
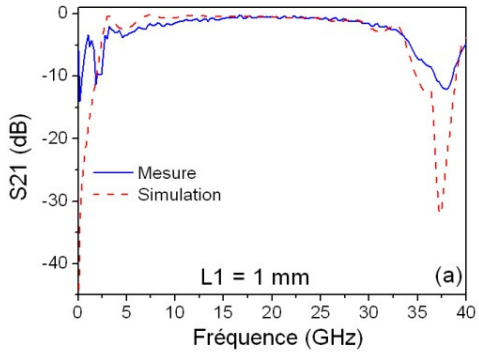
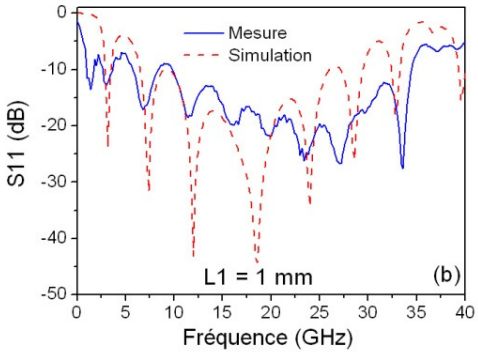


Figure 3- 18 : Photographie de la station de mesure et de caractérisation sous pointe

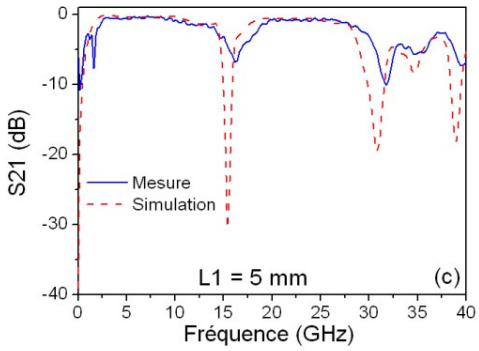
Les résultats de mesure et de simulation de la transition GCPW-MS-GCPW (structure 1 sur la figure 3- 13) pour les différentes longueurs du plan de masse de la ligne coplanaire L1 sont présentés sur la figure 3- 19. Cette figure montre un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulations HFSS. Avec le substrat commercial NH9338 d'une épaisseur de 254 µm, nous obtenons expérimentalement une très large bande passante de la transition GCPW-MS-GCPW. En effet, si l'on s'intéresse au premier cas où la longueur coplanaire L1 est de 1 mm (cf. figure 3- 19 (a)), la bande passante mesurée à -3 dB s'étend de 5,5 GHz à 33 GHz. Pour L1 = 5 mm (cf. figure 3- 19 (c)), cette bande passante est limitée à 12,7 GHz en raison de l'apparition du pic de résonance lié à la longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1. À noter également que, dans ce dernier cas, la fréquence de coupure basse est de 1,7 GHz alors que cette fréquence est de 5,5 GHz pour L1 = 1 mm. Ce résultat montre l'influence de la longueur coplanaire L1 et donc la nécessité d'optimiser cette longueur L1 en fonction de l'application désirée. En ce qui concerne le coefficient de réflexion S11, nous avons obtenu expérimentalement un coefficient S11 inférieur à -10 dB à partir de 7 GHz dans le cas où L1 = 1 mm (cf. figure 3- 19 (b)). Cette fréquence est de 1,9 GHz dans le cas où la longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1 est égale à 5 mm (cf. figure 3- 19 (d)). En effet, une bonne adaptation est primordiale, elle assure le bon transfert d'énergie.



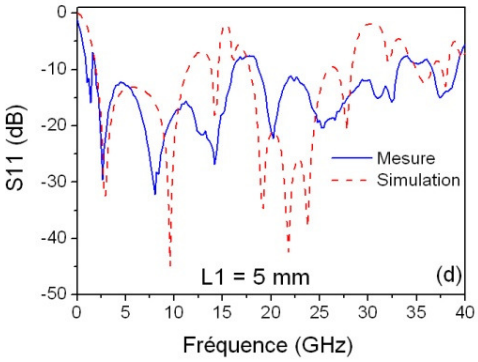
(a) Coefficient S21 pour L1 = 1 mm



(b) Coefficient S11 pour L1 = 1 mm



(c) Coefficient S21 pour L1 = 5 mm



(d) Coefficient S11 pour L1 = 5 mm

Figure 3- 19 : Résultats de mesure et de simulation de la transition GCPW-MS-GCPW sur le substrat commercial NH9338 pour différentes longueurs de la ligne coplanaire L1

Il est très important de préciser que les ports d'excitation en simulation électromagnétique doivent correspondre exactement aux dimensions réelles des pointes coplanaires utilisées pour caractériser les structures planaires et notamment les transitions GCPW-MS-GCPW. Pour le logiciel HFSS, il est indispensable d'exciter les ports avec l'option « Lumped port » en prenant en compte les dimensions des pointes qui comprennent la largeur de la lame centrale et la distance qui sépare le centre de chaque lame « le pitch ». Dans le cas contraire, les simulations ne permettent pas d'obtenir des résultats en bon accord avec les mesures.

D'après cette étude, les performances d'une transition coplanaire microruban, sans via-holes ni motifs dans le plan de masse inférieur, dépendent fortement de l'épaisseur du

substrat employé. Logiquement, lorsque cette épaisseur est faible, nous pouvons prédire une très large bande en optimisant au mieux les pads du tronçon de ligne coplanaire. Par conséquent, une transition simplifiant de manière considérable les étapes technologiques peut être utilisée pour caractériser le modulateur électro-optique sur polymère en couche mince. Nous allons donc élargir cette étude et examiner le comportement et les améliorations que nous pouvons apporter à la transition GCPW-MS-GCPW de la structure 1 sur des couches minces en polymère SU8.

3.4. Transition GCPW-MS-GCPW sur couche mince

Le schéma de la transition étudiée est rappelé sur la figure 3- 20, la largeur de la ligne centrale W a été fixée à 17 µm à l'issue de l'étude de la structure optique du modulateur afin d'avoir une impédance caractéristique de l'ordre de 50 Ω. Par ailleurs, le gap coplanaire S a été optimisé pour rester compatible avec les pointes CPW utilisées pour la caractérisation des structures étudiées tout en maintenant l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire proche de 50 Ω. Pour toutes les études effectuées dans ce chapitre, nous avons considéré que la permittivité relative du polymère SU8 est de 3,55. Nous verrons dans la partie expérimentale qu'avec cette valeur, nous avons un très bon accord entre les résultats de mesures et de simulations. Compte tenu donc de la valeur de la permittivité relative du polymère SU8 et de l'épaisseur retenue lors de l'étude optique (8 µm), le gap coplanaire S a été fixé à 13 µm.

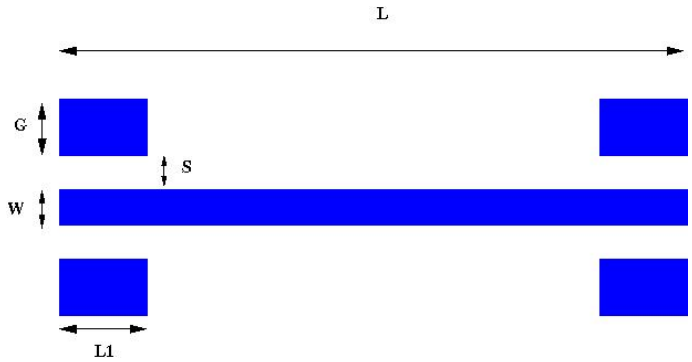


Figure 3- 20 : Transition étudiée sur polymère SU8 en couches minces

Préalablement, nous avions étudié une ligne GCPW-MS-GCPW de 2 cm de long qui est la longueur d'interaction nécessaire pour maintenir la tension de commande du modulateur

à des valeurs raisonnables, compte tenu du coefficient électro-optique du polymère en vue d'une première réalisation. Par la suite, nous retiendrons une longueur d'interaction L de 1 cm qui correspond à la longueur d'interaction réaliste des modulateurs électro-optique sur polymères [20;21].

Finalement et d'après l'étude réalisée sur le substrat commercial NH9338 de 254 µm d'épaisseur, les performances de cette transition dépendent beaucoup de la longueur de la ligne coplanaire L1 et de sa largeur G [22]. Le prochain paragraphe est donc consacré à une étude détaillée de l'influence de L1 et G.

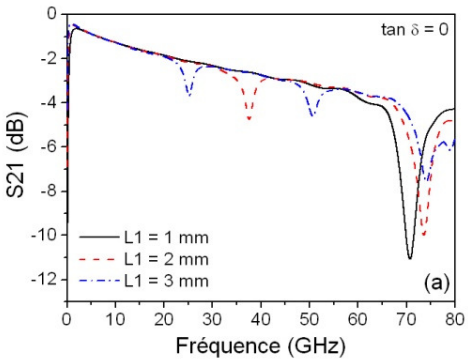
3.4.1. Étude et optimisation de la transition sur polymère SU8

La première étude que nous avons effectuée consiste à déterminer l'influence des paramètres caractéristiques du plan de masse de la ligne coplanaire (L1 et G). Pour ce faire, nous avons réalisé deux études. La première consiste à prendre la largeur G fixe à 1 mm et à faire varier la longueur L1 (1, 2 et 3 mm). La seconde étude consiste à fixer la longueur coplanaire L1 à 1 mm et à faire varier la largeur G (2 et 3 mm). Pour examiner l'influence de ces paramètres sur la très large gamme de fréquence que les modulateurs électro-optique sur polymères autorisent, toutes les simulations ont été effectuées jusqu'à 80 GHz. Le métal utilisé est l'aluminium de 4 µm d'épaisseur.

