

Université des sciences et technologies de Lille

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université

en Sciences Pour l'Ingénieur

Spécialité Électronique

Jean-François LARCHANCHÉ



Études pour la réalisation d'un modulateur
électro-optique à ondes progressives
sur polymères

présentée et soutenue publiquement le 24 janvier 2001

Pr. Eugène CONSTANT

Président (U.S.T.L.)

Pr. Didier DECOSTER

Directeur de thèse (U.S.T.L.)

Dr. Jean-Pierre VILCOT

Co-directeur de thèse (I.E.M.N.)

Pr. Jean-Pierre MOLITON

Rapporteur (Université de Limoges - U.M.O.P.)

Dr. Henri PORTE

Rapporteur (Université de Besançon - L.O.P.M.D.)

Dr. Jean François LEGIER

Examineur (U.S.T.L.)

Pr. Alain ROUSSEAU

Examineur (E.N.S.C.M.)

Dr. Eric TOUSSAERE

Examineur (E.N.S. Cachan - L.P.Q.M.)

A ch'tiot Galibot, mon grand-père
Et à ma grand-mère.

Remerciements

Avant d'aborder le vif du **sujet**, permettez-moi de vous dépeindre la scène de mes trois années de recherche. Contrairement au théâtre, **avant** le début des trois actes, voici la parade de tous les acteurs de cette aventure. Moi-même acteur; sur cette **page** je me ferais narrateur et spectateur pour pouvoir faire la holà d'éloges et de remerciements à tous ceux **qui** ont participé à cette épopée polymérique.

Didier DECOSTER est l'**acteur principal**. Il m'a fait l'honneur (et a pris le risque!) de m'accepter dans l'équipe opto-électronique **qu'**il dirige. Les nombreuses discussions scientifiques (ou autres...) que nous avons eues résonnent encore **dans** mon esprit. Souvent accompagnant la parole de gestes amples, il aborde les concepts des plus **complexes** avec des images aussi simples qu'explicités telles que le serre-joint, la douche, la baignoire, la poêle Téfal...L'analogie est l'outil des grands esprits.

Jean-Pierre VILCOT est le **second acteur principal** (difficile de les départager!). Jonglant entre problèmes technologiques et théoriques, **contrats** et problèmes administratifs, il a toujours un instant à vous consacrer. Ses compétences scientifiques et ses qualités humaines sont rares. J'attends toujours qu'il me révèle ce «coup qui nous a rendu célèbres»?

Voici le gros de la troupe, **compagnons** partageant travail, discussions, repas et pots, il y régnent toujours une ambiance chaleureuse. Un grand merci à: Sophie la première dame de l'équipe, Cathy la callipyge, Joe le philosophe, Vincent, **Asma**, Aurore, Sophie surnommée Caliméro, Karine ou Mayousse, Achour dit Bel-Amour, Arnaud, Bob surnommé Hugguy, Christophe, El Bekkay, Filipe, Germain, Guan, Gwen, Hamid, Ian, Jérôme, Magdy, Manu, **Samuel** encore appelé Sensuel, Yves dit Yvou, Saad, Stephan, Tchana.

Ouvrant dans les coulisses pour que la représentation ait lieu, je salue bien bas tous les membres de la centrale de technologie: Annie Fattorini, Christiane Legrand et Patrica Lefebvre, André Leroy, Bertrand Grimbert, Marc François, **Michel** Muller, Pascal Tilmant, Didier Vandermoere dit Védé, Christophe Boyaval, Bernard Verbeke, Patrice Bigotte, Jean-Louis Codron, Christophe Coinon, Jean Claude Pesant.

Pour rajouter encore à la **distribution**, voici les stars invitées reconnues pour leurs talents dans leur domaine de prédilections. Je remercie Eric TOUSSAERE de l'École Normale Supérieure de Cachan, Jean-François LEGIER de l'Université de Lille et Alain ROUSSEAU de l'École Nationale Supérieure de Chimie de Montpellier pour leur aide **tout** au long de ces trois années et leur participation au jury de thèse.

Une représentation n'est **rien** sans spectateurs. J'adresse ici tous mes remerciements à monsieur Jean-Pierre MOLITON, professeur à l'université de Limoges, et à monsieur Henri PORTE, chargé de recherche à l'Université de Besançon **d'**avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Le Professeur Eugène CONSTANT me fait l'honneur de présider ce jury; je tiens à le remercier de m'accorder cette faveur.

Encore quelques lignes **avant** que le spectacle ne commence. Mes répliques n'auraient pas trouvé d'échos sans Bob Bellini, auquel **Didier** et Jean-Pierre m'ont associé. C'est avec toi, mon ami, que je partage tous les bénéfices de ce travail.

PRÉSENTATION

*« Il faut faire un composant bon marché
avec un bout de plastique »
conversation privée avec Didier DECOSTER*

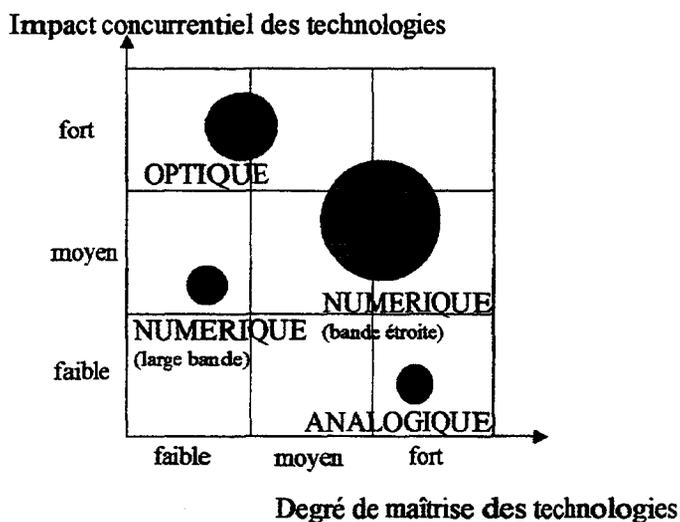
L'émergence d'une nouvelle technologie est soumise aux contraintes du marché. Le dispositif doit offrir des performances comparables ou supérieures à celles des concurrents pour un coût de production plus faible. Dans le domaine des télécommunications, l'optique a démontré qu'elle pouvait allier performance et bas coût.

Côté performances, la fibre optique présente de nombreux avantages:

- grande capacité de transport (la fréquence de la porteuse varie de 200 THz à 500 THz);
- insensibilité aux perturbations électro-magnétiques;
- diaphonie négligeable entre fibres voisines;
- possibilité de multiplier les canaux sur une seule fibre par le multiplexage en longueurs d'ondes;
- affaiblissement très inférieur aux autres guides: au début des années 1970, l'atténuation était de 20 dB/km puis 2,4 dB/km au milieu des années 1970 et 0,2 dB/km au milieu des années 1980. Avec l'utilisation de verres fluorés, l'atténuation peut encore être réduite par 10 ou 100;
- facilité d'exploitation. Sous un même diamètre de cablage, on fait passer un plus grand nombre de fibres que de câbles coaxiaux.

Côté coût, les prix de la fibre et des têtes optiques ont fortement baissé. Le prix de la fibre est passé de 10 F le mètre en 1980 à environ 1 F en 1989 et l'on prévoit une diminution d'encore 50 % pour les années à venir. Le prix des têtes optiques (nous regrouperons sous ce terme photodétecteurs et lasers) est, quant à lui, passé de 50 000 F en 1984 à moins de 10 000 F en 1989.

Ces avancées technologiques ont été accompagnées d'une demande de capacité qui n'a jamais cessé de croître, stimulée par l'ouverture des marchés des télécommunications, la mondialisation et l'internet. Par analogie à l'électronique, l'augmentation exponentielle des capacités de transmission qui double tous les 4 à 12 mois suit ce que l'on appelle aujourd'hui «la loi de Moore de l'optique» avec un taux de croissance deux fois supérieur à celui de l'électronique. L'optique n'est plus alors confinée aux seules télécommunications intercontinentales mais prend une part croissante dans les réseaux locaux et la distribution chez l'abonné. Forte de tout cela, l'optique est aujourd'hui la technologie clé des télécommunications.



Les polymères s'inscrivent parfaitement dans ce contexte et satisfont autant les critères de performance que de faible coût. Ils s'imposent comme une solution économique au niveau de la production du matériau comme au niveau de leur mise en œuvre. Le polymère se dépose facilement avec la technique de centrifugation de la photolithographie, mais bénéficie aussi de l'expérience de la plasturgie pour la mise en place de technique de moulage *a priori* simple et rapide. Les polymères peuvent s'intégrer sur une grande variété de substrats et s'hybrider avec la technologie semi-conducteur pour la réalisation d'une interconnexion entre laser et détecteur ou d'une transition fibre/laser. En contrepartie, si nous ajoutons à cela la proximité chimique des polymères avec les résines de la photolithographie, la technologie polymère ne possède pas encore de standard, qui serait un tremplin vers un développement industriel. De plus, les polymères prennent maintenant place autant dans les composants passifs qu'actifs. On retrouve ainsi quasiment toutes les propriétés des matériaux semi-conducteurs: conducteur, isolant, électro-activité... Mais contrairement aux matériaux semi-conducteurs, l'efficacité intrinsèque des molécules actives ne cesse d'augmenter avec les progrès de l'ingénierie chimie. On se met alors à rêver de performances exceptionnelles...

La fréquence de la porteuse optique offre des bandes passantes de plusieurs dizaines de gigahertz. Pourtant nous n'utilisons qu'une faible partie de ce potentiel. La quantité d'information que nous imprimons sur la porteuse est limitée par la technique de modulation. On distingue la modulation directe et la modulation externe:

- dans la modulation directe, le signal modulant est appliqué sur le laser. La fréquence de modulation est alors limitée par la dynamique de recombinaison des électrons et trous. De plus, la modification des conditions d'injection change la longueur d'onde émise, ce qui peut être préjudiciable pour la transmission du signal sur de grandes distances ou dans des systèmes à multiplexage dense (voir ultra-dense);
- en modulation externe, le modulateur est dissocié de la source. Dans ce cas, la polarisation du laser est constante, ce qui permet une plus grande pureté spectrale.

Parmi les modulateurs externes, les deux voies principales sont l'électro-absorption et les effets d'optique non-linéaire. Les modulateurs à électro-absorption sont, de par leur principe de fonctionnement, conçus pour

travailler à une longueur d'onde donnée et sont donc très sensibles à toute variation de celle-ci. Les modulateurs utilisant les phénomènes d'optique non-linéaire et notamment l'effet Pockels peuvent s'utiliser sur une plus grande gamme de longueurs d'ondes. Enfin, d'un point de vue structurel, l'application du signal hyperfréquence peut se faire en constante localisée ou distribuée. Le modulateur en constante distribuée ou encore à ondes progressives semble la structure d'avenir pour la modulation à très hautes fréquences et faible consommation. Electriquement, il apparaît comme une ligne de transmission, il n'y a donc pas de fréquence de coupure. Optiquement, si la porteuse optique et le signal millimétrique se propagent à la même vitesse, le dispositif se comporte comme une infinité d'éléments localisés dont les effets s'additionnent; la tension demi-onde est alors inversement proportionnelle à la longueur d'interaction.

D'un côté, des polymères offrant des perspectives de performance et de bas coût, d'un autre le modulateur électro-optique à ondes progressives s'imposant comme la structure de choix pour la montée en fréquence et une réduction de la consommation: il ne fallait qu'un pas pour assembler les deux au sein d'un projet. La direction scientifique de FRANCE TELECOM l'a franchi en créant une communauté de diverses compétences dans les domaines des polymères, de leur fonctionnalisation, de l'optique et des hyperfréquences, dans le cadre d'une Collaboration Temporaire Informelle FRANCE TELECOM. La C.T.I. regroupe l'Université d'Angers pour l'élaboration des molécules à propriété non-linéaire, l'École Nationale Supérieure de Montpellier et le Laboratoire des Matériaux Organiques à Propriétés Spécifiques de Lyon pour la partie élaboration des matériaux et greffage des molécules électro-actives, l'équipe polymères du Centre National d'Etude des Télécommunications de Bagnoux, devenue entre temps le Laboratoire de Physique Quantique Moléculaire de l'École Normale Supérieure de Cachan pour la caractérisation des propriétés d'optique non-linéaire des matériaux fonctionnalisés et la réalisation de dispositifs, et l'Institut d'Électronique et de Micro-électronique du Nord au niveau de la conception micro-onde et de la réalisation des dispositifs.

Situé en bout de chaîne de la C.T.I., notre travail a consisté en la caractérisation des polymères, leur insertion dans une technologie dédiée aux semi-conducteurs, la conception et la réalisation d'un modulateur électro-optique. Ce manuscrit s'articule de la façon suivante:

Chapitre 1: Présentation des principes de la modulation électro-optique, état de l'art des modulateurs électro-optiques sur niobate de lithium, sur arséniure de gallium et sur polymère;

Chapitre 2: Caractérisations hyperfréquence et optique des polymères mis à notre disposition;

Chapitre 3: Présentation des outils de modélisations optique et hyperfréquence, définition des structures envisageables;

Chapitre 4: Insertion des polymères dans une technologie semi-conducteur, définition des étapes élémentaires d'un procédé de fabrication et caractérisations optique et électrique des objets réalisés.