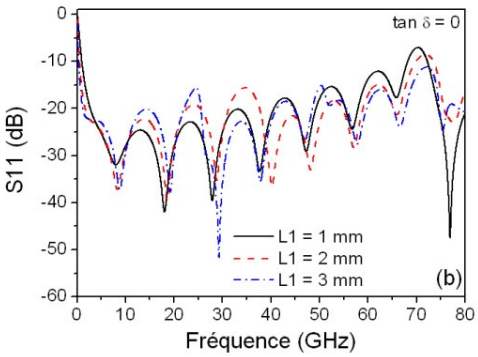
3.4.1.1. Influence de la longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1

La figure 3- 21 (a) montre les variations du paramètre de transmission S21 (dB) en fonction de la longueur coplanaire L1 et pour une largeur G fixée à 1 mm dans le cas d'un polymère sans pertes. Comme nous pouvons le constater l'apparition des pics de résonance dépend de la longueur de la ligne coplanaire L1. Lorsque cette dernière est petite, le pic de résonance est rejeté à des fréquences élevées. À titre d'exemple, lorsque L1 = 1 mm, le premier pic de résonance apparaît autour d'une fréquence de 70 GHz, alors qu'il apparaît autour de 23 GHz dans le cas où L1 = 3 mm. À noter également que l'apparition de ces pics est indépendante de la tangente de pertes du polymère SU8 (cf. figure 3- 21 (c)). Par ailleurs, la limite basse de la bande passante dépend de la surface totale du pad coplanaire (G.L1). Plus cette surface est grande, plus l'effet capacitif est grand et par conséquent la limite basse de la bande passante diminue. Ainsi, nous constatons que cette limite basse de la bande passante est

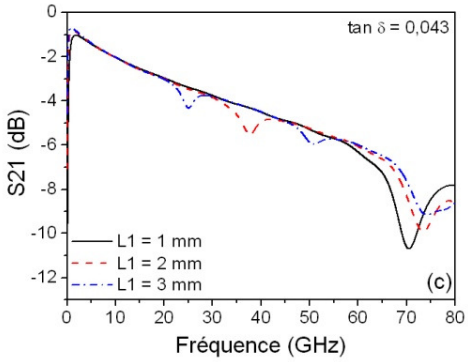
de 130 MHz dans le cas où L1 = 3 mm et de 420 MHz dans le cas où L1 = 1 mm. En ce qui concerne le coefficient de réflexion de l'onde, la figure 3- 21 (b) montre une très bonne adaptation avec un coefficient de réflexion S11 inférieur à – 10 dB à partir d'une fréquence de 370 MHz et ce même dans le cas où les pertes du polymère SU8 (tanδ = 0,043) sont prises en compte (cf. figure 3- 21 (d)).



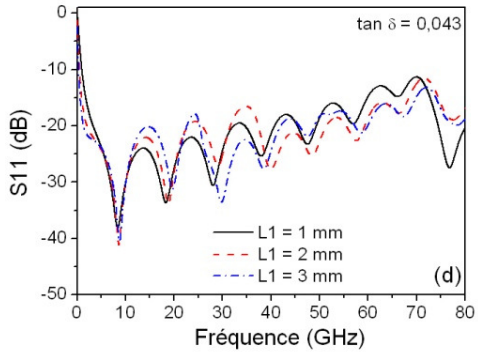
(a) Coefficient S21 sans pertes diélectriques



(b) Coefficient S11 sans pertes diélectriques



(c) Coefficient S21 avec pertes diélectriques



(d) Coefficient S11 avec pertes diélectriques

Figure 3- 21 : Influence de la longueur de la ligne coplanaire L1 de la transition GCPW-MS-GCPW pour une largeur du plan de masse coplanaire G fixée à 1 mm

Le tableau 3- 2 regroupe les performances de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de la longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1 et pour une largeur G fixée à 1 mm. Nous y présentons les deux cas de figure : le cas du polymère SU8 sans prise en compte des pertes et le cas avec prise en compte des pertes (tanδ = 0,043).

L1 (mm)	Tanδ	Fréquence basse (MHz)	Fréquence haute (GHz)	Δf à -3 dB (GHz)
1	0	420	47,6	47,18
2		200	35,2	35
3		130	24,39	24,26
1	0,043	420	20,34	19,92
2		200	20	19,8
3		130	19,95	19,82

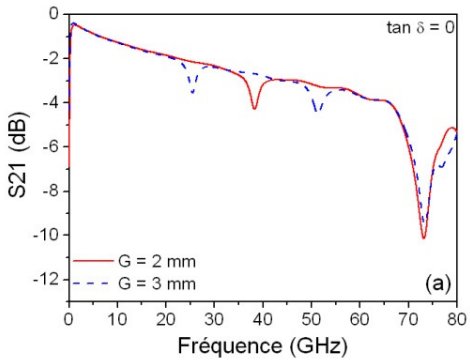
Tableau 3- 2 : Performances de la transition de la structure présentée sur la figure 3- 20 en fonction de la longueur coplanaire L1 pour une largeur (G) fixée à 1 mm

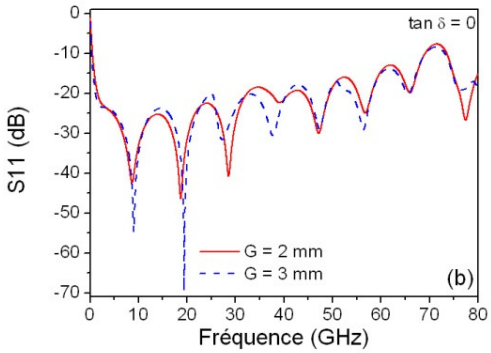
D'après ce tableau nous pouvons dégager quelques informations importantes à propos de l'optimisation de la transition :

- Dans le cas du polymère SU8 sans prise en compte de ses pertes diélectriques (tanδ = 0), nous obtenons une très large bande passante (- 3 dB) de 47 GHz avec une longueur L1 de 1 mm. La bande passante est alors limitée par les pertes métalliques. Nous verrons dans la suite que le choix du métal peut influer nettement sur la bande passante. Par ailleurs, la limite basse de cette bande passante, avec cette longueur de 1 mm, est de 420 MHz. Cette dernière peut être ramenée à une fréquence de 130 MHz lorsque la longueur L1 est de 3 mm. Cependant, la bande passante dans ce cas est limitée à 24 GHz du fait de l'apparition du premier pic de résonance (cf. figure 3- 21 (a)).
- Lorsqu'on prend en compte les pertes diélectriques du polymère SU8 avec (tanδ = 0,043), la limite basse de la bande ne change pas par rapport au cas du polymère SU8 sans prise en compte de ses pertes. Par contre, la borne haute de la bande passante (-3 dB) est maintenant limitée à 19,9 GHz indépendamment de la longueur du tronçon coplanaire L1 car les pertes diélectriques ont réduit le paramètre de transmission S21 à – 3 dB avant l'apparition des pics de résonance (cf. figure 3- 21 (c)).

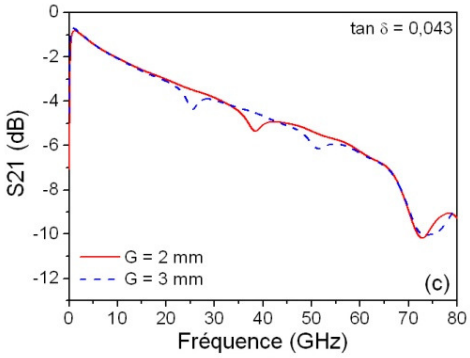
3.4.1.2. Influence de la largeur du plan de masse de la ligne coplanaire G

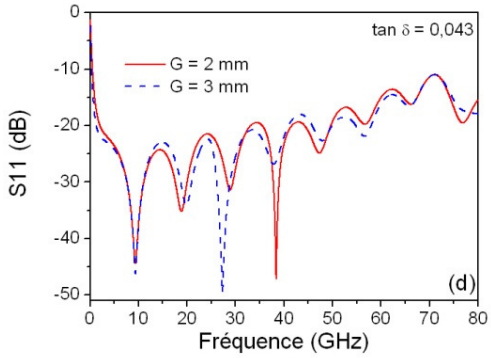
La seconde partie de l'optimisation a consisté en l'étude de l'influence de la largeur du plan de masse coplanaire G pour une longueur L1 fixée à 1 mm. La figure 3- 22 montre l'évolution du coefficient S21 de la transition 1 (cf. figure 3- 20) sur polymère SU8 sans (cf. figure 3- 22 (a)) et avec (cf. figure 3- 22 (b)) prise en compte des pertes du polymère SU8.





(a) Coefficient S21 sans pertes diélectrique ***(b) Coefficient S11 sans pertes diélectrique***





(c) Coefficient S21 avec pertes diélectrique ***(d) Coefficient S11 avec pertes diélectrique***

Figure 3- 22 : Influence de la largeur G du plan de masse de la ligne coplanaire de la transition GCPW-MS-GCPW pour une longueur du plan de masse L1 fixée à 1 mm

Les fréquences des pics de résonance sont identiques à celles observées lors de l'étude de l'influence de la longueur du plan de masse coplanaire L1. Par conséquent, ces fréquences, comme nous l'avions indiqué au paragraphe 3.3.1 sont liées à l'excitation du mode CPM.

D'après ce résultat, le compromis permettant d'avoir la plus large bande passante est celui obtenu avec la transition 1, soit celle de la figure 3- 20 dont la longueur du tronçon coplanaire L1 est de 1 mm et la largeur des plans de masse G est également de 1 mm.

3.4.1.3. Performances de la transition retenue

Finalement, pour la réalisation du modulateur électro-optique et afin de s'affranchir des perturbations liées à l'apparition de ces pics de résonance, nous avons retenu la transition 1 avec une longueur coplanaire L1 de 1 mm et une largeur G de 1 mm. La figure 3- 23 montre l'évolution des paramètres S de la ligne associée à cette transition avec et sans prise en compte des pertes du polymère SU8. Nous remarquons que nous avons une très bonne adaptation en terme de coefficient de réflexion S11 : à partir de 1 GHz ce coefficient est inférieur à -10 dB.

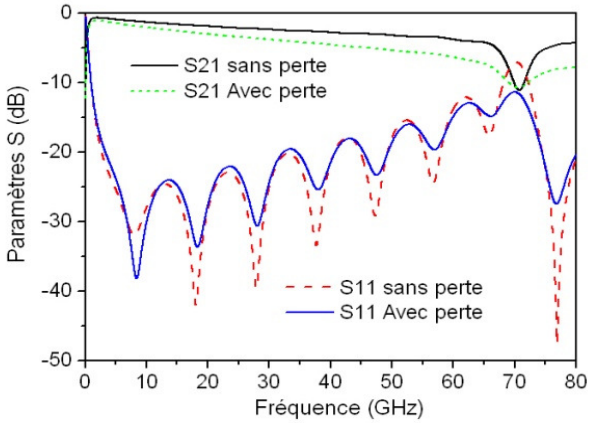
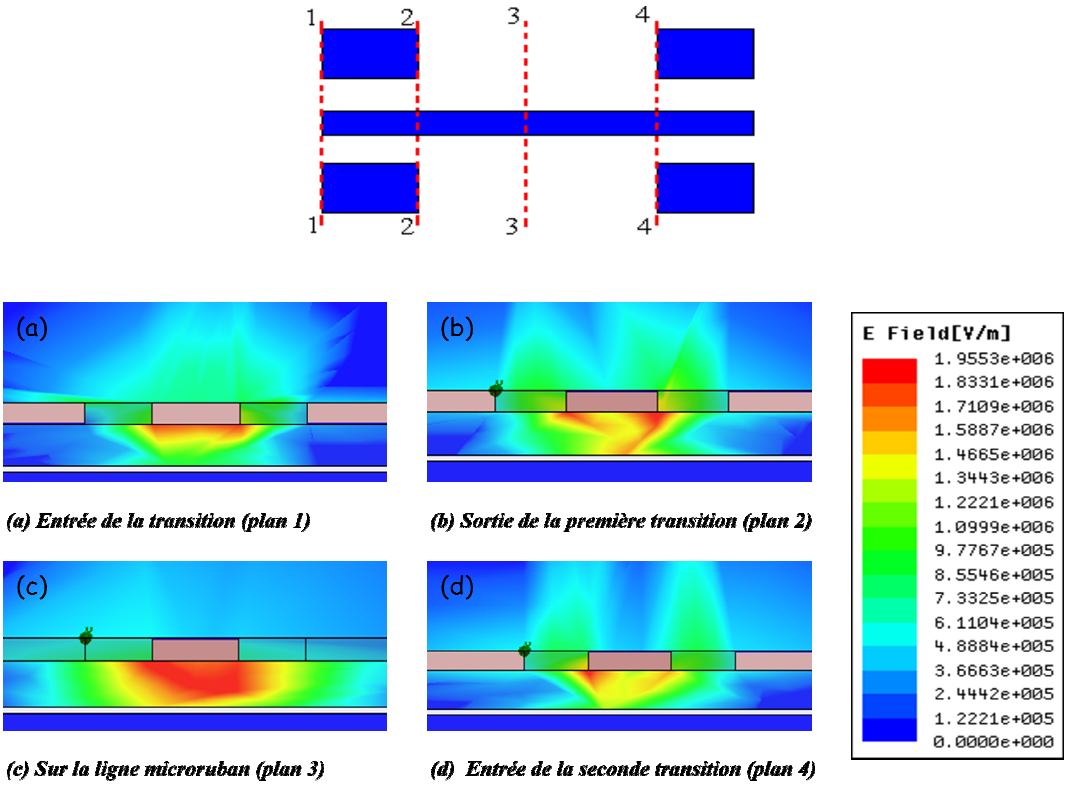