TABLE DES MATIÈRES

PRÉSENTATION	3
1 PRINCIPES DE LA MODULATION ÉLECTRO-OPTIQUE	11
1.1 Nature de la lumière	11
1.2 Interactions lumière-matière	12
1.3 Comportement optique	14
1.4 Optique non-linéaire	16
1.4.1 Vecteur polarisation	17
1.4.2 Susceptibilité d'ordre deux	17
1.4.3 Effet électro-optique linéaire	18
1.4.4 Matériaux présentant un effet électro-optique linéaire	19
Effet POCKELS dans l'arséniure de gallium AsGa	19
Effet POCKELS dans l'A.D.P (NH ₄)H ₂ PO ₄	19
Effet POCKELS dans le niobate de lithium LiNbO ₃	20
1.5 Modulation électro-optique	20
1.5.1 Modulation de phase	21
1.5.2 Modulation d'intensité	22
Modulateur par antiguidage	22
Modulateur par couplage	22
Interféromètre de MACH-ZEHNDER	24
1.6 Modulation à très haute fréquence	24
1.6.1 Limites des structures dites "localisées"	24
1.6.2 Modulateur à ondes progressives	26
1.7 Lignes hyperfréquences	28
1.7.1 Efficacité de modulation [8]	29
1.7.2 Ligne hyperfréquence sur l'arséniure de gallium [9]	30
1.7.3 Ligne hyperfréquence sur le niobate de lithium	32
1.8 Polymères	34
1.8.1 Pourquoi les matériaux organiques?	34
1.8.2 Pour les profanes!	36

1.8.3 Modulateurs polymères	39
1.9 Conclusion	40

2 CARACTÉRISATION 45

2.1 Caractérisation électrique	45
2.1.1 En constante localisée	46
Preliminaires	46
Méthode avec deux accès	47
Mesure en réflexion	50
Premières caractérisations	51
Mesures en réflexion	51
Mesure en réflexion/transmission	55
2.1.2 En constante distribuée	55
Approche dans le Domaine Spectral	55
Méthode des multiples réflexions	56
Méthode de Bainco et Parodi	56
La cellule de mesure	59
Résultats	60
2.2 Caractérisation optique	64
2.2.1 Lignes noires	64
2.2.2 Éllipsométrie spectroscopique	68
2.3 Conclusion	68

3 CONCEPTION 71

3.1 Propriétés des ondes guidées	71
3.1.1 Equations de propagation	71
Equations des télégraphistes	71
Equations de propagation des champs électromagnétiques	73
3.1.2 Modes	74
3.1.3 Récapitulation	76
3.2 Modélisation électrique	76
3.2.1 Approximation quasi-TEM	77
3.2.2 Analyse quasi-statique	78

3.2.3	Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.)	79
3.3	Modélisation optique	81
	Méthode des indices effectifs [8]	84
	Méthode de MARCATILI [12]	84
3.3.1	Méthode des faisceaux propagés	86
	Principe et hypothèses	86
	Analyse modale à partir de la méthode des faisceaux propagés [24]	88
3.4	Conception des guides	90
3.4.1	Ligne micro-ruban	90
	Impédance caractéristique 50Ω	90
	Pertes de propagation	91
	Permittivité effective	93
3.4.2	Guide optique	95
	Couplage avec la fibre	95
	Pertes de propagation	97
	Guides optiques envisageables	99
3.5	Conclusion	100

4 TECHNOLOGIE ET CARACTÉRISATION 103

4.1	Polymères	104
4.2	Définition d'un motif métallique	106
4.2.1	<i>Lift off</i>	106
4.2.2	Gravure des métaux	110
	Avec l'eau régale	111
	Avec la solution d'iodure de potassium et d'iode bisublimé	111
4.2.3	Électrolyse	113
4.2.4	Méthode retenue	113
4.3	Gravure	116
4.3.1	Masque en silice [17]	117
4.3.2	Masque métallique	117
	Calibrage de la vitesse de gravure des métaux	117
	Gravure des polymères	119
4.3.3	Méthode retenue	121
4.4	Connexion hyperfréquence	121
4.4.1	Gravure orientée du silicium [19], [20]	123

4.4.2 Gravure orientée de l'arséniure de gallium [21]	123
4.4.3 Remplissage	123
4.5 Orientation des chromophores	125
4.6 Procédé complet	126
4.7 Caractérisation	129
4.7.1 Guides optiques	129
Méthodes de mesure	129
Mesures	132
4.7.2 Lignes hyperfréquences	134
Transition coplanaire-coplanaire	134
Ligne micro-ruban sur polymère avec accès coplanaire	136
Pertes de propagation	136
Pertes dans les coudes	137
Ligne micro-ruban avec guide optique tri-couche	137
4.7.3 Orientation des chromophores	140
4.8 Conclusion	140

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

145

PRINCIPES DE LA MODULATION ÉLECTRO-OPTIQUE

Avant-propos

Partant des équations de MAXWELL dans le vide avec une notation vectorielle encore simple, la propagation de la lumière dans la matière et les propriétés d'anisotropie imposent une notation tensorielle d'ordre deux (neuf termes). La notation vectorielle introduit la notion de polarisation de la lumière et l'anisotropie implique l'existence de plusieurs ondes pouvant se propager avec des vitesses de phase différentes dépendant de la direction de propagation. C'est la biréfringence. Les équations se compliquent encore avec l'optique non-linéaire. Des tenseurs d'ordre trois (vingt-sept termes) prennent compte de l'effet électro-optique. Les équations de propagation se complètent de termes supplémentaires. Sensibilité à la polarisation, modification de la constante de propagation, modification du profil du mode optique, recouvrement des champs électriques, tout se retrouve sur quelques lignes, idéal mathématique assez éloigné de nos capacités de calculs. A force d'hypothèses et d'approximations, les formules se simplifient, se contractent, se réduisent au coefficient électro-optique, à la tension d'extinction, à l'intégrale de recouvrement et à la bande passante du modulateur électro-optique. De la molécule au matériau, du matériau au dispositif, la revue des différentes possibilités de modulation soit par le choix du matériau, soit par la géométrie de la structure fait ressortir les avantages et les inconvénients des solutions étudiées. Un modèle idéal rassemblant les points positifs de chaque dispositif annonce les polymères comme les candidats les plus prometteurs pour la réalisation d'un modulateur électro-optique à ondes progressives.

1 Nature de la lumière

Sir Isaac NEWTON (Woolsthorp Manor, Grantham, 1642 - Kensington, 1727) suppose que les corps lumineux envoient dans toutes les directions des particules d'une substance ténue, impondérable, capable de traverser des corps transparents. Mais cette première théorie ne suffit pas à expliquer les phénomènes de diffusion, de diffraction ou de polarisation de la lumière.

Augustin Jean FRESNEL (Chambrai, 1788 - Ville d'Avray, 1827) est le premier à tenter de représenter l'ensemble de ces phénomènes lumineux dans une théorie mécanique. Les ondes lumineuses sont les vibrations élastiques d'un milieu emplissant l'espace : l'éther. A cette époque, les équations décrivant le comportement des phénomènes lumineux sont déjà clairement établies. Ces équations se limitent à la description et n'apportent rien quant à la nature physique de la lumière et la théorie de FRESNEL, bien qu'essayant d'appréhender cette nature, ne fait que reporter sur l'éther l'ensemble des interrogations.

La théorie universellement reconnue aujourd'hui est la théorie électromagnétique qui a été fondée en 1865 par James Clerk MAXWELL (Edimbourg, 1831 - Cambridge, 1879). MAXWELL travaille sur les équations de propagation des ondes électromagnétiques et remarque que la théorie s'exprime par les mêmes formules que la théorie mécanique. Sans avoir la preuve de sa théorie, il pose les bases de la théorie électromagnétique de la lumière mais concède : "J'ai élaboré les équations avant d'avoir la moindre idée de la proximité entre la valeur de la vitesse de la propagation des effets magnétiques et celle de la vitesse de la lumière. Ainsi, je pense que j'avais raison de croire que les milieux magnétiques et lumineux sont identiques." La théorie électromagnétique prend alors l'avantage sur la théorie mécanique : les ondes optiques peuvent désormais se ramener au développement des lois bien connues de l'électromagnétisme.

La preuve des équations de MAXWELL revient à Heinrich HERTZ (Hamburg, 1857 - Bonn, 1894) qui crée à l'aide de procédés purement électriques des ondes hertziennes analogues aux ondes lumineuses et Heinrich RUBENS (Wiesbaden, 1865 - Berlin, 1922) qui démontre la continuité des propriétés des ondes lorsque l'on passe des ondes hertziennes aux ondes infrarouges.

La nature électromagnétique de la lumière était établie, posant les relations fondamentales toujours utilisées de nos jours.

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (1.4)$$

avec \vec{D} le vecteur induction électrique, \vec{E} le vecteur champ électrique, \vec{B} le vecteur champ magnétique, ρ la densité volumique de charges, ϵ la permittivité du milieu, μ la perméabilité du milieu et \vec{J} la densité volumique de courant.

2 Interactions lumière-matière

Lors des interactions entre la matière et la lumière, les forces exercées sur les charges par le champ électrique sont beaucoup plus importantes que celles provenant du champ magnétique. Pour cette raison, nous réduisons par la suite la lumière à la seule expression de son champ électrique.

Lorsque l'on introduit un atome dans un champ électrique, les électrons se déplacent dans le sens opposé à celui du champ, tandis que le déplacement du noyau, qui est beaucoup plus lourd, est extrêmement faible. Il se produit ainsi une séparation partielle des charges positives et négatives : l'atome devient polarisé et acquiert un moment dipolaire électrique induit dans la direction et le sens du champ.

D'un autre côté, beaucoup de molécules possèdent un moment dipolaire électrique permanent : ce sont des molécules polaires. Quand une molécule polaire est placée dans un champ électrique extérieur, elle tend à

s'orienter de telle façon que son moment dipolaire soit parallèle au champ appliqué en raison du couple auquel elle est soumise.

Passons de l'étude des molécules isolées à celle des corps macroscopiques comportant une multitude d'atomes et de molécules. Par suite des deux effets décrits ci-dessus, un morceau de matière placé dans un champ électrique devient électriquement polarisé, c'est-à-dire que ses molécules (ou atomes) sont comparables à des dipôles électriques orientés dans la direction et le sens du champ électrique local, soit à cause de la distorsion du nuage électronique, soit à cause de l'orientation de leurs dipôles permanents.

On définit alors le vecteur polarisation \vec{P} en $C.m^{-2}$ comme le moment dipolaire de l'unité de volume de la matière considérée. Il s'exprime comme :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}$$

χ se nomme la susceptibilité électrique; il s'agit d'une grandeur sans dimension.

Le vecteur polarisation permet de rendre compte de la redistribution des charges dans la matière soumise au champ électrique par l'intermédiaire de l'induction électrique :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ &= \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} \end{aligned}$$

On peut définir la permittivité relative ε_r et l'indice de réfraction n par:

$$\vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} = n^2 \varepsilon_0 \vec{E}$$

Dans le cas d'un milieu quelconque, les propriétés électriques sont *a priori* anisotropes. Si nous nous plaçons dans un repère cartésien, chaque composante du champ électrique ($\vec{E}_x, \vec{E}_y, \vec{E}_z$) contribue avec un poids différent à chaque composante du vecteur polarisation ($\vec{P}_x, \vec{P}_y, \vec{P}_z$). Ainsi la susceptibilité électrique et, par la même, la permittivité reliant deux grandeurs vectorielles, sont des êtres mathématiques complexes comportant neuf termes et appelés tenseurs. La susceptibilité électrique et la permittivité sont des tenseurs d'ordre 2 noté $\underline{\chi}$ et $\underline{\varepsilon}$.

Pour des matériaux transparents, il est aisé de démontrer que le tenseur permittivité est symétrique. De plus, en utilisant le repère propre du milieu, noté ($Oxyz$), on obtient un tenseur diagonal. En optique, les tenseurs se retrouvent groupés suivant les trois cas:

$$\text{Milieux ISOTROPES} \quad \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_x \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

$$\text{Milieux ANISOTROPES UNIAXES} \quad \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

$$\text{Milieux ANISOTROPES BIAXES} \quad \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

Les dénominations de milieux uniaxes ou biaxes apparaîtront clairement par la suite lorsque nous aurons étudié la propagation de l'onde plane et monochromatique dans ces milieux.

3 Comportement optique

Dans un milieu isotrope et diélectrique, le champ électrique \vec{E} est transverse, l'induction électrique \vec{D} est colinéaire au champ électrique et le champ magnétique \vec{H} et le vecteur \vec{D} sont orthogonaux. Le vecteur de POYNTING $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H}$ a la même direction de propagation que la constante de phase.

Par contre dans un milieu anisotrope, les vecteurs \vec{D} et \vec{E} ne sont plus colinéaires (voir démonstration ci-dessous). Seuls les champs \vec{D} et \vec{H} sont transverses et le champ \vec{E} ne l'est en général pas. Le vecteur de POYNTING, qui traduit la trajectoire de l'énergie ou rayon lumineux associé à l'onde, n'est plus parallèle à la direction de propagation de la phase. De plus, le changement des propriétés optiques en fonction de la direction de propagation modifie la propagation de l'onde. On démontre (voir page 15) que deux états de polarisation rectilignes et orthogonaux peuvent se propager avec des vitesses de phase différentes. Pour caractériser les milieux, on peut représenter les surfaces des indices des milieux anisotropes. On retrouve alors les dénominations des tenseurs de permittivité précédents. Les milieux biaxes sont formés de deux ellipsoïdes. La section des surfaces avec le plan (Ox, Oz) (Fig. 1.1) donne deux ellipses avec quatre points communs définissant deux axes de propagation. Si une onde plane se propage le long de l'un de ces axes, le milieu apparaît isotrope. Dans le cas des milieux uniaxes, deux indices principaux sont égaux (par exemple $n_x = n_y = n_o$). Les deux ellipsoïdes sont tangentes sur l'axe Oz ; il n'existe qu'un seul axe optique. Suivant la direction de propagation, deux indices sont possibles. L'un, indépendant de la direction de propagation, est appelé indice ordinaire car il rappelle les milieux isotropes; l'autre, dépendant de la direction, est appelé indice extraordinaire.