Figure 3- 23 : Résultats de simulation de la transition GCPW-MS-GCPS avec et sans prise en compte des pertes du polymère SU8 pour une longueur du plan de masse de la ligne coplanaire L1 de 1 mm et une largeur du plan de masse G de 1 mm

Pour comprendre le phénomène physique sous-jacent aux propriétés de la transition, nous présentons sur la figure 3- 24 l'évolution du champ électrique à 1 GHz le long de la transition. La faible épaisseur h de la couche de polymère diélectrique constitue un double atout pour une telle transition. D'une part, elle permet de créer facilement un couplage électromagnétique entre le plan de masse de la ligne microruban et la masse des pads coplanaires par effet capacitif. D'autre part, le faible rapport entre l'épaisseur h et le gap S de la ligne coplanaire favorise la conversion du champ entre les modes coplanaire et microruban.

Ceci est bien illustré sur la figure 3- 24 (a) montrant le champ électrique à l'entrée de la première transition. L'énergie qui s'y propage, le fait suivant les modes microruban et coplanaire. Ces deux modes sont couplés (cf. figure 3- 25), le couplage est d'autant plus important que la capacité entre le pad coplanaire et la masse inférieur est grande. De ce fait on observe très rapidement le confinement de l'énergie sous le ruban central, étant donné que le gap coplanaire (S = 13 µm) est supérieur à l'épaisseur du substrat en polymère (h = 8 µm) dans notre cas. Le mode voit alors, dans un premier temps, le plan de masse de la ligne microruban, ce qui facilite la conversion coplanaire-microruban. Ce propos semble être justifié par l'observation du champ électrique à la sortie de la première transition sur la figure 3- 24 (b). Nous constatons que le mode installé est de type microruban : le maximum de l'énergie se confine sous le ruban central. Ainsi sur la figure 3- 24 (c), nous avons un mode quasi-TEM qui correspond au mode qui se propage le long de la ligne microruban. Sur la figure 3- 24 (d) qui présente le champ électrique à l'entrée de la seconde transition, nous retrouvons le phénomène de la première coupe, où le mode de propagation est un mode coplanaire microruban avec un maximum d'énergie qui est d'avantage confinée sous le ruban central en raison de la faible épaisseur du substrat.



(a) Entrée de la transition (plan 1)

(b) Sortie de la première transition (plan 2)

(c) Sur la ligne microruban (plan 3)

(d) Entrée de la seconde transition (plan 4)

Figure 3- 24 : Représentation du champ électrique, à 1 GHz, dans plusieurs plans transverses de la transition GCPW-MS-GCPW

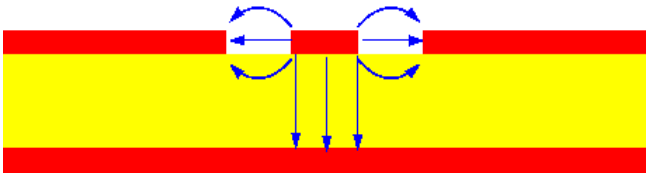


Figure 3- 25 : Cartographie du champ à l'entrée de la transition GCPW-MS-GCPW (plan 1)

Ce que nous venons d'observer dans ce paragraphe est valable quelle que soit la fréquence de l'onde se propageant dans la structure, à l'exception des fréquences où le mode CPM est excité. Dans la structure étudiée, l'excitation de ce mode a lieu aux environs d'une fréquence de 71 GHz (cf. figure 3- 23). La figure 3- 26 présente la cartographie du champ électrique de l'onde à la fréquence d'apparition du pic de résonance. La distribution correspond bien à l'excitation du mode CPM (cf. figure 3- 15).

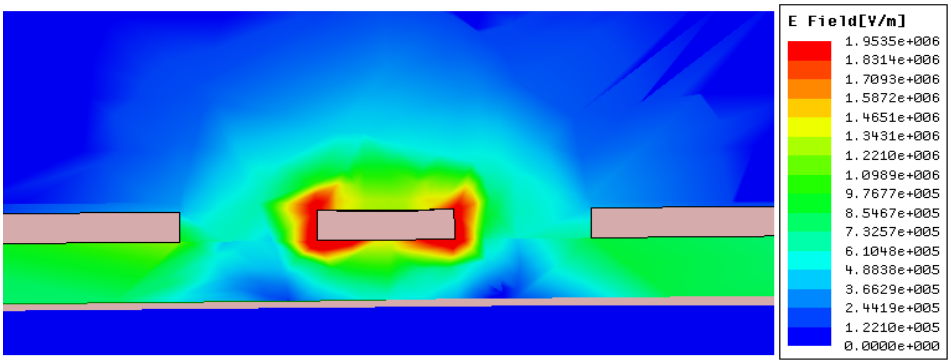


Figure 3- 26 : Représentation du champ électrique de l'onde à 71,3 GHz à l'entrée de la transition GCPW-MS-GCPW (plan 1)

3.4.2. Réalisation et validation expérimentale

3.4.2.1. Description du dépôt du polymère SU8

Pour obtenir une épaisseur totale de 8 µm en polymère, nous avons réalisé deux dépôts successifs. La vitesse de la tournette a été réglée à une valeur de 4000 tr/min qui permet d'avoir une épaisseur de l'ordre de 4 µm comme nous l'avons montré lors de l'étalonnage du polymère SU8 dans le deuxième chapitre. Nous décrivons dans ce paragraphe, les étapes suivies pour la réalisation des structures en polymère SU8. Pour le dépôt du polymère SU8 sur un wafer en silicium, nous avons suivi les étapes suivantes :

- Sur un wafer en silicium, nous déposons du polymère SU8 en solution (~ 150 µl) avec une vitesse de rotation de 4000 tr/min pendant 30 s.
- Le wafer est placé sur une plaque chauffante réglée à 100 °C, pendant 4 min, afin de faciliter l'évaporation des solvants et de densifier la couche. Le wafer est ensuite insolé afin d'amorcer le processus de réticulation par l'irradiation UV (~100 mJ/cm²) à 365 nm.

Afin d'amplifier le phénomène de réticulation et éviter toute perturbation lors du dépôt de la seconde couche, nous avons suivi le cycle suivant :

- La plaque chauffante est réglée pour passer de 100 °C à 180 °C en 8 min. Cette étape permet une réticulation du polymère SU8.
- L'échantillon est maintenu à 180 °C pendant 30 min.
- La température revient spontanément à 100 °C. Cette dernière étape dure environ 30 min.

Le cycle global de réticulation est décrit sur la figure suivante :

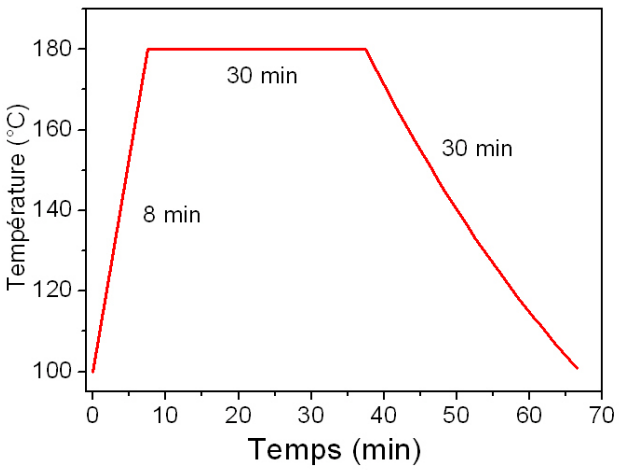


Figure 3- 27 : Cycle de réticulation du polymère SU8

- Une fois l'échantillon refroidi, les mêmes étapes décrites ci-dessus sont effectuées pour le dépôt de la seconde couche.

3.4.2.2. Dépôt et gravure de l'électrode supérieure

L'obtention des électrodes s'effectue en plusieurs étapes :

- Dépôt d'aluminium par effet Joule dans une enceinte sous vide,
- Transfert des motifs sur l'échantillon par lithographie,
- Obtention des électrodes par gravure chimique de l'aluminium à travers le masque lithographié.

Pour obtenir un motif qui servira de barrière lors de la gravure chimique, nous utilisons une plaque de verre recouverte des motifs à réaliser sous la forme d'une couche mince de chrome (masque lithographique). Cette fine couche empêchera les rayonnements UV d'interagir avec le polymère photosensible.

La résine utilisée pour cette étape est une résine positive S1818 fabriquée par Shipley. Le dépôt de cette résine s'effectue par centrifugation avec une vitesse de rotation de la tournette de 2000 tr/min pendant 30 s. Une étape d'évacuation des solvants et de séchage de la couche (100°C pendant 3 min) est nécessaire avant de passer à l'insolation par rayonnement UV à travers le masque chromé (~100 mJ/cm²) à 365 nm.

L'étape de développement s'effectue dans un développeur Microposit 351 de chez Shipley (solution aqueuse alcaline) pendant environ 45 s. La résine étant une résine positive, ce sont les zones ayant été insolées qui disparaissent.

Finalement, l'échantillon est passé dans une solution de gravure d'aluminium (mélange d'acide nitrique, d'acide phosphorique, d'acide acétique dilué avec de l'eau), chauffé à 50 °C, pendant environ 8 min pour graver les structures de 4 µm d'épaisseur et environ 6 min pour les structures de 2 µm d'épaisseur. Cette étape est visuelle et s'avère une étape critique du procédé de réalisation.