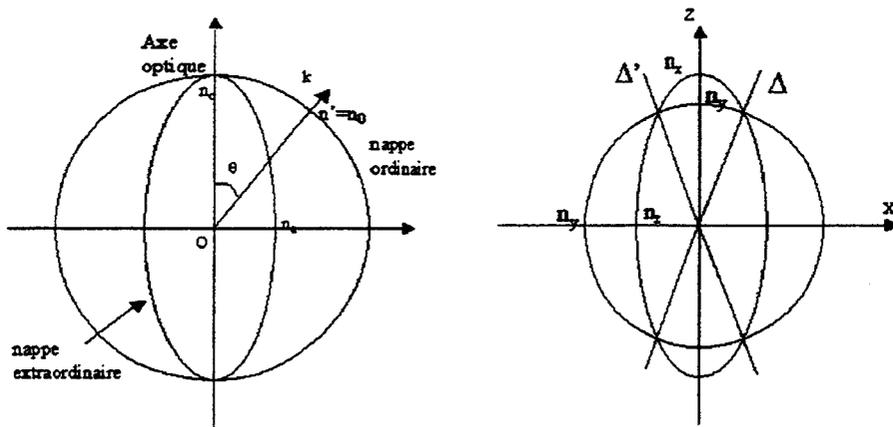


Figure 1.1 Section méridienne de la surface des indices d'un milieu uniaxe et d'un milieu biaxe

Démonstration: Le vecteur \vec{E} en milieu anisotrope.

Considérons une onde électromagnétique plane et monochromatique de fréquence angulaire $\omega = 2\pi\nu$ et de vecteur d'onde k , qui se propage dans un milieu non magnétique, sans sources et non absorbant présentant une anisotropie

caractérisée par le tenseur $\underline{\epsilon}$. Le champ électrique associé à cette onde s'exprime alors, en utilisant la notation complexe:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{[-j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]}$$

Dans ce cas de propagation, l'induction magnétique \vec{B} est telle que $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ et les équations de MAXWELL 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 dans un milieu non-magnétique ($\mu_r = 1$) et sans sources ($\vec{j} = \vec{0}$) se traduisent par:

$$\begin{aligned} \vec{k} \wedge \vec{E} &= \omega \mu_0 \vec{H} & \vec{k} \cdot \vec{H} &= 0 \\ \vec{k} \wedge \vec{E} &= -\omega \vec{D} & \vec{k} \cdot \vec{D} &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Si l'on explicite l'induction \vec{D} en éliminant le champ \vec{H} dans les équations précédentes et en introduisant le vecteur unitaire \vec{u} de la direction de propagation de la phase de l'onde, soit $\vec{k} = k \vec{u}$, il vient:

$$\vec{D} = \frac{k^2}{\omega^2 \mu_0} \left[\vec{E} - (\vec{u} \cdot \vec{E}) \vec{u} \right] \quad (1.9)$$

On peut remarquer que dans le cas le plus général le vecteur \vec{D} n'est pas parallèle au vecteur \vec{E} d'après la relation (1.7). Les relations (1.8) impliquent alors que le vecteur \vec{E} n'est pas transverse comme cela est le cas dans un milieu isotrope. Seuls les inductions \vec{D} , \vec{H} (ou \vec{B}) sont transverses, c'est-à-dire perpendiculaires au vecteur d'onde \vec{k} .

Démonstration: le milieu est biréfringent.

Dans le repère $(Oxyz)$, repère propre du milieu, les composantes du vecteur unitaire \vec{u} sont (α, β, γ) . La relation (1.9) associée à la relation tensorielle (1.7) conduit au système linéaire et homogène suivant:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_x k_0^2 - (1 - \alpha^2) k^2 & \alpha \beta k^2 & \alpha \gamma k^2 \\ \alpha \beta k^2 & \epsilon_y k_0^2 - (1 - \beta^2) k^2 & \beta \gamma k^2 \\ \alpha \gamma k^2 & \beta \gamma k^2 & \epsilon_z k_0^2 - (1 - \gamma^2) k^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

Dans ce système k_0 est le nombre d'onde dans le vide telle que $k_0 = \omega/c$. Nous poserons aussi: $n_x^2 = \epsilon_x$, $n_y^2 = \epsilon_y$ et $n_z^2 = \epsilon_z$. On introduira aussi la notion d'indice normal par la relation $k = n k_0$. Il apparaît alors que l'indice normal est une fonction de la direction de propagation, à l'origine du concept de l'anisotropie optique. Pour que le système 1.10 admette une solution non nulle, il faut et il suffit que son déterminant soit nul. Le développement du déterminant fournit une équation du quatrième degré en n qui porte le nom d'équation de FRESNEL.

$$\frac{n_x^2 \alpha^2}{n^2 - n_x^2} + \frac{n_y^2 \beta^2}{n^2 - n_y^2} + \frac{n_z^2 \gamma^2}{n^2 - n_z^2} = 0 \quad (1.11)$$

La résolution de cette équation fournit, pour une direction de propagation donnée, deux indices de réfraction ordinaire et extraordinaire. C'est l'existence de ces deux valeurs qui est à l'origine du concept de la biréfringence.

Démonstration: les deux états de polarisation sont linéaires et orthogonaux.

En utilisant les indices principaux et l'indice normal n , la projection de la relation (1.9) sur l'axe (Ox) conduit à:

$$E_x = \frac{n^2}{n^2 - n_x^2} \alpha (\vec{u} \cdot \vec{E})$$

Des expressions analogues sont obtenues par permutation circulaire, pour E_y et E_z . On obtient alors par exemple:

$$\frac{E_x}{E_y} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{n^2 - n_y^2}{n^2 - n_x^2}$$

Ainsi en un point M , le vecteur \vec{E} , de même que le vecteur \vec{D} , vibre suivant un segment de droite. On en déduit que l'état de polarisation des ondes planes qui peuvent se propager sans déformation dans un milieu anisotrope linéaire est nécessairement rectiligne.

Introduisons le tenseur impermeabilité $\underline{\eta}$ défini par:

$$\underline{\epsilon} \cdot \underline{\eta} = \underline{\delta}$$

avec $\underline{\delta}$: le tenseur identité.

L'utilisation de ce nouveau tenseur dans les équations de MAXWELL (1.8) permet de déterminer le vecteur induction électrique:

$$\vec{u} \wedge \left[\vec{u} \wedge \underline{\eta} \vec{D} \right] + \frac{1}{n^2} \vec{D} = 0$$

avec le vecteur d'onde \vec{k} de l'onde plane tel que $\vec{k} = nk_0 \vec{u}$. En choisissant judicieusement un repère $(Oxyz)$, les composantes du vecteur \vec{u} sont $(0, 0, 1)$. Comme le tenseur $\underline{\underline{\epsilon}}$ d'un milieu transparent est symétrique réel, il en est de même pour le tenseur $\underline{\underline{\eta}}$. Dans le repère (Oxy) , la relation précédente se traduit, en introduisant la partie transverse $\underline{\underline{\eta}}_t$ du tenseur $\underline{\underline{\eta}}$ par :

$$\underline{\underline{\eta}}_t \vec{D} = \frac{1}{n^2} \vec{D}$$

Cette équation est une équation aux valeurs propres pour le vecteur propre \vec{D} et la valeur propre $\frac{1}{n^2}$. On en conclut que les états propres dans les milieux anisotropes linéaires sont orthogonaux.

Bien qu'il ne s'agisse pas d'une règle générale, les matériaux électro-optiques sont souvent anisotropes. D'une part, dans les matériaux cristallins ou dans les polymères, l'organisation nécessaire pour casser la centro-symétrie implique des propriétés électriques variables suivant les directions de l'espace. D'autre part, pour les polymères, matériaux que l'on pourrait croire isotropes, la technique de dépôt par cen-trifugation, la plus répandue, oriente déjà les molécules et se trouve à l'origine de la biréfringence des films. Nous verrons plus tard aussi que le polymère doit être orienté sous champ pour que le coefficient électro-optique du matériau soit non nul. Cette étape accentue le caractère biréfringent du polymère. Nous verrons dans le chapitre suivant la détermination des indices optiques des films polymères. Enfin, nous avons vu qu'en général le vecteur champ électrique n'est pas transverse pour des milieux anisotropes. La simulation des milieux anisotropes est complexe et coûteuse en temps de calcul; par la suite nous utiliserons le modèle isotrope pour l'optique guidée.

En passant d'un milieu isotrope à un milieu anisotrope, les équations de MAXWELL se sont alourdies de représentations matricielles complexes. Pourtant la simplicité encore apparente des équations ne convient pas à une description complète des phénomènes physiques. Jusqu'ici nous avons supposé que la relation entre le vecteur induction électrique et le vecteur champ électrique est linéaire. Mais la distribution des charges représentée par le vecteur induction électrique est soumise à une force de rappel dérivant d'un potentiel anharmonique. L'idéal mathématique de la fonction linéaire n'est plus applicable.

4 Optique non-linéaire

Lorsque l'amplitude du champ électrique des ondes se propageant dans le milieu est comparable au champ intra-atomique, la distribution des électrons se trouve profondément modifiée, et par conséquent l'indice de réfraction. Ainsi, par exemple, on peut commander la propagation d'une onde lumineuse à l'aide d'une autre onde, la première onde servant à modifier localement l'indice de réfraction pour créer les conditions de guidage pour la seconde onde. Cette modification de l'indice de réfraction dénonce la non-linéarité des phénomènes optiques, le tenseur susceptibilité électrique n'est plus suffisant pour décrire la redistribution de charges.

C'est au 19^{ième} siècle, avant même la réalisation des premières sources laser, que sont mis en évidence les effets optiques non-linéaires, avec l'effet POCKELS et l'effet KERR. Il faudra attendre ensuite la mise au point des laser pour observer des phénomènes d'optique non-linéaire tout optique comme le doublement de fréquence (1961 par FRANKEN), la somme de fréquences ou l'amplification paramétrique.

4.1 Vecteur polarisation

Pour des champs électriques intenses (de l'ordre de 10^6 V.cm^{-1}), l'indice de réfraction n'est plus constant, ce qui indique que le vecteur polarisation n'est plus une fonction affine du champ électrique mais admet le développement suivant:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \left(\underline{\underline{\chi}}^{(1)} : \vec{E} + \underline{\underline{\chi}}^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \underline{\underline{\chi}}^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots \right) \quad (1.12)$$

$\underline{\underline{\chi}}^{(1)}$, $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ et $\underline{\underline{\chi}}^{(3)}$ représentent respectivement les tenseurs de susceptibilité des premier, second et troisième ordres. Le champ total appliqué peut être une combinaison de champs de fréquences différentes.

Le tenseur $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ intervient dans la génération d'harmonique deux et de somme de fréquences, l'amplification et l'oscillation paramétrique. Par ailleurs, le tenseur $\underline{\underline{\chi}}^{(3)}$ gouverne la génération d'harmonique trois, les diffusions de RAMAN et BRILLOUIN, l'autofocalisation de la lumière, l'automodulation de phase et la bistabilité optique [1]. Les éléments de $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ s'expriment en $m.V^{-1}$ et ceux de $\underline{\underline{\chi}}^{(3)}$ en $m^2.V^{-2}$.

4.2 Susceptibilité d'ordre deux

Une approche classique de l'oscillateur permet de comprendre facilement les effets non linéaires du second ordre. Dans ce modèle, un oscillateur, réduit soit au schéma d'un électron lié au noyau soit à une vibration moléculaire, est soumis à l'action de deux champs électriques de pulsation différente. La non-linéarité est représentée par une force de rappel dérivant d'un potentiel anharmonique. La force de rappel se développe comme un polynôme du second ordre. La résolution des équations du mouvement de l'oscillateur fait alors apparaître tous les phénomènes non-linéaires d'ordre deux : le doublement de fréquence, la somme et la différence de fréquences.