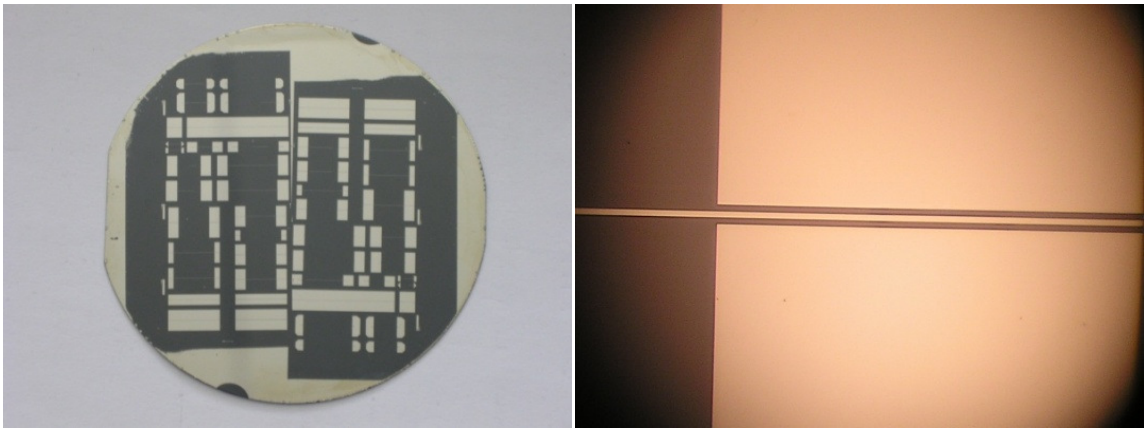
3.4.3. Caractérisation de structures réalisées sur couche mince

3.4.3.1. Lignes coplanaires sur polymère SU8

Afin de minimiser les étapes technologiques, nous avons choisi de réaliser toutes nos structures sur un wafer en silicium dopé dont la résistivité est choisie pour être très faible

(0,001 – 0,05 Ω.cm) dans le but de l'utiliser comme plan de masse inférieur. Cela permet donc d'évaluer la possibilité d'éviter l'étape technologique supplémentaire qui consiste à déposer un plan de masse métallique.

Sur un wafer 3 pouces en silicium dopé d'une épaisseur de 365 µm, nous avons déposé 8 µm de polymère SU8 et avons réalisé un certain nombre de lignes coplanaires à plan de masse inférieur ainsi que des transitions GCPW-MS-GCPW (cf. photographie de la figure 3- 28 (a)). La plupart de ces structures ont une largeur de ruban central de 17 µm et un gap coplanaire de 13 µm. Les dimensions de toutes les structures que nous avons pu exploiter ont été déterminées grâce à une mesure au profilomètre, ce qui a permis de présenter tous les résultats de mesures et de simulations des lignes coplanaires et des transitions GCPW-MS-GCPW avec leurs dimensions réelles. En effet, en raison de la gravure chimique de l'aluminium une tolérance de gravure de ± 2 µm est observée. La photo de la figure 3- 28 (b) montre la qualité d'une des transitions ainsi réalisées.



(a) Photographie du wafer ***(b) Transition de la structure 1***

Figure 3- 28 : Photographies des réalisations sur wafer silicium et polymère SU8

Pour la caractérisation des structures ci-dessus, nous avons utilisé des pointes Cascade I40AGSG250 [23] différentes de celles employées pour la caractérisation des transitions sur le substrat commercial NH9338. En effet, pour mesurer les paramètres S des structures réalisées, il faut des pointes avec une largeur de contact inférieure à 17 µm, celle du ruban central des transitions. Les pointes utilisées pour la caractérisation de ces structures sur couche mince de SU8 ont une largeur de contact de 12 µm alors que celles utilisées pour la caractérisation des transitions sur le substrat commercial NH9338 avaient une largeur de

contact de 30 µm. Pour l'étalonnage des dispositifs de mesure, nous avons utilisé la méthode classique LRM (*Line-Reflect-Match*) avec le substrat de calibration commercial de Cascade AE-101-190 [24]. Tout le système est piloté par le logiciel Wincal de Cascade [25].

La figure 3- 29 montre les résultats de mesures et de simulations HFSS d'une ligne coplanaire réalisée sur ce substrat, les paramètres caractéristiques de cette ligne sont : une largeur du ruban central W de 15 µm, un gap coplanaire S de 13 µm et une longueur de la ligne de 1 cm. Quant à l'épaisseur du métal, nous avons dû la limiter à 350 nm suite à des problèmes d'adhérence de l'aluminium sur la SU8 (en particulier lors de l'étape de gravure).

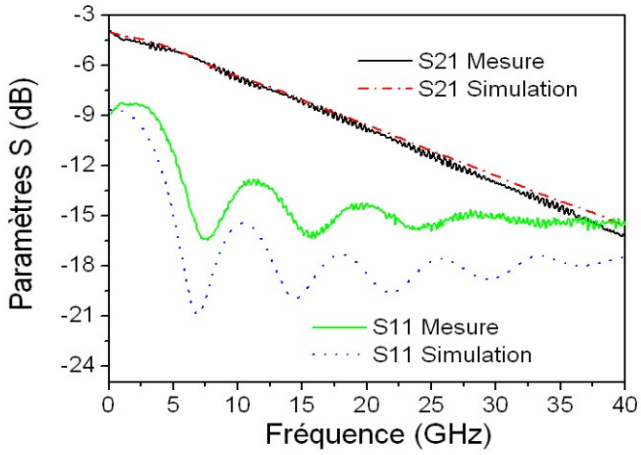


Figure 3- 29 : Résultats de mesures et de simulations d'une ligne coplanaire réalisée sur le wafer en silicium dopé avec la largeur du ruban central W = 16 µm, le gap coplanaire S = 13 µm, l'épaisseur de l'aluminium de 350 nm et une longueur L = 1 cm

Sur la figure ci-dessus, nous remarquons un très bon accord entre les résultats de mesures et de simulations de la ligne coplanaire. Pour obtenir ce bon accord des résultats expérimentaux et simulés, il est obligatoire de mailler à l'intérieur des « boîtes métalliques » afin de prendre en compte l'effet de peau. Cette opération nécessite un maillage plus fin et donc un grand nombre de tétraèdres. Le temps de simulation peut être long. La faible épaisseur de la métallisation est probablement la cause principale des pertes d'insertion de la ligne coplanaire de 3,7 dB. Par ailleurs, nous avons également constaté que le wafer en silicium utilisé comme plan de masse inférieur engendrait des pertes diélectriques supplémentaires ce qui explique la pente du coefficient de transmission S21 observée sur la

figure précédente. Dans le cas général, les pertes diélectriques sont calculées à partir de la relation suivante [2]:

$$\boldsymbol{\alpha_d(dB/cm) = 27,3\frac{\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\frac{\varepsilon_{eff}-1}{\varepsilon_r-1}\frac{tan\delta}{\lambda_0}} \qquad \textit{Équation 3- 2}$$

Dans cette relation, ε_r est la permittivité relative du milieu, ε_{eff} la permittivité effective, λ_0 la longueur d'onde dans le vide et $tan\delta$ la tangente de pertes diélectrique et elle s'exprime comme suit :

$$\boldsymbol{tan\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'} + \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}} \qquad \textit{Avec} \quad \boldsymbol{\varepsilon' = \varepsilon_0\varepsilon_r} \qquad \textit{Équation 3- 3}$$

Avec ε' et ε'' respectivement la partie réelle et complexe de la permittivité. Pour un substrat de silicium, où $\varepsilon_r(\mathrm{Si}) = 11{,}9$, nous avons $\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = 0{,}0018$ [26]. Dans ce cas, les pertes diélectriques s'écrivent sous la forme :

$$\boldsymbol{\alpha_d(dB/cm) = \frac{\varepsilon_{eff}-1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}\left(\frac{150{,}07}{\rho} + 1{,}7882.10^{-3}f\right)} \qquad \textit{Équation 3- 4}$$

Dans cette formule, la fréquence f s'exprime en GHz et la résistivité ρ en Ω.cm.

Il est bien évident, d'après cette dernière formule, que le premier terme est bien supérieur au second terme et plus particulièrement lorsque la résistivité du silicium est faible. On peut également remarquer que les pertes diélectriques sont d'autant plus importantes que la résistivité du wafer est faible. À titre d'exemple, avec la résistivité du wafer que nous avons utilisé (ρ = 0,05 Ω.cm) et une permittivité effective de 6,45 indépendante de la fréquence, les pertes diélectriques du substrat silicium s'élève à 645 dB/mm à 40 GHz.

Afin de s'affranchir de ces pertes, il est donc indispensable de déposer un bon conducteur comme plan de masse inférieur sur le wafer en silicium avant de déposer le polymère SU8 comme le montre la figure 3- 30. Nous ne pouvons donc pas nous passer de cette étape.

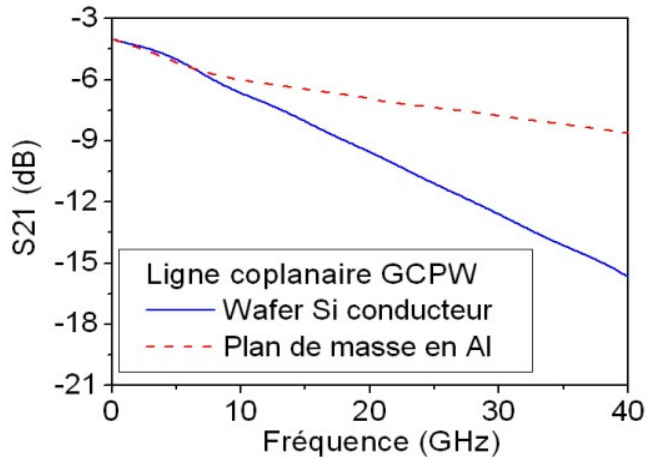


Figure 3- 30 : Évolution du coefficient de transmission S21 (dB) de la ligne coplanaire pour un wafer en silicium conducteur et à plan de masse en aluminium

Par cette réalisation et mesure de ligne coplanaire sur le wafer en silicium dopé, nous avons pu valider le process de réalisation et les performances des dispositifs de mesures sous pointes. Nous avons également vérifié que le logiciel HFSS était adapté aux simulations de lignes hyperfréquences sur des substrats en polymère en couche mince. Cette validation nous permet alors d'aborder la mesure de notre transition.