Ces oscillateurs sont forcés par deux champs électriques de fréquences ω_1 et ω_2 d'amplitudes E_1 et E_2 . Le bilan des forces conduit à l'équation du mouvement:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = q [E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t] - \kappa \frac{\partial x}{\partial t} - kx - ax^2$$

ou encore

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x + \alpha x^2 = \frac{q}{m} [E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t]$$

La variable x représente le déplacement de l'électron par rapport à sa position d'équilibre. E_1 et E_2 sont les amplitudes des ondes incidentes, m la masse de l'oscillateur et $\omega_0^2 = k/m$ la pulsation propre de l'oscillateur. En régime non-linéaire, la force de rappel se développe en puissances croissantes du déplacement x : $F_{\text{rappel}} = -kx + ax^2$. Le coefficient $\alpha = a/m$ rend compte du caractère anharmonique de l'oscillateur. Si l'anharmonicité est faible ($\alpha x \ll \omega_0^2$), ce terme peut être considéré comme une perturbation permettant le calcul de x par approximations successives:

$$x = x^{(1)} + x^{(2)} + \dots$$

qui conduit à résoudre les équations suivantes:

$$\frac{\partial^2 x^{(1)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(1)}}{\partial t} + \omega_0^2 x^{(1)} = \frac{q}{m} [E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t]$$

$$\frac{\partial^2 x^{(2)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(2)}}{\partial t} + \omega_0^2 x^{(2)} + \alpha [x^{(1)}]^2 = 0$$

À l'ordre 1, la solution du régime permanent est une combinaison linéaire des réponses à chaque fréquence:

$$x^{(1)} = \frac{1}{2} [x^{(1)}(\omega_1) + x^{(1)}(\omega_2)] \quad (1.13)$$

avec

$$x^{(1)}(\omega_i) = \frac{q F_i(\omega_i)}{m D(\omega_i)} e^{j\omega_i t} \quad i = 1, 2 \text{ et } D(\omega_i) = \omega_0^2 - \omega_i^2 + i\omega_i \gamma$$

À l'ordre 2, de nouvelles fréquences et une composante continue apparaissent dans l'expression de la polarisation:

$$x^{(2)} = \frac{1}{2} \left[x^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) + x^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) + x^{(2)}(2\omega_1) + x^{(2)}(2\omega_2) + x^{(2)}(0) \right] \quad (1.14)$$

avec

$$x^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = -\frac{\alpha q^2}{m^2} E(\omega_1) E(\omega_2) \frac{e^{j(\omega_1 \pm \omega_2)t}}{D(\omega_1)D(\pm\omega_2)D(\omega_1 \pm \omega_2)}$$

$$x^{(2)}(2\omega_i) = -\frac{\alpha q^2}{2m^2} E^2(\omega_i) \frac{e^{j2\omega_i t}}{D^2(\omega_i)D(2\omega_i)} \quad i = 1, 2$$

$$x^{(2)}(0) = -\frac{\alpha q^2}{m^2 \omega_0} \left\{ \frac{|E(\omega_1)|^2}{|D(\omega_1)|^2} + \frac{|E(\omega_2)|^2}{|D(\omega_2)|^2} \right\}$$

Comme le vecteur polarisation est directement lié au déplacement de charges par la relation $P = Nqx$ (avec N le nombre d'oscillateurs et q la charge de l'oscillateur), la solution de l'équation du mouvement à l'ordre 2 (1.14) montre l'apparition de phénomènes de doublement de fréquence, de somme ou de différence de fréquences.

En recombinaison les équations du mouvement des électrons (1.13) et (1.14) avec la relation (1.12), on obtient la susceptibilité d'ordre deux dans le cas du modèle unidirectionnel:

$$\chi^{(2)}(\omega_n = \omega_p + \omega_q) = -\frac{\alpha N q^3}{2m^2 \varepsilon_0} \frac{1}{D(\omega_n) D(\omega_p) D(\omega_q)} \quad (1.15)$$

Dans ce modèle, la susceptibilité d'ordre deux et la solution de l'équation du mouvement des électrons sont identiques à un coefficient près. Nous pouvons alors en déduire quelques informations. Les deux pulsations des champs électriques et la somme de ces deux pulsations interviennent au dénominateur de l'équation. La pulsation propre de l'oscillateur intervient au même niveau. La susceptibilité non-linéaire est alors purement complexe, signe d'une absorption intense. Par contre, si ces mêmes fréquences sont très éloignées, alors le mouvement de l'électron peut se décomposer en plusieurs fréquences, où l'on retrouve les pulsations des champs d'excitation mais aussi la somme, la différence et des doublements de fréquences. Dans ce cas, la susceptibilité est réelle. On peut remarquer qu'il n'est pas nécessaire d'avoir deux champs d'excitation; une seule fréquence donne alors des fréquences harmoniques d'ordre supérieur. Enfin, le transfert d'énergie des pulsations d'excitation vers les autres composantes du mouvement montre qu'il existe un couplage entre les différents champs électriques.

L'effet POCKELS traduit la variation linéaire de l'indice de réfraction en fonction d'un champ électrique appliqué. Or, jusqu'ici nous n'avons vu qu'une variation d'ordre deux du vecteur polarisation. Comment un effet non-linéaire peut-il se transformer en effet linéaire?

4.3 Effet électro-optique linéaire

Lorsque les champs qui interagissent possèdent des fréquences très différentes, nous pouvons faire l'approximation que le champ, dont la fréquence est la plus basse, est statique devant l'autre. Le cas le plus courant met en jeu une onde optique et un champ électrique statique. Les longueurs d'onde sont alors de l'ordre du micron pour le signal optique et de centimètre au millimètre pour le signal hyperfréquence. De la relation 1.15, il vient:

$$\chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_1 + 0) = -\frac{\alpha N q^3}{2m^2 \varepsilon_0} \frac{1}{D(\omega_1) D(\omega_1) D(0)}$$

La susceptibilité du second ordre ne dépend plus que de la fréquence du signal optique. Le vecteur polarisation non-linéaire devient alors une fonction linéaire de l'amplitude du signal statique et l'indice de réfraction peut être commandé par l'application d'un champ électrique statique. Suivant la fréquence du signal optique proche ou non de la fréquence de résonance du matériau, on observe deux effets. A la résonance, l'absorption est importante et l'application d'un champ électrique statique modifie la fréquence de l'absorption: c'est l'effet FRANZ-KELDISH. Loin de la résonance, l'indice de réfraction est réel, la variation d'indice est

réelle: c'est l'effet POCKELS. En tenant compte des propriétés d'anisotropie du milieu, on comprend que le coefficient électro-optique dépende des axes optiques, et qu'il s'agit d'un tenseur comprenant 27 termes. Habituellement, on préfère exprimer la variation $\Delta(1/n^2)$ car elle permet de déduire simplement la nouvelle équation de l'ellipsoïde des indices du milieu en présence d'un champ statique en fonction de celle du milieu non perturbé.

$$\underline{\underline{\eta'}} = \underline{\underline{\eta}} \Big|_{E=0} + \underline{\underline{r}} : \vec{E}$$

où r_{ijk} sont les coefficients électro-optiques et s'expriment en $m.V^{-1}$.

4.4 Matériaux présentant un effet électro-optique linéaire

Les coefficients r_{ijk} les plus couramment rencontrés sont de l'ordre de 10^{-10} à $10^{-12} m.V^{-1}$ et peuvent être positifs ou négatifs. Pour les longueurs d'ondes du visible, les matériaux présentant un effet électro-optique linéaire sont essentiellement : le tantalate de lithium, le niobate de lithium et l'A.D.P. (Phosphate Dihydrogéné d'Ammonium). Dans l'infrarouge, on trouve le tellure de cadmium (CdTe), le niobate de lithium ($LiNbO_3$), l'arséniure de gallium (AsGa) et le phosphore d'indium (InP). Pour représenter les tenseurs électro-optiques, nous utiliserons par la suite la notation contractée de VOIGT. Les coefficients r_{ijk} sont exprimés en $10^{12} m.V^{-1}$.

4.4.1 Effet POCKELS dans l'arséniure de gallium AsGa

L'arséniure de gallium est initialement isotrope en l'absence de toute contrainte. Seuls les coefficients r_{41} , r_{52} et r_{63} sont non nuls. Ils ont tous la même valeur, il n'y a donc pas d'axe de polarisation statique privilégié. En revanche, les coefficients électro-optiques ajoutent des termes croisés dans l'équation de l'ellipsoïde des indices, le milieu n'est plus isotrope mais biaxe.

$$(r) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1,1 & 0 & 0 \\ 0 & 1,1 & 0 \\ 0 & 0 & 1,1 \end{pmatrix}$$

4.4.2 Effet POCKELS dans l'A.D.P. $(NH_4)H_2PO_4$

L'ADP est naturellement anisotrope linéaire uniaxe. Ses coefficients électro-optiques sont plus grands que ceux de l'arséniure de gallium et présentent des directions privilégiées (Ox) et (Oy). Suivant la direction du champ électrique statique, l'anisotropie du milieu peut évoluer vers un milieu uniaxe dont l'axe principal a tourné par rapport au champ nul ou évoluer vers une anisotropie linéaire biaxe.

$$(r) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 23,76 & 0 & 0 \\ 0 & 23,76 & 0 \\ 0 & 0 & 8,56 \end{pmatrix}$$

4.4.3 Effet POCKELS dans le niobate de lithium LiNbO_3

Le niobate de lithium est aujourd'hui le matériau le plus utilisé dans la réalisation de composants électro-optiques, notamment les modulateurs électro-optiques. Le coefficient électro-optique le plus grand est le r_{33} ; le champ électrique statique doit être orienté suivant la direction z . Sous l'effet du champ électrique statique, l'ellipsoïde des indices est modifiée mais le milieu reste anisotrope linéaire comme en l'absence de champ. Par contre, la biréfringence augmente et la différence de phase entre les deux ondes se propageant augmente.

$$(r) = \begin{pmatrix} 0 & -6,8 & 9,6 \\ 0 & 6,8 & 9,6 \\ 0 & 0 & 30,9 \\ 0 & 21,1 & 0 \\ 21,1 & 0 & 0 \\ -6,8 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

5 Modulation électro-optique

Revenons quelques instants sur le terme électro-optique. Jusqu'à présent, nous l'avons employé pour désigner un phénomène d'optique non-linéaire. Mais ce terme regroupe plusieurs effets physiques, des effets de porteurs ou des effets de champ. Ainsi sous cette dénomination, on peut retrouver des effets d'injection de porteurs, des effets de remplissage des bandes de valence ou de conduction (effet BURSTEIN-MOSS) au même titre que les effets d'optique non-linéaire déjà cités. Il est à noter que ces effets ont des origines physiques différentes de l'optique non-linéaire. Par contre, on peut remarquer que l'effet électro-optique est largement employé pour désigner la modification de la partie réelle de l'indice de réfraction et l'effet d'électro-absorption pour la modification de sa partie imaginaire. Sous ce terme, on regroupe les effets FRANZ-KELDISH pour les matériaux massifs, les effets STARK pour les structures à puits quantiques et la modification de la structure de bande par l'effet KERR. Contrairement aux effets électro-optiques liés aux porteurs, les effets d'électro-absorption peuvent être rassemblés sous la bannière de l'optique non-linéaire. Par la suite, quel que soit le terme usité, celui-ci concernera l'optique non-linéaire.

L'effet électro-optique est le candidat idéal pour la modulation d'un signal optique. Plusieurs autres phénomènes permettent de modifier les caractéristiques optiques du milieu de propagation: qu'ils soient thermiques, élastiques ou magnétiques. Ils nécessitent tous des transducteurs, les ondes électriques étant l'unique support de l'information. Simplicité donc, mais aussi rapidité: les phénomènes électro-optiques présentent

des constantes de temps courtes en regard des autres phénomènes (liés à la nature du phénomène ou au transducteur), nous pouvons alors envisager une modulation à très haute fréquence.

5.1 Modulation de phase

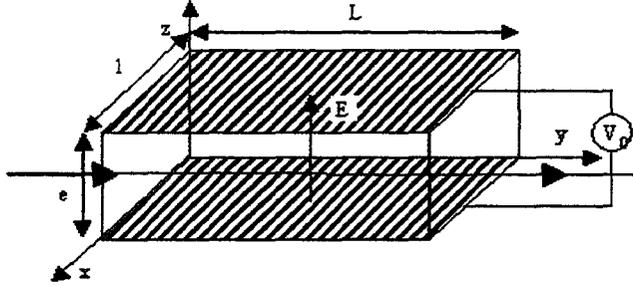


Figure 1.2 L'archétype du modulateur de phase

Étudions le cas d'école d'un cristal de niobate de lithium soumis à un champ électrique statique E_z^e suivant son axe optique z (Fig. 1.2). La lumière se propage en ondes planes suivant l'axe x . L'état de polarisation de la lumière est donc transverse $D_x = 0$, D_y et $D_z \neq 0$. L'ellipsoïde des indices peut alors se réduire au plan xy et sous l'influence du champ électrique, elle est modifiée de la façon suivante:

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_z^e \right) y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_z^e \right) z^2 = 1$$

L'épaisseur du cristal de niobate de lithium est de quelques micromètres, les coefficients électro-optiques sont de l'ordre de $10^{-11} \text{ m.V}^{-1}$ et la tension appliquée aux bornes du modulateur de phase est typiquement de quelques volts. Les termes $r_{ij} E_z^e$ sont donc faibles devant les termes $\frac{1}{n_i^2}$, on peut alors mettre la nouvelle équation de l'ellipsoïde sous la forme:

$$\frac{y^2}{n_0^2 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{13} E_z^e \right)^2} + \frac{z^2}{n_e^2 \left(1 - \frac{1}{2} n_e^2 r_{33} E_z^e \right)^2} = 1$$

On en déduit le changement d'indice en fonction du champ électrique appliqué:

$$\Delta n_i = -\frac{1}{2} r_{ij} n_i^3 E_j \quad (1.16)$$

Dû à la nature anisotrope du milieu, l'effet électro-optique est sensible à la polarisation. Pour compenser cela, on peut disposer un jeu d'électrodes capable de compenser les différences des coefficients électro-optiques par le jeu des tensions sur les électrodes [2].

Plaçons l'origine des phases sur la face d'entrée du cristal, après une propagation dans le cristal de longueur L , le champ électrique peut s'écrire: $E_i^o(t, x) = E_i^o \cos(\omega t + \varphi_i)$. Si la distance e entre les deux électrodes est faible en regard des dimensions de l'électrode l et L , nous pouvons faire l'approximation du champ statique par $E_z^e = \frac{V_0}{e}$. Les variations de phase pour les champs E_y^o et E_z^o sont:

$$\varphi_z = k_o L \left(n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} \frac{V_0}{e} \right)$$

et

$$\varphi_y = k_o L \left(n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} \frac{V_o}{e} \right)$$

On définit alors la tension V_π pour laquelle le déphasage induit est de π :

$$V_\pi = \frac{e\lambda_o}{n^3 r L} \quad (1.17)$$

V_π est un premier indicateur des performances du modulateur. Pour être compatible avec les circuits intégrés actuels, il est nécessaire que cette tension soit de l'ordre du volt, ce qui donne des longueurs d'électrode de l'ordre du centimètre. Le modulateur de phase est l'élément primaire de nombreux modulateur d'intensité: en effet la variation de phase interprétée comme une variation du chemin optique peut être mise à contribution pour modifier le couplage entre deux guides ou pour modifier les interférences entre deux ondes. Nous allons voir dans la suite les structures permettant de mettre en oeuvre ces différents phénomènes.

5.2 Modulation d'intensité

Plusieurs dispositifs de nature différente exploitent la variation d'indice sous champ statique afin de moduler de façon linéaire l'amplitude du signal optique: le modulateur par antiguidage, le modulateur par couplage et l'interféromètre de MACH-ZEHNDER.

5.2.1 Modulateur par antiguidage

Dans le modulateur par antiguidage (Fig. 1.3), un choix judicieux des matériaux de confinement et de cœur permet, sous l'effet du champ électrique statique, de passer d'une situation de guidage ($n_{cur} > n_{conf}$) à une situation d'antiguidage ($n_{cur} < n_{conf}$). En situation d'antiguidage, l'énergie du signal optique dans le guide optique diminue progressivement au cours de la propagation. L'intensité du signal reproduit alors l'amplitude du signal modulant. Un concept simple implique une structure simple mais le choix des matériaux, de la structure du guide et des paramètres opto-géométriques laissent peu de latitude pour que ce type de modulateur soit facilement réalisable dans une large gamme de déclinaisons possibles. Des démonstrateurs sur arséniure de gallium [3] présentent une tension d'extinction de 9V pour un rapport d'intensité de 1: 20 entre l'état guidant et l'état antiguidant. Pour améliorer le rapport d'intensité, une structure antiguidante avec une forme courbe a été proposée sur niobate de lithium [4] . Les simulations prévoient un rapport d'extinction supérieur à 30 dB avec une tension de 10V.

5.2.2 Modulateur par couplage

Une autre variante consiste à l'aide de l'effet électro-optique à modifier la valeur du couplage entre deux guides. La structure de la figure 1.4 comporte deux guides assez proches pour que le couplage entre les deux guides ne soit plus négligeable. Le couplage va dépendre principalement des variables d et L_c [5] . Grâce à l'effet électro-optique, la longueur de couplage L_c varie, l'intensité de sortie évolue en fonction du champ appliqué sur l'électrode. Cette méthode présente, entre autre, l'avantage de fournir le signal modulé en sortie d'un guide et son complémentaire sur l'autre, utilisable pour des applications de traitement du signal (intercorrélacion, asservissement de la modulation,...).

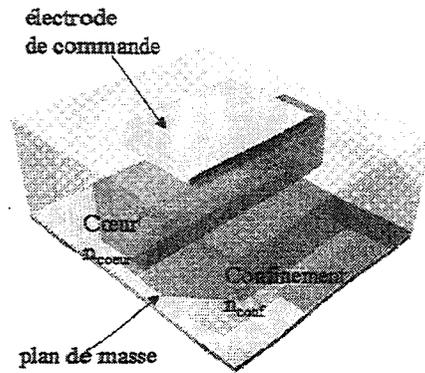


Figure 1.3 Modulateur par antiguidage

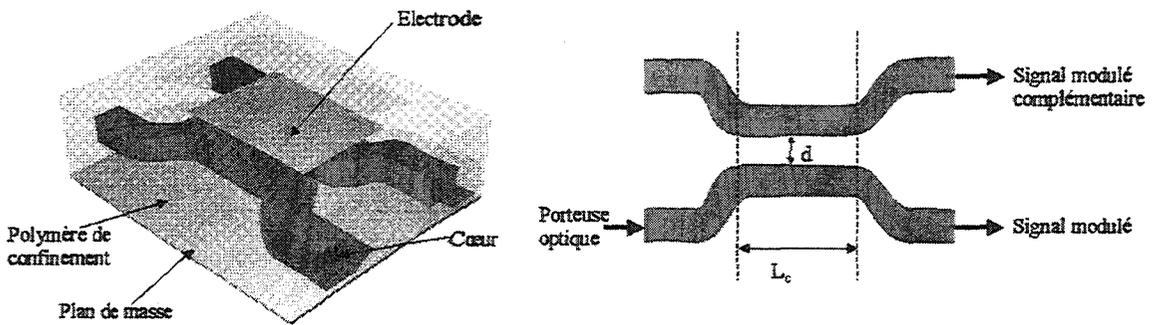


Figure 1.4 Modulateur par couplage

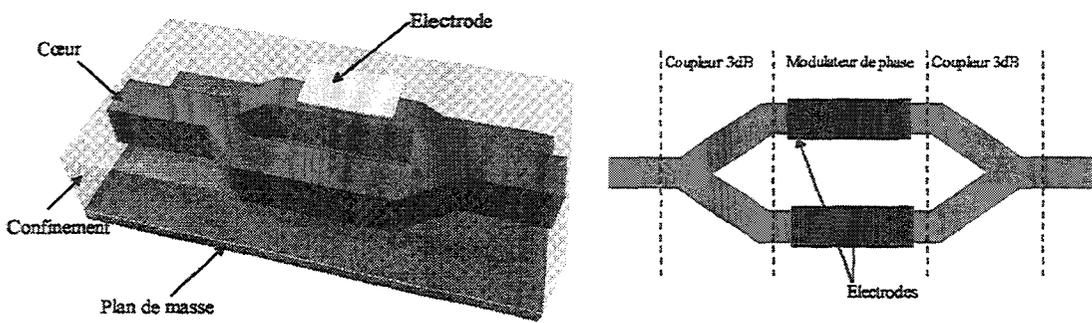


Figure 1.5 L'interféromètre de MACH-ZEHNDER

5.2.3 Interféromètre de MACH-ZEHNDER

Il s'agit du dispositif le plus couramment utilisé pour la modulation d'amplitude en dépit de sa structure relativement complexe par rapport à celles précédemment définies. Suivons le parcours de la lumière entrant dans le dispositif (fig. 1.5) : dans un premier temps, le faisceau est divisé en deux dans un coupleur 3dB. Dans l'hypothèse où l'interféromètre de MACH-ZEHNDER est symétrique, les amplitudes arrivant dans chaque bras sont identiques et le déphasage entre les deux ondes est nul. Les deux faisceaux se propagent dans des guides identiques mais sur l'un des bras de l'interféromètre le modulateur de phase introduit une différence de marche $\Delta\varphi$ entre les deux ondes. En sortie du dispositif, les deux faisceaux interfèrent, la puissance de sortie est fonction de la différence de marche $\Delta\varphi$.

$$\begin{aligned} P_s &= \frac{1}{2} E_s \cdot E_s^* \\ &= \frac{1}{2} (E_0 e^{j\theta} + E_0 e^{j(\theta+\Delta\varphi)}) (E_0^* e^{-j\theta} + E_0^* e^{-j(\theta+\Delta\varphi)}) \\ &= E_0 E_0^* (1 + \cos(\Delta\varphi)) \\ &= 2P_o \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \end{aligned}$$

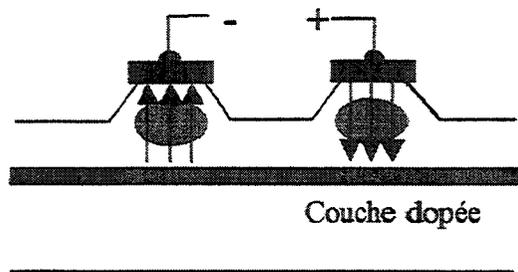


Figure 1.6 Configuration en *push-pull* d'un modulateur GaAs

L'interféromètre de MACH-ZEHNDER est le plus couramment utilisé pour deux raisons :

- il sépare l'effet électro-optique de la modulation d'amplitude. Ainsi le modulateur de phase peut être optimisé pour une efficacité maximum.
- il permet aussi d'utiliser une configuration en *push-pull* (fig. 1.6). Comme les directions des champs sont en sens contraires, les déphasages ont des signes opposés et la tension d'extinction est diminuée de moitié. Par contre, la capacité est doublée et la bande passante diminuée de moitié.

6 Modulation à très haute fréquence

6.1 Limites des structures dites "localisées"

Dans les dispositifs précédents, l'électrode de polarisation est placée au bout de la ligne d'alimentation. La surface de l'électrode est supposée suffisamment petite pour que le potentiel soit constant sur l'ensemble de celle-ci. Typiquement, on considère cette hypothèse valable si les dimensions de l'électrode sont inférieures

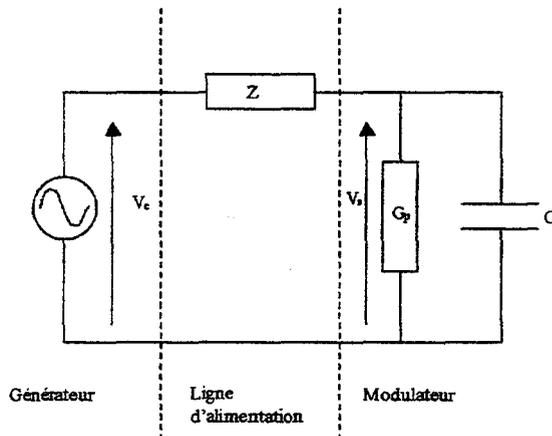


Figure 1.7 Schéma équivalent électrique du modulateur électro-optique

au quart de la longueur d'onde électrique. Ceci constitue une première limite à la montée en fréquence du modulateur. Électriquement, le modulateur peut être schématisé par un condensateur C tenant compte de la charge de l'électrode et d'une conductance pour introduire les pertes diélectriques. Le circuit est alimenté par un générateur à l'aide d'une ligne d'impédance caractéristique Z . Le schéma équivalent de l'ensemble est représenté sur la figure 1.7.

Le calcul de la tension aux bornes du modulateur donne:

$$\frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{1 + Z(G_p + j\omega C)}$$

Généralement les pertes diélectriques sont faibles, et nous pouvons poser $G_p \ll \omega C$. Le modulateur se comporte comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure f_c .

$$f_c = \frac{1}{2\pi CZ} \tag{1.18}$$

L'expression de la capacité du condensateur peut se calculer facilement si les dimensions des électrodes (Fig.1.2) l et L sont grandes devant la distance e les séparant; on utilise alors la formule du condensateur plan:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r L l}{e} \tag{1.19}$$

En combinant les relations (1.17), (1.18) et (1.19), on obtient le rapport:

$$\frac{f_c \lambda_0}{V_\pi} = \frac{n^3 r}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r l} \tag{1.20}$$

On démontre ainsi que tout gain en fréquence de coupure sera contrebalancé par une augmentation de V_π et donc de la consommation d'énergie. Le rapport défini précédemment (Eq.1.20) définit un facteur de mérite des modulateurs.

Le modèle du circuit passe-bas reflète assez bien la réalité pour les basses fréquences. Mais au-delà de la fréquence de coupure, le comportement du modulateur ne suit plus les prédictions du modèle. L'hypothèse

principale n'est plus vraie: le potentiel n'est plus constant sur toute l'électrode, des effets de propagation apparaissent. L'étude du modulateur se fait alors à partir de la théorie des lignes.

6.2 Modulateur à ondes progressives

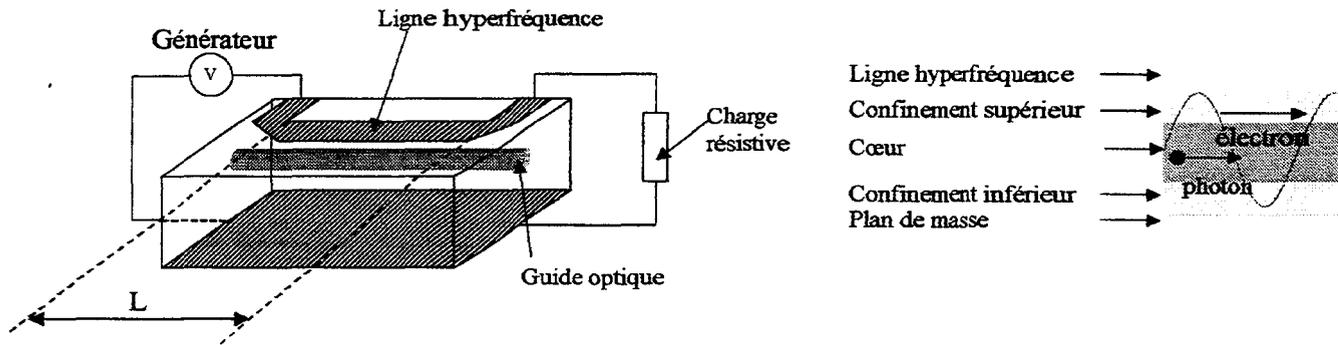


Figure 1.8 Le modulateur à ondes progressives

Avant d'entamer ce paragraphe, de parler de photons et d'électrons et d'écrire des formules mathématiques souvent agressives, retrouvons quelques instants les bancs de la petite école pour résoudre un problème de train. L'analogie est facile, le modulateur s'y prête bien. Imaginons que deux trains partent dans la même direction, l'un à côté de l'autre sur des voies parallèles. Nous sommes un passager et nous regardons dans l'autre train. Si les deux trains vont à des vitesses différentes, nous voyons les visages des autres voyageurs défiler. Mais si les deux trains roulent à la même vitesse, alors nous pourrons, tout le long du voyage, profiter de la vue de cette agréable voisine qui à malheureusement choisi le mauvais train. L'enchantement de sa vue pourra s'accumuler tout le temps du trajet. Puisqu'il faut revenir aux sciences, transposons au modulateur. Nos deux trains sont les guides hyperfréquence et optique. Nos voyageurs sont le photon et l'électron. Si ceux-ci se propagent à la même vitesse, les déphasages élémentaires s'accumuleront tout le long du guide et la bande passante n'est plus limitée par les constantes de temps du dispositif comme dans le cas du modulateur à constante localisée. En réalité, cette égalité des vitesses est difficilement obtenue et il nous faut étudier en détail le fonctionnement du dispositif.