3.4.3.2. Transition GCPW-MS-GCPW sur polymère SU8

La transition GCPW-MS-GCPW retenue pour la caractérisation du modulateur électro-optique a été caractérisée en appliquant la même méthodologie et à l'aide du même dispositif que ceux employés précédemment. La figure 3- 31 présente les résultats expérimentaux comparés à ceux simulés de cette transition. Nous remarquons que nous avons un bon accord entre mesures et simulations, cependant, les performances de cette transition en terme de bande passante sont assez décevantes à cause de la faible épaisseur de métallisation. Cette dernière engendre des pertes d'insertion très élevées (de l'ordre de 4,45 dB). Quant à la chute de la pente du coefficient de transmission S21, elle est due à l'utilisation d'un wafer en silicium de faible résistivité (cf. Paragraphe 3.4.3.1).

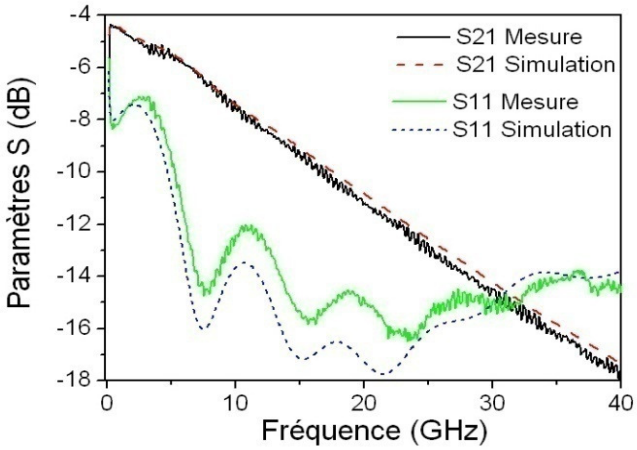


Figure 3- 31 : Résultats de mesure et de simulation de la transition GCPW-MS-GCPW retenue pour la caractérisation du modulateur électro-optique avec la largeur du ruban central W de 15 µm, le gap coplanaire S de 11 µm, l'épaisseur de l'aluminium de 370 nm, la longueur coplanaire L1 de 1 mm, la largeur G de 1 mm et une longueur L de 1 cm

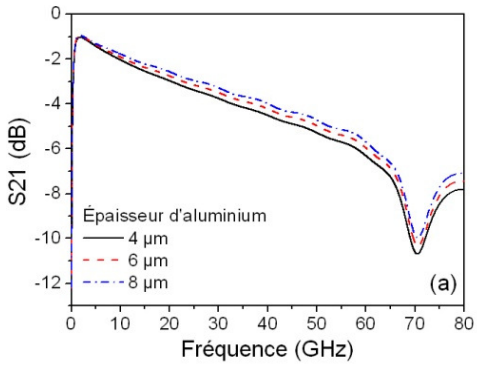
Même si les résultats de mesures sont médiocres à cause de nos difficultés actuelles à déposer un métal épais avec une bonne adhérence et des pertes diélectriques prononcées du polymère SU8, nous avons pu, avant tout, valider notre maîtrise de l'outil de simulation en confrontant les résultats de mesures obtenus sur cette réalisation à ceux issus des simulations. De plus, d'un point de vue technologique, il est tout à fait envisageable de changer la nature du métal, d'augmenter l'épaisseur de dépôt et de déposer un métal sur le wafer en silicium afin de réaliser un plan de masse optimal. C'est pourquoi nous allons nous attacher, par la suite, à optimiser cette électrode de commande.

3.5. Extension de la bande passante de la transition GCPW-MS-GCPW

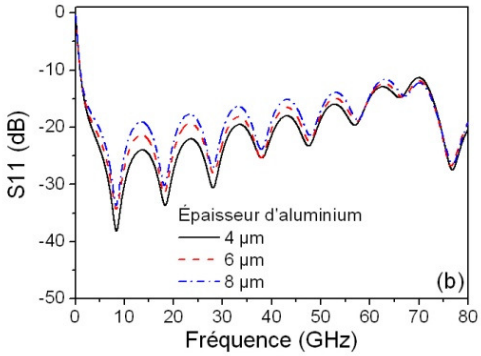
Compte tenu des résultats obtenus précédemment, nous allons chercher à optimiser certains paramètres de la transition GCPW-MS-GCPW de 1 cm de long. Cela nous permettra de déterminer quelle bande passante nous pouvons espérer avec ce genre de structure. Puis, nous finaliserons notre étude par la structure qu'il est nécessaire de réaliser pour tester le modulateur électro-optique à base de polymère avec le système sous pointes.

3.5.1. Minimisation des pertes par effet de peau

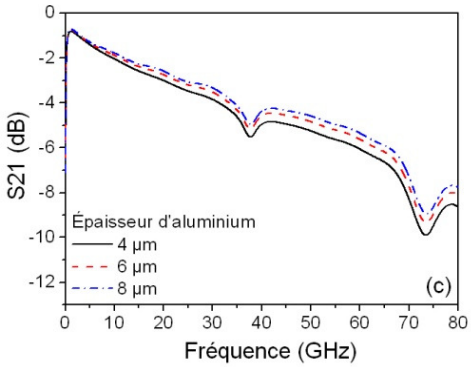
La première étude consiste donc à examiner l'importance de l'effet de peau et donc de l'épaisseur de l'aluminium sur la bande passante. La figure 3- 32 montre l'évolution des paramètres S (dB) de la transition, traitée au paragraphe 3.4.1.3, en fonction de l'épaisseur de l'électrode en aluminium, en prenant en compte la tangente de pertes du polymère SU8 (tan δ = 0 ,043). Nous avons également analysé cette transition avec une longueur coplanaire L1 de 2 mm.



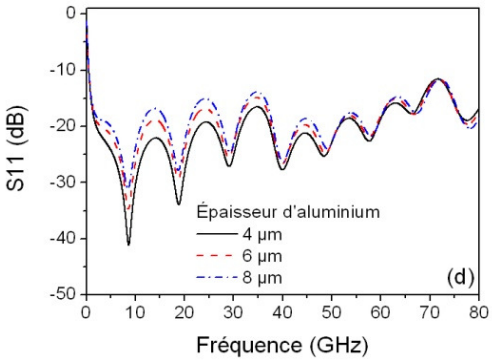
(a) Coefficient S21 pour L1 = 1 mm



(b) Coefficient S11 pour L1 = 1 mm



(a) Coefficient S21 pour L1 = 2 mm



(b) Coefficient S11 pour L1 = 2 mm

Figure 3- 32 : Paramètres S obtenus par simulation de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de l'épaisseur de l'aluminium

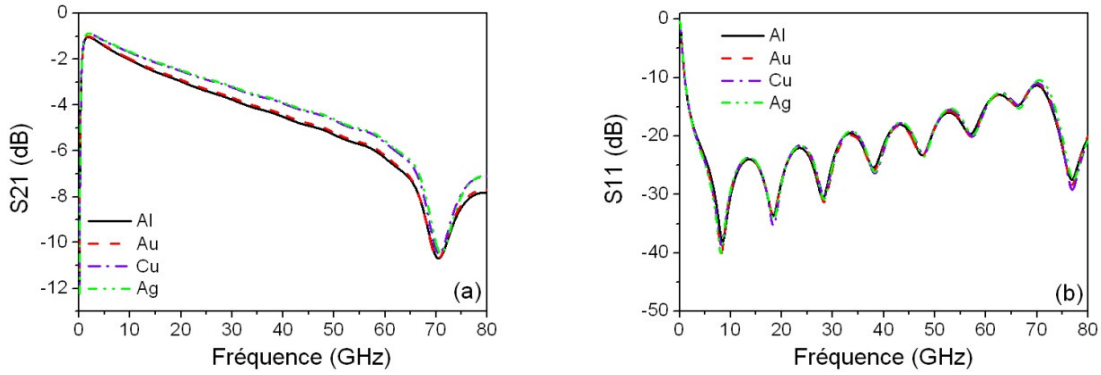
Le tableau 3- 3 regroupe les performances de la transition GCPW-MS-GCPW en polymère SU8 (épaisseur 8µm, ε_r = 3,55 et tan δ = 0 ,043) en fonction de l'épaisseur de l'aluminium. La bande passante utile (-3 dB) croît de 5 GHz lorsque l'épaisseur de l'aluminium passe de 4 µm à 8 µm. En revanche, l'augmentation de la longueur des pads coplanaires L1, de 1 mm à 2 mm, a pour avantage d'améliorer la limite basse de la bande passante sans affecter la limite haute puisque les pics de résonance apparaissent au delà de -3 dB à cause de la tangente de perte du polymère SU8.

L1 (mm)	Épaisseur Al (µm)	Fréquence basse (MHz)	Bande passante (GHz)
1	4	420	20,05
	6		22,35
	8		25,8
2	4	210	20,1
	6		22,5
	8		25,35

Tableau 3- 3 : Récapitulatif des performances de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de l'épaisseur de l'aluminium

3.5.2. Conductivité électrique

Afin de minimiser les pertes dans la structure, nous pouvons choisir un métal ayant une meilleure conductivité métallique que l'aluminium avec lequel nous avons fait les premières réalisations. L'argent (Ag), le cuivre (Cu) et l'or (Au) ont une meilleure conductivité que l'aluminium (Al) et leur dépôt diffère peu de celui de l'aluminium d'un point de vue technologie. Nous avons donc effectué une simulation avec ces métaux. Lorsque nous prenons en compte la tangente de perte du polymère SU8, la longueur de la ligne coplanaire L1 n'a aucune influence sur la limite haute de la bande passante. Cette longueur intervient qu'en basse fréquence. Pour cela, l'étude est faite pour une seule longueur L1 de 1 mm. La figure 3- 33 présente les paramètres S de la transition pour les différents types de métal, leur épaisseur ayant été fixée à 4 µm.



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 33 : Les paramètres S de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de la fréquence pour plusieurs types de métal

Le tableau 3- 4 regroupe les performances de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction des différents types de métal. L'utilisation de métaux de conductivité plus élevée permet de réduire les pertes métalliques et par conséquent d'améliorer considérablement la bande passante de la transition, en portant par exemple la limite haute de la bande passante de 20,47 GHz avec l'aluminium à 27,62 GHz avec l'argent.