Le modulateur électro-optique à ondes progressives est composé de deux guides (Fig.1.8): l'un optique et l'autre hyperfréquence. Les deux guides sont disposés de manière à ce que le champ électrique du signal modulant recouvre le champ électrique optique. Les deux ondes se propagent dans la même direction avec des vitesses de phases v_{φ}^e et v_{φ}^o respectivement pour l'onde hyperfréquence et pour l'onde optique. On peut aussi définir les indices effectifs hyperfréquence n_{eff}^e et optique n_{eff}^o par les relations:

$$v_{\varphi}^e = \frac{c}{n_{eff}^e}$$

et

$$v_{\varphi}^o = \frac{c}{n_{eff}^o}$$

Les deux ondes se propagent sans réflexion le long des guides, l'impédance caractéristique de la ligne est adaptée au générateur et à la charge. La tension le long de la ligne et en fonction du temps s'exprime alors par:

$$V(z, t) = V_0 \sin \left(\frac{2\pi n_{eff}^e}{\lambda_e} z - 2\pi f t \right)$$

avec f la fréquence du générateur.

Pour simplifier l'analyse, on considère que la ligne hyperfréquence est sans pertes, l'amplitude de la tension ne décroît pas avec la propagation. Imaginons qu'un photon entre dans le guide optique à l'instant t_0 . Ce photon se propage avec une vitesse v_φ^o et voit le potentiel en fonction de sa différence de vitesse avec l'onde hyperfréquence:

$$V(z, t) = V_0 \sin \left(\frac{2(n_{eff}^e - n_{eff}^o)}{\lambda_e} z - 2\pi f t_0 \right) \quad (1.21)$$

La variation de phase est la somme des déphasages sur toute la longueur L d'interaction:

$$\Delta\beta = \int_0^L \Delta\beta(z) dz$$

où la différence de nombre d'ondes $\Delta\beta(z)$ s'exprime en fonction de la relation (1.16); soit $\Delta\beta(z) = \overline{\Delta n(z)}\beta_0$ et $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$.

On obtient alors:

$$\Delta\beta = \frac{\overline{\Delta\beta} \sin \left(\frac{\pi L (n_{eff}^e - n_{eff}^o)}{\lambda_e} \right)}{\left(\frac{\pi L (n_{eff}^e - n_{eff}^o)}{\lambda_e} \right)} \sin \left(2\pi f t_0 - \frac{\pi L (n_{eff}^e - n_{eff}^o)}{\lambda_e} \right)$$

avec $\overline{\Delta\beta} = -\frac{\beta_0 r n^3 V_0 L}{2}$.

La différence de phase est une fonction en $\frac{\sin x}{x}$ de la différence des vitesses. Si les deux signaux se propagent avec la même vitesse de phase ($n_{eff}^e = n_{eff}^o$), le rapport $\frac{\sin x}{x}$ est égal à l'unité et la variation de phase ne dépend plus que du produit $V_0 L$. Pour le modulateur à ondes progressives, la tension d'extinction V_π n'est plus une grandeur significative des performances du modulateur, mais il faut considérer le produit $V_\pi L$. Le rapport $\frac{\sin x}{x}$ est approximativement de 1/2 lorsque $x = 2 \text{ rad}$. On trouve alors la largeur de la bande passante du modulateur Δf [7], le déphasage est diminué de moitié lorsque la fréquence passe de $f = 0$ à Δf telle que :

$$\Delta f \cdot L = \frac{2c}{\pi (n_{eff}^e - n_{eff}^o)} \quad (1.22)$$

Pour une longueur d'électrode donnée, la largeur de bande maximale dépend de la différence des vitesses de phase des ondes optiques et hyperfréquences. C'est ici un point critique du modulateur. Pour améliorer les performances du dispositif, indépendamment de sa structure, il est préférable que la permittivité soit constante du domaine de l'hyperfréquence jusqu'aux longueurs d'ondes optiques afin d'avoir des vitesses de phase très voisines. Dans la recherche de nouveaux matériaux, en vue de réaliser des modulateurs à ondes progressives, la caractérisation hyperfréquence sur toute la largeur de bande et aux longueurs d'ondes optiques est nécessaire à la détermination d'un candidat.

Revenons sur le cas idéal où les deux vitesses de phase sont identiques. Tout se passe alors comme si le photon entrant dans le guide voit toujours la même tension. On rejoint alors le principe du modulateur à constante localisée mais, dans ce cas, il n'y a plus de charge de l'électrode. Comme l'électrode est le prolongement de la ligne d'alimentation, la bande passante est infinie.

Pour finir, le choix d'une structure en constante localisée ou en ondes progressives dépend des performances que l'on attend de celle-ci. JOHNSON L. M. [6], en comparant les puissances nécessaires à la modulation sur niobate de lithium pour les deux variantes, a démontré que le modulateur en constante localisée est préférable au modulateur à ondes progressives si le produit de la bande passante par la longueur de l'électrode ne dépasse pas 20 GHz.mm. La modulation jusque 40 GHz nécessite donc un dispositif à ondes progressives.

7 Lignes hyperfréquences

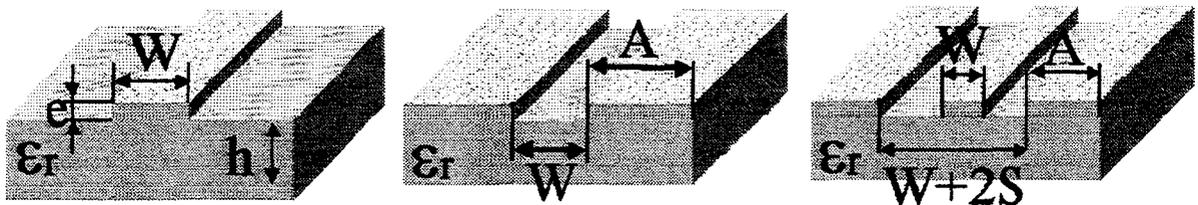


Figure 1.9 La ligne micro-ruban, la ligne à fente et la ligne coplanaire

En microondes, les lignes qui se prêtent le mieux aux circuits intégrés sont les lignes planaires. Les principaux types de lignes sont:

- la ligne micro-ruban qui comporte un substrat en diélectrique complètement métallisé sur une de ses faces et recouvert d'une bande métallique sur l'autre face;
- la ligne à fente où les deux conducteurs formant la ligne sont déposés sur la même face du substrat diélectrique;
- la ligne coplanaire qui présente trois bandes métalliques séparées par deux fentes d'un même côté du substrat.

La ligne hyperfréquence est la clé de voute des performances en hautes fréquences. Elle doit répondre à plusieurs critères:

- son impédance caractéristique doit être adaptée à celle du générateur et à la charge (Fig. 1.8) sur toute la gamme de fréquence pour éviter toute réflexion du signal hyperfréquence;
- la vitesse de phase du signal doit être proche de la vitesse de phase de la porteuse optique;
- les pertes de propagation doivent être faibles;
- elle doit permettre un bon recouvrement entre les champs électriques optique et hyperfréquence. Jusqu'ici nous avons considéré que la variation d'indice sous l'électrode était proportionnelle à l'amplitude du

champ électrique statique. Il s'agit du cas idéal où tout le champ électrique contribue à l'effet électro-optique. Mais les topologies des lignes possibles (Fig. 1.9) possèdent des cartes de champ différentes et la géométrie de la ligne va intervenir sur l'efficacité de modulation.

Enfin matériaux, guides optiques et lignes hyperfréquences sont intimement liés. Le choix d'un matériau implique des contraintes sur le guide optique et par voie de conséquence sur la ligne hyperfréquence. Si le choix du matériau se porte facilement sur le niobate de lithium pour son coefficient électro-optique beaucoup plus important (trente fois plus grand que celui de l'arséniure de gallium), les performances pour la modulation en hautes fréquences sont plutôt décevantes face aux prédictions, et son concurrent, l'arséniure de gallium, présente des avantages non négligeables dans la course à la montée en fréquence.

7.1 Efficacité de modulation [8]

Le modèle physique développé au paragraphe 4.2 fournit une réponse intuitive au problème de l'efficacité de modulation: il faut que l'effet électro-optique ait lieu à l'endroit où la lumière passe. On comprend alors que le champ électrique et le champ optique doivent se «croiser», ou se recouvrir pour obtenir un maximum d'efficacité.

La variation d'indice sous l'influence d'un champ électrique statique est donnée par:

$$\Delta n_j = -\frac{n^3}{2} \sum_k r_{jjk} \frac{\iint E_k^s T_j T_j^* dx dy}{\iint T_j T_j^* dx dy} \quad (1.23)$$

En optique non-linéaire les équations de MAXWELL s'écrivent comme suit:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} &= \rho \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

avec $\vec{D} = \underline{\underline{\varepsilon}} : \vec{E} + \vec{P}_{NL}$

L'équation de propagation devient alors:

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}$$

avec

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.24)$$

Le champ électrique est la somme d'un champ électrique aux fréquences optiques \vec{E}^0 et d'un champ statique \vec{E}^s , la polarisation non-linéaire que l'on limite à l'ordre deux peut donc s'exprimer sous la forme $\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \underline{\underline{\chi}}^2 : \vec{E}^0 \vec{E}^s$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}^0}{\partial z^2} - 2i\beta \frac{\partial \vec{E}^0}{\partial z} + \frac{\partial^2 \vec{E}^0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}^0}{\partial y^2} - \beta^2 \vec{E}^0 + \mu_0 \omega^2 \left(\underline{\underline{\varepsilon}} : \vec{E}^0 + \varepsilon_0 \underline{\underline{\chi}}^2 : \vec{E}^0 \vec{E}^s \right) = 0$$

Si on projette les vecteurs sur les trois axes d'une repère orthonormé, on obtient:

$$\frac{\partial^2 E_j^0}{\partial z^2} - 2i\beta \frac{\partial E_j^0}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_j^0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_j^0}{\partial y^2} - \beta^2 E_j^0 + \mu_0 \omega^2 E_j^0 \left(\varepsilon + \varepsilon_0 \sum_{ik} \chi_{ijk}^2 E_k^s \right) = 0 \quad (1.25)$$

Nous faisons l'hypothèse que le milieu est isotrope et que l'effet électro-optique ne met pas en jeu de couplage entre les composantes des champs électriques d'où $\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \sum_k \chi_{jjk}^2 E_k^s E_j^0$.

Le champ $E_j^0(x, y, z)$ se déduit par calcul de perturbation du champ $T_j(x, y)$ du guide en l'absence de champ statique appliqué.

Soit :

$$E_j^0(x, y, z) = T_j(x, y) E_j^0(z) \quad (1.26)$$

Cette hypothèse est justifiée, les effets électro-optique sont très faibles, la variation d'indice ne modifie pas le profil du mode de la lumière, elle ne perturbe que la constante de propagation.

En recombinant (Eq. 1.26) dans (Eq. 1.25)

$$T_j \frac{\partial^2 E_j^0}{\partial z^2} - 2i\beta \frac{\partial E_j^0}{\partial z} T_j + E_j^0 \left(\frac{\partial^2 T_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_j}{\partial y^2} + \mu_0 \omega^2 \varepsilon T_j - \beta^2 T_j \right) + \mu_0 \omega^2 E_j^0 \varepsilon_0 \sum_k \chi_{jjk}^2 T_j E_k^s = 0$$

Comme $\Delta T_j - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 T_j}{\partial t^2} = 0$ et en supposant que l'amplitude du champ varie lentement à l'échelle de la longueur d'onde, soit $\left| \frac{\partial^2 E_j^0}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2\beta \frac{\partial E_j^0}{\partial z} \right|$, il reste :

$$-2i\beta \frac{\partial E_j^0}{\partial z} T_j + \mu_0 \omega^2 E_j^0 \varepsilon_0 \sum_k \chi_{jjk}^2 T_j E_k^s = 0$$

En multipliant par le complexe conjugué du champ en l'absence de champ statique T_j^* et en intégrant sur tout le plan, il se dégage :

$$\frac{\partial E_j^0}{\partial z} = i \frac{\mu_0 \omega^2 \varepsilon_0}{2\beta} \sum_k \chi_{jjk}^2 E_j^0 \frac{\iint E_k^s T_j T_j^* dx dy}{\iint T_j T_j^* dx dy}$$

$\frac{\partial E_j^0}{\partial z}$ correspond à une variation de la constante de propagation, soit $\frac{\partial E_j^0}{\partial z} = i\Delta\beta E_j^0$ avec $\Delta\beta = \beta_0 \Delta n$:

$$\Delta n = -\frac{1}{2n} \sum_k \chi_{jjk}^2 \frac{\iint E_k^s T_j T_j^* dx dy}{\iint T_j T_j^* dx dy}$$

Or $\chi_{jjk}^2 = n^4 r_{jjk}$ la formule finale donne :

$$\Delta n_j = -\frac{n^3}{2} \sum_k r_{jjk} \frac{\iint E_k^s T_j T_j^* dx dy}{\iint T_j T_j^* dx dy}$$

Pour simplifier l'écriture, on utilise souvent [7] l'intégrale de recouvrement définie par :

$$\Gamma = \frac{G \iint E_k^s T_j T_j^* dx dy}{V \iint T_j T_j^* dx dy} \quad (1.27)$$

où V est la tension appliquée entre les deux électrodes et G la distance séparant les deux électrodes (on utilise G pour une forme générale, dans le cas d'une ligne micro-ruban $G=e$ (Fig. 1.2)). La variation d'indice pour une polarisation donnée est alors de la forme :

$$\Delta n = -\frac{n^3 r}{2} \frac{V}{G} \Gamma$$

On retrouve ici toutes les composantes de l'équation 1.16 au poids près de l'intégrale de recouvrement. A ce stade, le choix de la géométrie de la ligne hyperfréquence prend toute sa valeur. Réduire la consommation d'un modulateur nécessite une réduction de la valeur de la tension d'extinction (Éq. 1.17) mais à la vue des calculs précédents, l'intégrale de recouvrement intervient au dénominateur et la tension d'extinction augmente. Il faut donc que l'intégrale de recouvrement soit la plus proche possible de l'unité, et seule la ligne microruban (Fig. 1.9) semble pouvoir satisfaire cette condition.