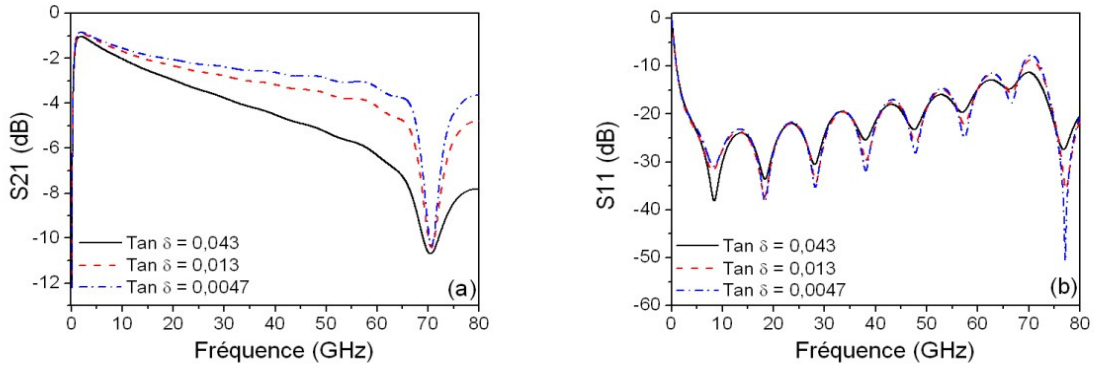
L1 (mm)	Métal utilisé	Fréquence basse (MHz)	Bande passante (GHz)
1	Aluminium (Al)	420	20,05
	Or (Au)		20,85
	Cuivre (Cu)		26,3
	Argent (Ag)		27,2

Tableau 3- 4 : Récapitulatif des performances de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction du choix du métal de 4 µm d'épaisseur

3.5.3. Pertes diélectriques

Depuis le début de notre étude, nous avons fixé le choix du matériau dans lequel se propage l'onde hyperfréquence en raison de son indice de réfraction optique qui doit être inférieur et le plus proche possible de celui du polymère actif. Notre choix s'est arrêté sur le polymère SU8 dont la tangente de pertes est élevée (tanδ = 0,043). Nous n'avons pas poussé

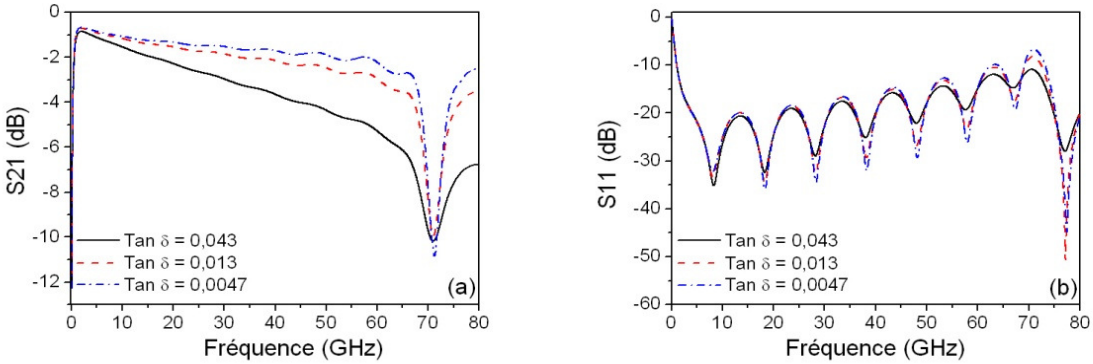
plus loin nos investigations dans ce domaine, mais il est clair que l'élaboration de polymères électro-optiques ayant de plus forts coefficients électro-optiques doit s'accompagner du développement de matériaux de confinement optique présentant des pertes diélectriques les plus faibles possibles. Faute de quoi, la bande passante des modulateurs sur polymères sera limitée par leurs pertes diélectriques, bien loin de la bande passante intrinsèque autorisée par le faible désaccord de vitesse de phase entre ondes optique et électrique dans les polymères. Pour montrer cela, nous avons « testé » numériquement notre structure dans les cas où le substrat utilisé présente des pertes identiques à celles du polymère NOA61 (tanδ = 0,013) [27] voire celles du substrat NH9338 (tanδ = 0,0047).



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 34 : Paramètres S de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de la tangente de pertes du substrat utilisé avec l'aluminium de 4 µm d'épaisseur

La figure 3- 34 présente les paramètres S de telles réalisations et démontre nettement la nécessité de prendre le plus grand soin dans le choix de la couche de confinement optique : le développement et l'étude du matériau de gaine requièrent alors une attention tout aussi particulière que ceux du matériau actif. Les simulations présentées sur la figure 3- 34 sont réalisées avec une électrode en aluminium de 4 µm d'épaisseur. Le gain en bande passante serait alors optimal si l'on choisit une électrode en argent de 6 µm d'épaisseur comme illustré sur la figure 3- 35.



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 35 : Paramètres S de la transition GCPW-MS-GCPW en fonction de la tangente de perte du matériau utilisé avec l'argent de 6 µm d'épaisseur

D'après la figure 3- 35, nous pouvons avoir une très large bande passante qui s'étend de 420 MHz jusqu'à 60,35 GHz dans le cas où le substrat de la transition est composée du polymère NOA61. Cette bande passante peut même être portée à 67,4 GHz avec un matériau de substrat ayant une tangente de pertes égale à celles du substrat commercial NH9338. Ces bandes passantes ultra-larges ouvrent la voie à des applications en pleine expansion [28]. Même si l'indice de réfraction n = 1,5 de NOA61 ne nous permet pas de l'utiliser comme gaine optique pour notre polymère d'étude PIII dont l'indice de réfraction est de 1,6, il n'est pas utopique de penser qu'il existe ou qu'il est possible de synthétiser des matériaux polymères de faibles pertes diélectriques adaptés à des matériaux électro-optiques performants en termes de propriétés optiques et mécano-chimiques.

Le tableau 3- 5 récapitule les performances en bande passante (-3 dB) pour différentes configurations de la transition GCPW-MS-GCPW sur substrat en couche mince. Une très large bande passante est possible avec des matériaux de gaine optique adaptés comme substrat, un métal de forte conductivité et d'épaisseur suffisante permettant d'échapper à l'effet de peau. Une fois les matériaux choisis, une optimisation des dimensions de la transition est indispensable afin d'éviter l'excitation des modes CPM non désirés et qui ont pour effet de dégrader la bande passante. Cette optimisation dimensionnelle mérite d'autant plus d'attention que c'est le CPM qui déterminera la limite haute de la bande passante quand les pertes diélectriques sont faibles.

<table>
<tr><th>Tan δ</th><th>Métal</th><th>L1 (mm)</th><th>Epaisseur du métal (µm)</th><th>Bande passante (-3 dB)</th></tr>
<tr><td rowspan="7">0,043</td><td>Al</td><td rowspan="6">1</td><td rowspan="4">4</td><td>420 MHz- 20,45 GHz</td></tr>
<tr><td>Au</td><td>420 MHz- 21,27 GHZ</td></tr>
<tr><td>Cu</td><td>420 MHz- 26,7 GHz</td></tr>
<tr><td rowspan="4">Ag</td><td>420 MHz- 27,6 GHz</td></tr>
<tr><td>6</td><td>420 MHz- 30,75 GHz</td></tr>
<tr><td>8</td><td>420 MHz- 31,8 GHz</td></tr>
<tr><td>2</td><td>8</td><td>210 MHz- 31,56 GHz</td></tr>
<tr><td rowspan="3">0,013</td><td>Al</td><td rowspan="2">1</td><td>4</td><td>420 MHz- 34,4 GHz</td></tr>
<tr><td>Ag</td><td rowspan="2">6</td><td>420 MHz- 60,35 GHz</td></tr>
<tr><td>Ag</td><td>2</td><td>210 MHz- 36,71 GHz</td></tr>
<tr><td rowspan="2">0,0047</td><td>Al</td><td>1</td><td>4</td><td>420 MHz- 51,6 GHz</td></tr>
<tr><td>Ag</td><td>1</td><td>6</td><td>420 MHz- 67,4 GHz</td></tr>
</table>

Tableau 3- 5 : Récapitulatif de la bande passante (-3 dB) de différentes structures de la transition GCPW-MS-GCPW sur substrat en couche mince

3.6. Électrode de test de modulateur électro-optique

Les résultats du tableau précédent sont très indéniablement intéressants et significatifs voire vendeurs. Mais, il faut savoir raison garder, en effet pour tester le modulateur sur polymère à réaliser, l'électrode de commande doit avoir la géométrie coudée de la figure 3-36 et non celle étudiée préalablement.

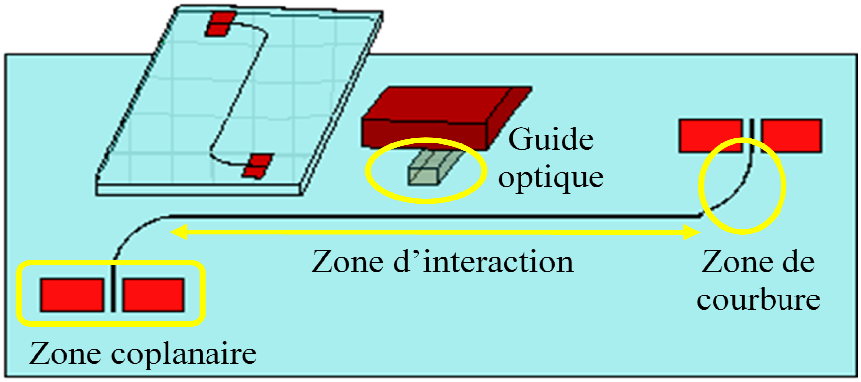
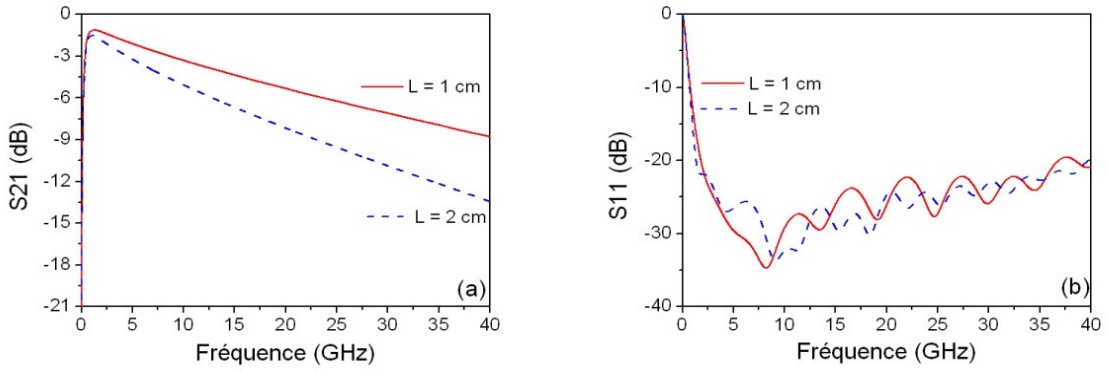


Figure 3- 36 : Schéma complet de l'électrode de commande du modulateur électro-optique

Dans notre cas, la longueur d'interaction électro-optique est de 2 cm. On peut réduire à 1 cm cette longueur en utilisant des polymères actifs ayant un fort coefficient électro-optique sans pour autant augmenter la tension de commande du modulateur. La figure 3- 37 donne les paramètres S de la structure de test pour les deux longueurs d'interactions (1 et 2 cm) avec une électrode en aluminium de 4 µm d'épaisseur. La structure hyperfréquence simulée inclut le guide optique, dans la zone d'interaction de l'onde optique et l'onde électrique, dont le cœur en polymère PIII est enterré dans le polymère SU8 (cf. figure 2- 15), avec la constante diélectrique du polymère PIII ε_r = 4,45 et sa tangente de pertes supposée égale à celle du polymère NOA61 (tanδ = 0,013). Cette hypothèse sur la tangente de pertes est certes arbitraire mais son influence est faible sur le résultat de simulation, étant donné que le volume du cœur en PIII est très faible devant celui occupé par le champ électromagnétique sur toute la longueur de la structure hyperfréquence. Par exemple, en supposant la tangente de pertes du PIII égale à celle du polymère SU8 (tanδ = 0,043), la bande passante est réduite seulement à 8,63 GHz contre 8,65 GHz avec une tangente de pertes de 0,013 pour une longueur d'interaction électro-optique de 1 cm.