7.2 Ligne hyperfréquence sur l'arséniure de gallium [9]

Malgré un coefficient électro-optique faible, l'arséniure de gallium bénéficie d'atouts permettant des performances comparables aux modulateurs sur niobate de lithium. En premier lieu, sa constante diélectrique varie peu avec la fréquence, le carré de son indice de réfraction ($n_o \approx 3,6$ à $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$) est proche de sa permittivité relative ($\varepsilon_r \approx 12,9$). Sur arséniure de gallium, l'accord de vitesse de phase est naturel et laisse présager une bande passante très large (Éq. 1.22). Secundo, l'arséniure de gallium profite de toute

l'expérience technologique acquise sur semi-conducteur (épitaxie, implantation, gravure, amincissement ...) qui lui confère une souplesse d'utilisation en centrale de technologie offrant la possibilité de géométries variées. Sur arséniure de gallium, la ligne hyperfréquence peut être soit coplanaire, soit micro-ruban ou encore hybride, compromis entre les deux configurations précédentes. On peut, malgré tout cela, retrouver les lignes directrices de la conception d'un modulateur. Le champ électrique doit être appliqué par l'intermédiaire d'un contact Schottky ou d'une jonction PN. Le guide optique est généralement toujours le même, malgré les diverses possibilités: guide en arête, guide chargé, guide enterré, ..., le guide le plus utilisé est le guide en arête. La lumière est confinée verticalement dans un guide plan à l'aide de deux hétérojonctions AlGaAs/GaAs. La maille AlGaAs est en accord de maille avec la maille GaAs sur toutes les compositions allant quasiment jusque AlAs; l'indice de réfraction diminue quasi-linéairement avec la fraction d'Al. Un «excès» de matière sous forme d'un ruban au-dessus du guide plan modifie localement l'indice effectif et confine latéralement la lumière. La structure finale, à titre d'exemple avec une ligne micro-ruban, est représentée sur la figure (1.10).

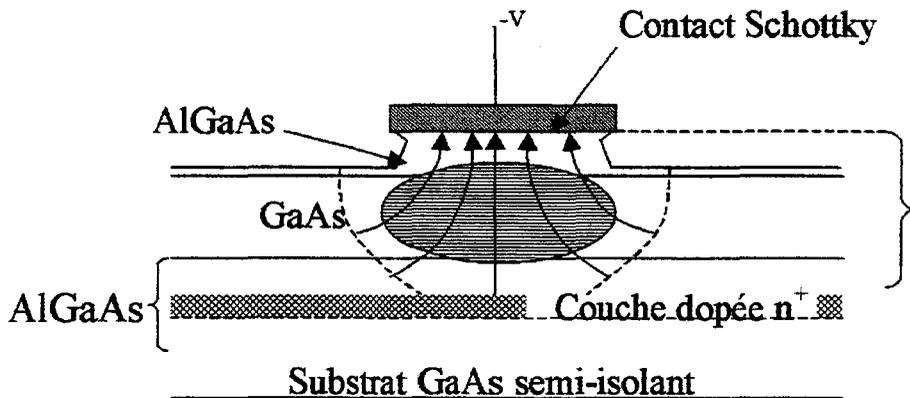


Figure 1.10 Structure typique d'un modulateur électro-optique sur arséniure de gallium

Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent, l'intégrale de recouvrement entre le champ optique et le champ statique est un élément important pour les performances du modulateur. Avec une ligne microruban, le guide optique est «emprisonné» dans le guide hyperfréquence et l'intégrale de recouvrement tend vers 100%. Les premiers démonstrateurs [10], [11] et [12] se sont donc orientés vers ce type de ligne, mais les facteurs numériques n'ont jamais dépassé 5 GHz/cm. Contrairement aux attentes, c'est une différence de vitesse entre l'onde optique et l'onde millimétrique qui est à l'origine de la limitation de la bande passante. Sur semi-conducteur, c'est une couche fortement dopée, épitaxiée ou implantée, qui fait office de plan de masse (Fig.1.10). Cette couche crée une zone de charge d'espace, la carte de champ est modifiée et la capacité entre le plan de masse et le ruban métallique est plus grande que la capacité calculée pour un matériau diélectrique parfait. Par contre, l'inductance des rubans métalliques n'est pas perturbée. L'indice effectif $n_e = c\sqrt{LC}$ est donc plus grand que prévu et l'onde millimétrique est deux à trois fois plus lente que le signal optique. Enfin, pour obtenir une impédance de 50Ω , avec une permittivité relative proche de 13, il faut un rapport W/h voisin de l'unité. Typiquement la distance entre le ruban et le plan de masse est de quelques micromètres, ce qui impose la largeur W et donc des pertes de propagation pour la

ligne hyperfréquence d'une dizaine de dB/cm à 10 GHz. Ainsi même avec l'accord des vitesses, la bande passante de ce type de modulateur ne dépasse pas une dizaine de gigahertz.

Abandonnant l'avantage d'un bon recouvrement, des modulateurs avec des lignes coplanaires ont été testés [13]. L'indice effectif du signal millimétrique est dans ce cas plus faible que celui de l'onde optique. L'onde hyperfréquence est plus rapide que l'onde optique. Des bandes passantes de 20 GHz ont été obtenues, mais la tension demi-onde est de plusieurs dizaines de volts. Pour une adéquation des vitesses de phase, un modulateur avec un *superstrat* identique au substrat a été proposé [14]. La ligne coplaire est noyée dans un milieu diélectrique, l'indice effectif hyperfréquence est donc très proche de l'indice optique. Ainsi une bande passante de 100 GHz a été obtenue mais la tension d'extinction est de 288 V. Cherchant un compromis entre bande passante et tension d'extinction, une ligne hybride [15], avec une structure entre la ligne micro-ruban et la ligne coplaire, a été conçue pour une bande passante de 40 GHz et une tension d'extinction de 6 V.

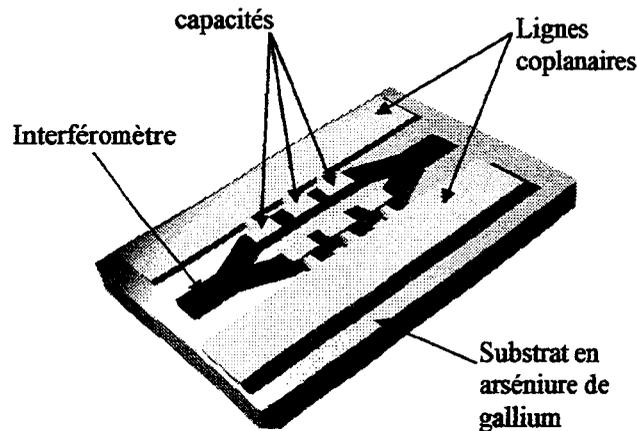


Figure 1.11 Modulateur avec une ligne chargée par capacités

Constatant que l'onde de la ligne micro-ruban est trop lente et que l'onde de la ligne coplaire est trop rapide, des lignes coplanaires chargées par des capacités polarisant le guide optique ont été développées. Ces capacités se trouvent alors en parallèle avec la capacité C (Fig. 1.12) du schéma équivalent (Fig. 1.9). Ce type de ligne permet par le biais de la distribution des capacités le long de la ligne d'adapter la vitesse de phase $v = 1/\sqrt{L(C + C')}$ et l'impédance caractéristique de la ligne $Z_c = \sqrt{L/(C + C')}$ [16], [17] et [18]. Suivant ce procédé, R.G. WALKER [19], [20] a réalisé un modulateur électro-optique à ondes progressives sur arséniure de gallium avec une bande passante de 40 GHz et une tension d'extinction de 5 Volts.

7.3 Ligne hyperfréquence sur le niobate de lithium

Le modulateur sur niobate de lithium [21] est le dual de l'arséniure de gallium. À un faible coefficient électro-optique (sur arséniure de gallium $r_{33} = 1,5 \cdot 10^{-12} m \cdot V^{-1}$) s'oppose un coefficient électro-optique fort (sur niobate de lithium $r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-12} m \cdot V^{-1}$). Contrairement à l'arséniure de gallium, sa constante diélectrique varie avec la fréquence, sa permittivité relative hyperfréquence est proche de 35 et l'indice optique voisin de 4,2. La différence des vitesses de phase est la principale cause de la limitation de la bande passante

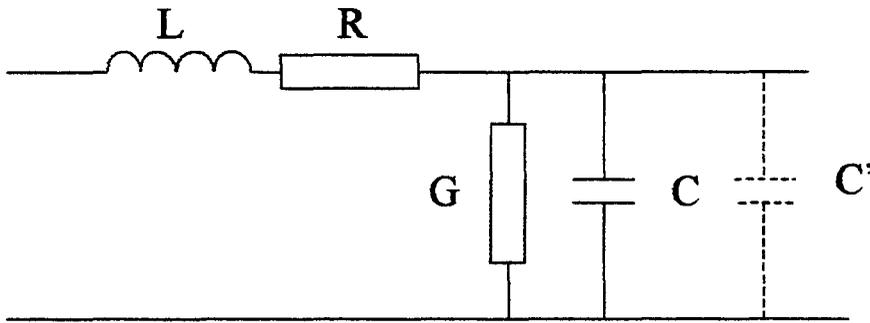


Figure 1.12 Schéma équivalent d'une ligne hyperfréquence

du modulateur. Enfin, le niobate de lithium n'offre pas la souplesse d'utilisation de l'arséniure de gallium. Le niobate de lithium est très résistant aux attaques chimiques. Les guides optiques sont très souvent des guides enterrés par diffusion de métal [22] ou plus rarement en guide ruban par gravure ionique réactive [23]. De plus le niobate de lithium est fragile, l'épaisseur nécessaire pour une ligne micro-ruban est trop faible, seules les guides hyperfréquences coplanaires sont réalisables. Cela présente l'avantage de réduire l'indice effectif et de diminuer la différence des vitesses de phase. Les facteurs numériques des modulateurs à ondes progressives sur niobate de lithium ne dépassent pas 10 GHz.cm/V [21]. Parmi les techniques éprouvées pour accroître la bande passante des modulateurs, l'une consiste à augmenter la part de champ électrique hyperfréquence se propageant dans l'air. Ceci est obtenu en augmentant l'épaisseur des rubans métalliques [24] ou encore en ajoutant un blindage métallique supérieur à proximité des lignes [25]. Dans les deux cas, la bande passante et la tension de demi-onde croissent. Le rapport bande passante sur tension d'extinction est sensiblement le même que pour une structure classique de modulateur. L'autre méthode consiste à compenser la différence de vitesse par une géométrie adaptée de la ligne hyperfréquence [26]. L'équation du potentiel vu par un photon (Éq.1.21), nous donne la longueur d'interaction pour laquelle le signal optique s'est propagé sur une demi-onde du signal millimétrique. La condition sur la longueur de l'électrode est alors donnée par :

$$\frac{2\pi N_m}{c} fL (1 - N_o/N_m) = \pi \quad (1.28)$$

avec f la fréquence de l'onde millimétrique, N_m l'indice effectif de l'onde millimétrique et N_o l'indice de l'onde optique. Plusieurs options se présentent alors pour compenser l'inégalité des vitesses. Sur la figure 1.13, lorsque l'onde optique s'est propagée sur plus d'une demi-période du signal hyperfréquence, la configuration de l'électrode change pour inverser la direction du champ et les contributions des changements de phase locaux continuent à s'accumuler. Une autre solution (fig.1.14) consiste à ne plus soumettre le guide optique au champ hyperfréquence lorsque l'onde optique a voyagé sur plus d'une demi-onde du signal millimétrique. La dernière méthode (fig.1.15) utilise les principes des deux précédentes de façon à ce que la tension vue par le photon soit pratiquement constante. La longueur d'interaction est très faible, lorsque le potentiel initial est inversé, le champ est inversé et la plupart du temps il n'y a pas d'interaction. Par analogie, ce système permet un redressement (monoalternance ou double alternance) et un filtrage du signal millimétrique vu par un photon de l'onde optique. *A priori*, ces méthodes sont intéressantes pour la modulation à très hautes fréquences mais présentent des inconvénients. L'impédance caractéristique de ces lignes est dif-

ficile à prédire et surtout la condition d'accord de vitesse de phase (Éq.1.28), dépendante de la fréquence du signal millimétrique, limite la largeur de la bande passante. Des variantes ont été proposées [27] mais les conditions dépendent toujours de la fréquence du signal millimétrique. Nazarathy [28] a démontré que l'utilisation d'une séquence pseudo-aléatoire des longueurs d'interaction augmentait la largeur de la bande passante. Chen [29] prévoit une largeur de bande de 100 GHz en utilisant un algorithme génétique d'optimisation pour les différentes longueur d'interaction .