(a) Coefficient de transmission S21 ***(b) Coefficient de réflexion S11***

Figure 3- 37 : Paramètres S de l'ensemble hyperfréquence associant la transition, l'accès coudé et l'électrode de commande du modulateur électro-optique pour les deux longueurs d'interaction électro-optique : 1 cm et 2 cm

Bien sûr, la bande passante serait beaucoup plus attrayante si le substrat présentait moins de pertes. C'est pourquoi, nous avons réalisé le même genre d'étude que précédemment avec des pertes diélectriques identiques à celles du polymère NOA61 et du substrat NH9338. L'ensemble de ces résultats sont synthétisés dans le tableau 3- 6.

Longueur d'interaction L (cm)	Tan δ	Bande passante (-3 dB)
1	0,0047	420 MHz - 14,6 GHz
	0,013	420 MHz - 12,55 GHz
	0,043	420 MHz - 8,65 GHz
2	0,0047	420 MHz - 6,8 GHz
	0,013	420 MHz - 6,1 GHz
	0,043	420 MHz - 4,46 GHz

Tableau 3- 6 : Récapitulatif de la bande passante de l'ensemble hyperfréquence associant la transition, l'accès coudé et l'électrode de commande du modulateur électro-optique pour différentes tangentes de pertes

Pour revenir à notre étude : pour un modulateur électro-optique réalisé à partir du polymère PIII, de polymère SU8 et avec nos moyens technologiques, sa réponse électro-optique sera d'ores et déjà limitée par la bande passante de l'électrode de commande qui est de [420 MHz - 4,46 GHz] pour notre configuration.

3.7. Bilan

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps explicité les contraintes liées à la caractérisation d'un modulateur électro-optique à base de polymère et avons fait en sorte de rendre la réalisation, la caractérisation et l'utilisation de notre composant le plus simples possible pour une exploitation industrielle : une transition coplanaire microruban à plan de masse inférieur et sans via-holes, « facilement » réalisable permet de caractériser le modulateur avec un système sous pointes tout en réduisant son coût global de fabrication. L'étude d'un taper d'adaptation afin d'insérer le connecteur coplanaire V constitue l'ultime étape pour la mise en boîtier du composant.

Les résultats expérimentaux de cette transition sur le substrat commercial NH9338 de 254 µm sont très encourageants et ont permis d'avoir une très large bande passante. Par cette première réalisation, nous avons démontré l'importance de l'épaisseur du substrat et en avons conclu que l'excitation du mode CPM qui perturbe la bande passante est repoussée à des fréquences très élevées dans le cas des couches minces. Le composant en couche mince nous permet d'ailleurs d'accéder à des fréquences basses jusqu'à 400 MHz, voire 200 MHz, et ce sans via-holes.

Les pertes élevées des matériaux que nous avons utilisés, la nature et l'épaisseur du métal employé, ont une grande influence sur la bande passante de notre transition et l'ont dégradée d'une manière significative. Néanmoins, nous avons effectué une étude complémentaire avec différents types de métaux et pour différentes épaisseurs : il s'avère que la bande passante peut être nettement améliorée en faisant le bon choix de métal et de son épaisseur. De même, le développement et l'étude du matériau de gaine optique requièrent autant d'attention que ceux du matériau actif.

Finalement, nous savons que les performances de notre modulateur électro-optique seront pénalisées par les pertes très élevées de nos matériaux, mais au-delà du modulateur, l'étude que nos proposons, notamment celle de la transition, ouvre la voie à d'autres applications telle que la radio sur fibre par exemple.

Bibliographie

[1] R. N. Simons, "*Coplanar Waveguide Circuits, Components and Systems*", John Wiley and Sons, 2001.

[2] T. C. Edwards and M. B. Steer, "*Fundations of Interconnect and Microstrip Design*", Wiley, 2000.

[3] Lumera, "High Speed, Wide Bandwidth Electro-Optic Polymer-Based Modulators", *www.lumera.com*, (2008).

[4] Lovalite, "P3000-SMF28", *http://www.lovalite.com/*, (rayon de courbure : 3µm).

[5] Anritsu, "Connecteur coplanaire V modèle V115FCPW", *www.anritsu.com*, (DC - 65 GHz).

[6] R. Michalah and Y. Kuo and F. Nash and A. Szep and J. Caffey and P. Payson and F. Haas and B. Mckeon and P. Cook and G. Brost and J. Luo and A. Jen and L. R. Dalton and W. H. Steier, "High Speed AJL8/APC Polymer Modulator", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, pp. 1207-1209 (2006).

[7] D. F. Williams and T. H. Miers, "A Coplanar probe to microstrip transition", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 36, pp. 1219-1223 (1988).

[8] Y. Wang and M. J. Lancaster, "Coplanar to microstrip transitions for on-wafer measurements", *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 49, pp. 100-103 (2006).

[9] M. El Gibari and D. Averty and H. W. Li and S. Toutain, "Transition CPW-MS ultra-large bande sans via et application à la caractérisation de dispositifs opto-hyperfréquences sur polymère", *Journées Nationales Microondes*, 16èmes JNM, (2009).

[10] G. Zheng and J. Papapolymerou and M. M. Tentzeris, "Wideband coplanar waveguide RF probe pad to microstrip transitions without via holes", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol. 13, pp. 544-546 (2003).

[11] A. M. E. Safwat and K. A. Zaki and W. Johnson and C. H. Lee, "Novel Transition Between Different Configurations of Planar Transmission Lines", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol. 12, pp. 128-130 (2002).

[12] Y. C. Lee and C. S. Park, "Vialess Coplanar Probe Pad-to-Microstrip Transitions for 60 GHz-band LTCC Applications", *Microwave Conference, 36th European*, pp 1354-1357 (2006).

[13] G. P. Gauthier and L. P. Katehi and G. M. Rebeiz, "W-Band finite ground coplanar waveguide (FGGPW) to microstrip line transition", *Microwave Symposium Digest, 1998 IEEE MTT-S International*, Vol. 1, pp. 107-109 (1998).

[14] L. Zhu and K. L. Melde, "On-Wafer Measurement of Microstrip-Based Circuits With a Broadband Vialess Transition", *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, Vol. 29, pp. 654-659 (2006).

[15] G. Straub and P. Ehret and W. Menzel, "On-wafer measurement of microstrip-based MIMICs without via holes", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, Vol. 3, pp. 1399-1402 (1996).

[16] J. P. Raskin and G. Gautier and L. P. Katheli and G. M. Rebeiz, "Mode conversion at GCPW-to-microstrip-line transitions", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 48, pp. 158-161 (2000).

[17] Probe RF 50A3N500GSG de SuSSMicrotec, détail technique disponible en ligne. *http: //www.suss.com/products/test_systems/z-probe_technology/z-probe_technology*.

[18] Station de mesure sous pointe de SuSSMicrotec, détail technique disponible en ligne. *http://www.suss.com/products/test_systems/manual_systems/pm5*.

[19] Substrat de Calibration CSR-4 de SuSSMicrotec, disponible en ligne. *http://www.suss.com/products/test_systems/z-probe_technology/csr*.

[20] T. Gorman and S. Haxha and J. J. Ju, "Ultra-High-Speed Deeply Etched Electrooptic Polymer Modulator With Profiled Cross Section", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 27, pp. 68-76 (2009).

[21] M. C. Oh and H. Zhang and C. Zhang and H. Erlig and Y. Chang and B. Tsap and D. Chang and A Szep and W. H. Steier and H. R. Fetterman and L. R. Dalton, "Recent advances in electrooptic polymer modulators incorporating highly nonlinear chromophore", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 7, pp. 826-835 (2001).

[22] M. El Gibari and D. Averty and C. Lupi and H. W. Li and S. Toutain, "Ultra-Wideband GCPW-MS-GCPW driven electrode for low-cost and wide range application electro-optic modulators", *Article Soumis à Microwave and Optical Technology Letters*.

[23] Probe RF I40AGSG250 de Cascade Microtech, détail technique disponible en ligne. *http://www.cascademicrotech.com/probedata*.

[24] Substrat de Calibration de Cascade Microtech, AE-101-190, disponible en ligne. *http://www.cmicro.com*.

[25] Logiciel de calibration Wincal de Cascade Microtech, détail technique disponible en ligne. *http://www.cmicro.com/products/calibration-tools/wincal-xe/wincal-xe-software*.

[26] M. N. Afsar and K. J. Button, "Precise Millimeter-Wave Measurements of Complex Refractive Index, Complex Dielectric Permittivity and Loss Tangent of GaAs, Si, SiO/sub 2/, A1/sub 2/O/sub 3/, BeO, Macor, and Glass", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 31, pp. 217-223 (1983).

[27] J. F. Larchanché, "*Études pour la réalisation d'un modulateur électro-optique à ondes progressives sur polymères*", Thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2001.

[28] M. G. Larrode and A. M. J. Koonen and J. J. V. Olmos, "Overcoming modal bandwidth limitation in radio-over-multimode fiber links", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, pp. 2428-2430 (2006).

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse consiste en la conception et l'étude optique et hyperfréquence d'un modulateur Mach-Zehnder sur polymère, en vue de démontrer la faisabilité de sa réalisation à base du polymère électro-optique PIII (PGMA/DR1) synthétisé par nos partenaires chimistes du CEISAM de Nantes et de l'UCO2M du Mans dans le cadre de collaboration à travers des projets régionaux, CPER N° 18007 « Photonique – Microondes » et MATTADOR/MILES.

Pour l'étude et l'optimisation de la structure optique d'un modulateur de type Mach-Zehnder sur polymère électro-optique, nous avons opté pour l'utilisation d'OptiBPM, logiciel de simulation spécialisé dans la conception de circuits d'optique intégrée, en raison de ses fonctionnalités bien adaptées à notre application. A partir des propriétés optiques du polymère électro-optique PIII, nous avons choisi pour la gaine optique le polymère SU8 pour son indice 1,575 légèrement inférieur à celui du PIII (1,60) et sa compatibilité chimique avec ce dernier. En prenant en compte l'impératif d'un guide optique monomode avec un fort taux de confinement et le souci d'éviter l'absorption de la lumière par l'électrode métallique, nous avons d'abord déterminé les dimensions transverses du guide optique à cœur enterré rectangulaire : 4 µm de large et 2,5 µm de haut avec une gaine supérieure de 2,5 µm d'épaisseur et inférieure de 3 µm. Avec une distance de 8 µm entre l'électrode et le plan de masse, ces dimensions devraient constituer un bon compromis pour minimiser la tension de commande du modulateur et les pertes d'insertion optiques. Nous avons ensuite optimisé la longueur des jonctions Y pour minimiser les pertes optiques dues à l'absorption par les matériaux et au rayonnement par courbure, tout en respectant la distance minimum requise entre les deux bras de l'interféromètre Mach-Zehnder permettant d'éviter que le champ appliqué à un bras ne déborde sur l'autre. À noter que le cœur du guide optique a été optimisé pour être le plus large possible afin de réduire les pertes de couplage avec la fibre optique.

Comme les chromophores sont actuellement orientés par effet couronne par un champ perpendiculaire au plan de la couche mince de PIII, la ligne microruban est tout indiquée pour appliquer un signal de commande progressif pour une efficacité d'interaction électro-optique

optimale. Etant donnée l'épaisseur de substrat de 8 µm imposée par la structure optique du modulateur, une largeur du microruban de 17 µm est retenue pour avoir une impédance caractéristique de 50 Ω. Pour faciliter la caractérisation de modulateurs avec un système équipé des pointes coplanaires et réduire le nombre d'étapes technologiques de réalisation, nous nous sommes proposés d'étudier des transitions entre ligne coplanaire et microruban (CPW-MS) sans via-holes ni gravure de plan de masse inférieur.

Les premières transitions ont été réalisées sur le substrat commercial NH9338 de 254 µm d'épaisseur afin d'étalonner et de valider notre utilisation du logiciel HFSS à ce type de structures. Ces transitions coplanaires microrubans à plan de masse inférieur (GCPW-MS-GCPW) optimisées ont une bande passante de 28 GHz, avec un très bon accord entre mesures et simulations. L'étude des lignes coplanaires réalisées sur une couche de SU8 de 8 µm d'épaisseur nous a permis d'une part d'acquérir l'assurance que le logiciel HFSS est bien adapté à l'étude des structures sur des substrats de faible épaisseur. Elle nous a permis d'autre part de régler des difficultés de caractérisation sous pointes spécifiques à des circuits sur couche mince. Nous avons pu réaliser des transitions entre lignes GCPW-MS-GCPW sur SU8 en couche mince avec une longueur de ligne microruban de 1 cm. Les mesures jusqu'à 40 GHz et les simulations sont en très bon accord. Les pertes d'insertions sont malheureusement élevés (4 dB) à cause de la faible épaisseur de métallisation que nous avons été contraints de limiter à 370 nm en raison du problème d'accrochage de l'aluminium sur le polymère SU8.

Dans l'étude de l'influence des différents paramètres, nous avons d'abord analysé le rôle clé joué par l'épaisseur du substrat sur la large bande passante des transitions. La faible épaisseur du substrat permet non seulement une conversion rapide du mode de propagation entre les différents types de ligne de la transition mais aussi d'étendre la limite basse de la bande passante jusqu'à quelques centaines de MHz. Les simulations effectuées dans cette étude prévoient une bande passante de 420 MHz à 20 GHz pour une transition GCPW-MS-GCPW sur SU8 avec une métallisation d'aluminium de 4 µm et un plan de masse métallisé. La fréquence haute de la bande passante sera portée à 60 GHz pour une transition GCPW-MS-GCPW sur le polymère NOA61 avec une métallisation d'argent de 6 µm et un plan de masse métallisé.

À l'issue de l'étude optique et hyperfréquence d'un modulateur sur polymères PIII et SU8, nous avons fait réaliser des masques pour la mise en formes des guides optiques et de toute la structure hyperfréquence (les accès coudés, la transition et l'électrode de commande) du modulateur électro-optique à partir de notre dessin de design. La bande passante de

l'ensemble de la structure hyperfréquence est de 4 GHz pour une longueur d'interaction électro-optique de 2 cm et de 8,2 GHz pour une longueur de 1 cm. La bande passante est ici pénalisée essentiellement par les pertes diélectriques élevée du polymère SU8.

Les travaux de cette thèse ont permis de définir la structure optique et hyperfréquence d'un modulateur à base du polymère électro-optique PIII, concrétisée par les masques prêts à l'emploi. Ils ont permis notamment d'étudier de manière très approfondie des transitions GCPW-MS-GCPW performantes et simples à réaliser qui facilitent considérablement la caractérisation des modulateurs sur polymère. Au terme de nos travaux et au-delà des résultats obtenus qui nous approchent indéniablement de la réalisation d'un modulateur sur polymère électro-optique, nous présentons d'abord quelques pistes possibles à explorer suite à nos travaux, puis nous ferons part de quelques réflexions.

- Dans un futur proche, on pense naturellement à la réalisation d'un modulateur sur polymère PIII optimisé dans le cadre de cette thèse afin de montrer sa faisabilité. Ceci permet aussi de tirer des renseignements précieux sur les moyens de caractérisation opto-hyperfréquence, process technologique et la conception du dispositif.
- La réalisation de transitions avec une métallisation d'or de plusieurs µm d'épaisseur est en cours. Leur caractérisation nous permettra de confronter leurs performances réelles à des fréquences plus élevées avec les pertes d'insertion et la bande passante déterminées par simulation à l'aide de HFSS.
- Lors de notre étude de transitions GCPW-MS-GCPW sur substrats épais de 254 µm, une amélioration de la bande passante a été obtenue avec les stubs radiaux par rapport aux pads rectangulaires. Il serait intéressant d'étudier l'apport réel des stubs radiaux pour les transitions sur substrat en couche mince.
- Ensuite, l'étude du taper d'adaptation entre la transition et le connecteur coplanaire de type V est une étape à prendre en compte pour rendre le prototype exploitable industriellement.
- Il existe plusieurs techniques pour la détermination de la constante diélectrique et la tangente de pertes des polymères. Par exemple, l'IEMN a mis au point une méthode très performante de mesure à partir des lignes coplanaires sur polymère utilisant un code de calcul développé en interne. Dans le cadre de cette thèse, nous avons voulu mettre en place une méthode de caractérisation propre à notre utilisation. Pour cela, une étude théorique accompagnée de simulations HFSS a été réalisée sur la résonance d'un disque sur polymères mais l'étude n'a pas abouti à une réalisation expérimentale. La mise au point de cette méthode

de caractérisation doterait l'IREENA d'une technique de mesure des propriétés hyperfréquences des polymères.

Pour compléter ce travail, nous adressons, à nos partenaires chimistes, deux réflexions sur les propriétés intrinsèques de matériaux polymères qui sortent de nos domaines de compétences :

Il paraît en effet très clairement, à travers notre étude, que les pertes diélectriques des matériaux polymères, qui servent de cœur et de gaine de guides optiques, constituent un véritable facteur limitant pour la bande passante. Cela est d'autant plus pénalisant que la bande passante d'un modulateur sur polymère est potentiellement très large grâce à un bon accord de vitesse de phase entre ondes optique et électrique. C'est pourquoi les polymères de gaine optique méritent autant d'attention en ce qui concerne leur tangente de pertes que les polymères actifs pour leur coefficient électro-optique. La compatibilité chimique entre les matériaux polymères de cœur et gaine optiques risque de restreindre considérablement le choix.

Si l'on peut disposer de polymères de gaine actifs, dont l'indice de réfraction est inférieur à celui du cœur, le taux de recouvrement optique et électrique pourrait alors approcher 100 %, si bien qu'on peut réduire soit la longueur d'interaction électro-optique, soit la tension demi-onde.

Résumé

Les polymères électro-optiques devraient permettre de réaliser à terme des modulateurs de meilleures performances au moindre coût que ceux à base des cristaux inorganiques comme $LiNbO_3$ et des semi-conducteurs comme GaAs. Cette thèse porte sur la conception de la structure optique et hyperfréquence d'un modulateur Mach-Zehnder sur polymère, en vue de démontrer la faisabilité de sa réalisation à base du polymère électro-optique PIII (PGMA/DR1).

L'étude de la structure optique à l'aide du logiciel OptiBPM a permis d'abord de dimensionner la section droite du guide d'onde monomode avec un fort taux de confinement, afin de minimiser l'absorption de l'onde évanescente par l'électrode métallique et la tension de commande du modulateur. L'étude des jonctions Y a abouti à un compromis entre les pertes par absorption du polymère PIII et celles par courbure, tout en respectant la distance minimum requise entre les deux bras de l'interféromètre Mach-Zehnder permettant d'éviter que le champ appliqué à un bras ne déborde sur l'autre.

Afin de réduire le coût de fabrication des modulateurs et de faciliter leur caractérisation sur wafer avec des pointes CPW, nous avons étudié des transitions coplanaire et microruban très large bande sans via-holes ni motif dans le plan de masse. Les résultats de mesures et de simulations effectuées à l'aide du logiciel HFSS sont en très bon accord pour les transitions aussi bien sur le substrat commercial NH9338 que sur le polymère SU8 en couche mince de 8 µm. Les simulations prévoient une bande passante de 420 MHz à 60 GHz pour une transition GCPW-MS-GCPW sur le polymère NOA61 en couche mince avec une métallisation d'argent de 6 µm.

Mots clés : guides d'ondes optiques, modulateurs électro-optique, polymères, structure de propagation hyperfréquence, transition coplanaire microruban, caractérisation sous pointes

Summary

The electro-optical polymers are expected to allow realizing eventually cheaper modulators with better performances than those based on inorganic crystals such as $LiNbO_3$ and semiconductors such as GaAs. This PhD thesis concerns the study and the design of the microwave and optical structure of a Mach-Zehnder modulator based on polymer, in order to demonstrate the feasibility of its realization based on the electro-optical polymer PIII (PGMA/DR1).

The study of the optical structure using the software OptiBPM allowed, at first, to optimize the dimensions of the cross section of single mode with high confinement factor, so the absorption of the evanescent lightwave by the metallic electrode and the driving voltage of the modulator are minimized. The study of Y-junctions results in a trade-off between the losses by absorption of the polymer PIII and those by curvature, while keeping the minimum distance required between the two arms of the Mach-Zehnder interferometer, so the electrical field applied to one arm does not extend into the other one.

In order to reduce the manufacturing cost of modulators and facilitate their characterization on chip with CPW probes, we studied especially ultra-broadband transitions coplanar microstrip (GCPW-MS) without via-holes and etching the ground plane. The results of measurements and simulations obtained using the software HFSS are in very good agreement for the transitions realized on both the commercial NH9338 substrate and polymer SU8 in thin layer of 8 µm. The simulations anticipate a bandwidth from 420 MHz to 60 GHz for a transition GCPW-MS-GCPW on polymer NOA61 in thin film with a metallization of silver of 6 µm.

Keywords : optical waveguides, electro-optics modulators, polymers, microwave propagation structure, coplanar microstrip transition, probe characterization