L'analyse des résultats fait ressortir l'esquisse d'un modèle idéal pour la modulation électro-optique. Pour que la consommation soit faible, il faut que le coefficient électro-optique soit fort et que l'intégrale de recouvrement tende vers 100%. L'intégrale de recouvrement impose la ligne micro-ruban comme guide hyperfréquence. Pour que la bande passante soit grande, il faut que la différence des vitesses de phase et que les pertes hyperfréquences soient faibles. L'adéquation des vitesses de phase impose que la permittivité du matériau soit constante avec la fréquence; l'indice effectif hyperfréquence et l'indice optique doivent être, par conséquent, très proches. Pour éviter un ralentissement de l'onde hyperfréquence dû au déplacement des charges dans les semi-conducteurs, un matériau diélectrique est préférable pour servir de support à la ligne. Pour une impédance 50Ω , les pertes hyperfréquences dépendent du rapport W/h lui-même sensible à la permittivité du matériau. Plus celle-ci est grande, plus le rapport W/h est faible et les pertes de propagation augmentent. Il est donc nécessaire que la permittivité soit faible.

On voit donc l'émergence d'un candidat possible pour la modulation électro-optique: un matériau diélectrique avec une permittivité faible, constante des basses fréquences jusqu'aux longueurs d'ondes optiques. Ce matériau diélectrique doit pouvoir se déposer en couches minces et présenter un coefficient électro-optique fort. Les polymères répondent à ces nombreux critères. Grâce aux avancées de l'ingénierie chimique, nous pouvons aujourd'hui rêver la conception d'un polymère remplissant un cahier des charges couvrant l'ensemble des critères définis précédemment.

8 Polymères

8.1 Pourquoi les matériaux organiques?

Larry R. Dalton [30] , [31] avance comme principal argument l'hyperpolarisabilité importante des chromophores organiques. Si ceux-ci peuvent être intégrés dans un réseau stable non-centrosymétrique, alors on peut espérer un effet électro-optique fort. Ainsi de tels coefficients électro-optiques permettent des changements de phase de π avec une tension de commande faible. Aujourd'hui l'électronique numérique rapide opère à des niveaux de tension très faible (moins de 1 V) et l'intégration des fonctions de l'optoélectronique comme la modulation, la détection, la conversion analogique/digitale et toute autre transduction électrique/optique impose des tensions de commande identiques, éliminant tout étage d'amplification supplémentaire. Le niobate de lithium, le matériau électro-optique le plus couramment utilisé, a un coefficient électro-optique de 35 pm/V , ce qui permet une tension demi-onde de l'ordre de 5 V. L'intégration avec le circuit de commande pose alors le problème de l'adaptation de tension. Pour entrer en compétition avec le niobate de lithium, les matériaux organiques doivent présenter un coefficient supérieur ou égal à celui-ci.

La constante diélectrique faible (proche de 3) des matériaux organiques autorise une large bande passante (de l'ordre de 120 GHz.cm). De plus, comme la constante diélectrique et l'indice de réfraction sont fonction

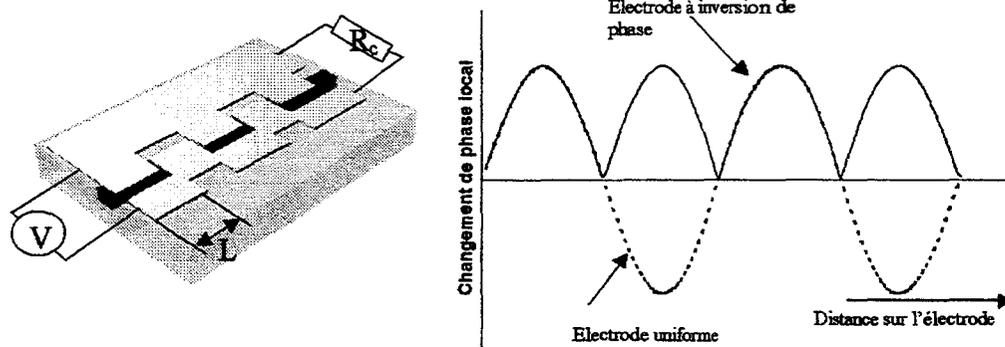


Figure 1.13 Modulateur à inversion de phase

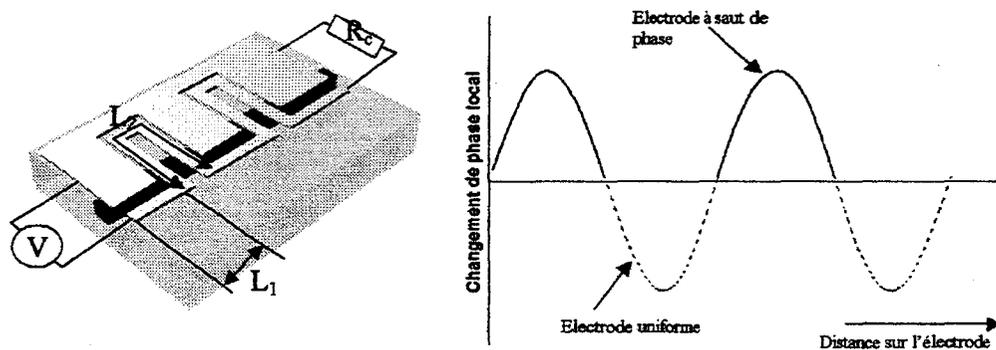


Figure 1.14 Modulateur à saut de phase

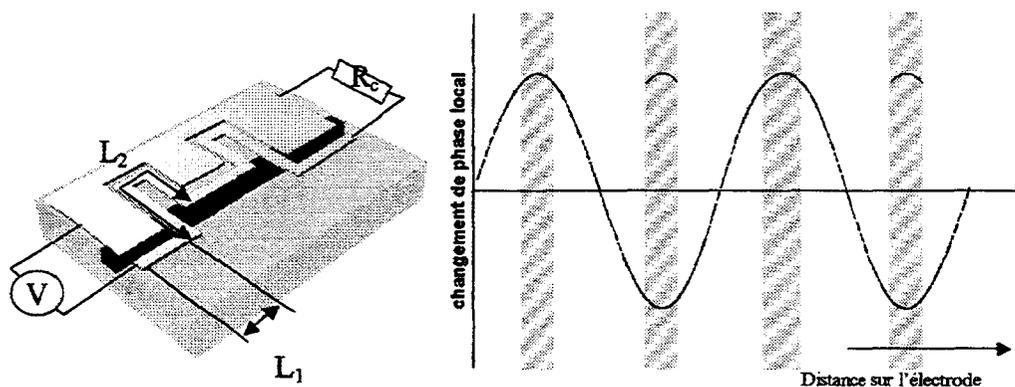


Figure 1.15 Modulateur à inversion de phase avec un rapport d'aspect non-nul

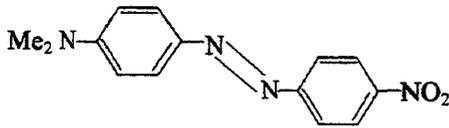
des électrons π dans les matériaux organiques s'il n'y a pas de polarisation d'orientation, l'onde optique et l'onde hyperfréquence peuvent se propager à la même vitesse de phase [31]. Nous pouvons donc augmenter la longueur d'interaction sans altérer la bande passante et diminuer la tension de demi-onde. Par comparaison, une ligne de 1 cm sur du niobate de lithium présente une bande passante de 10 GHz.

Le dernier avantage des polymères réside dans leur facilité de mise en oeuvre et la possibilité d'intégration sur les circuits de commande. L'intégration d'un modulateur sur niobate de lithium avec la microélectronique de commande nécessite des techniques de report de puce et d'interconnexion difficiles à réaliser. Par contre, avec les polymères, une fois le circuit électronique terminé, on peut envisager la réalisation du modulateur sur le même substrat [32], [33] et [34]. La fabrication et l'intégration de modulateurs électro-optiques à base de polymères nécessite qu'un nombre important de problèmes en sciences des matériaux et en sciences de l'ingénieur soient résolus. Pourtant, malgré le besoin de performances élevées et les contraintes liées à la technologie, les matériaux polymères ont abouti à la commercialisation de modulateurs après une courte durée de développement (Voir page 39 : Fetterman).

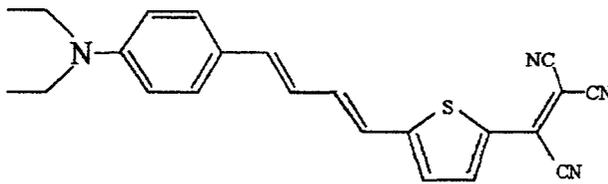
8.2 Pour les profanes!

Sans approfondir le sujet et pour ne pas risquer de heurter les spécialistes, voici une petite explication simplifiée des polymères et de l'effet électro-optique pour alléger la compréhension future des non-initiés au vocabulaire de la chimie.

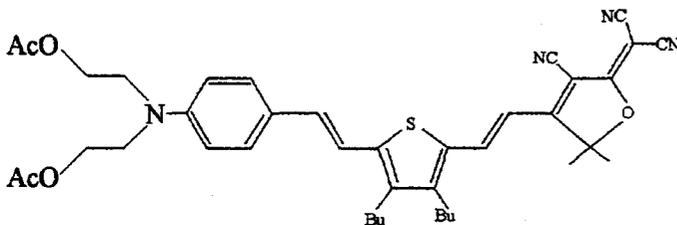
Contrairement aux matériaux inorganiques, l'effet électro-optique dans les polymères n'est pas dû à un déplacement de charges mais à l'orientation de molécules spécifiques à forte hyperpolarisabilité: les chromophores. Ces molécules ont généralement une structure bien particulière, élaborée pour amplifier son comportement non-linéaire [35]. Le chromophore (fig.1.16) est constitué d'un groupement accepteur A, d'un groupement donneur D et d'un espaceur E. L'espaceur permet le transfert de charge du donneur vers l'accepteur. Pour cela, on utilise des molécules avec des liaisons insaturées. Ces liaisons insaturées peuvent se déplacer le long de la molécule et ainsi transporter une charge, un peu comme le déplacement d'un trou dans un semi-conducteur induit le déplacement d'une charge positive. Ce type de molécule, aussi appelée «diode moléculaire» [36], soumise à un champ électrique intense fait apparaître des harmoniques d'ordre supérieur. La diminution de la tension d'extinction des modulateurs passe par l'amélioration des coefficients électro-optiques des polymères. Il faut donc que l'hyperpolarisabilité du second ordre β soit la plus grande possible. Mais cette seule condition ne suffit pas pour avoir un coefficient électro-optique important. Il faut casser l'équidistribution orientationnelle des chromophores par orientation sous champ électrique. Il faut que les molécules puissent s'orienter et donc posséder un moment dipolaire μ important. C'est le produit de ces deux paramètres qui va intervenir dans le coefficient électro-optique. Plus le produit $\mu\beta$ sera important, plus le coefficient électro-optique sera grand. A titre d'exemple, nous donnons ci dessous des valeurs de $\mu\beta$ avec le coefficient électro-optique obtenu pour quelques substances:



DR
 $\mu\beta = 580$
 $r_{33} = 13 \text{ pm/V}$ avec un dopage à
 30% en poids



$\mu\beta = 9800$



FTC
 $\mu\beta = 18000$
 $r_{33} = 55 \text{ pm/V}$ avec un dopage à
 20% en poids

Le produit $\mu\beta$ est exprimé en 10^{-48} . Depuis les premières molécules, l'efficacité des chromophores a gagné plusieurs décades. Aujourd'hui, on observe des produits $\mu\beta$ dépassant 35000. Pourtant le coefficient électro-optique n'a pas suivi cette évolution. Pour que le coefficient électro-optique soit le plus grand possible, l'indice de performance $\mu\beta$ n'est pas l'unique critère. Il faut que la densité de chromophore soit la plus élevée possible, que le chromophore ait une structure assez rigide pour ne pas se déformer sous l'action du champ et qu'il possède une stabilité thermique suffisante pour le procédé de fabrication. De plus, ses dimensions doivent pouvoir lui permettre de bouger dans la matrice polymérique avec suffisamment de liberté pour s'orienter facilement, et l'interaction entre les différents chromophores ne doit pas être trop intense pour que les champs locaux ne perturbent pas la réponse au champ électrique appliqué. Pour finir, le chromophore doit avoir une absorption faible dans le domaine d'utilisation. L'ensemble de ces impératifs limite le choix du couple polymère-chromophore à des complexes ayant des coefficients électro-optiques encore faibles face aux performances des nouveaux chromophores fortement non-linéaires.

La couche électro-optique initialement isotrope juste après l'enduction par centrifugation devient uniaxe après l'étape d'orientation des chromophores, avec l'axe optique parallèle à la direction du champ d'orientation. Le tenseur électro-optique a la forme suivante:



Figure 1.16 Ebauche d'un chromophore

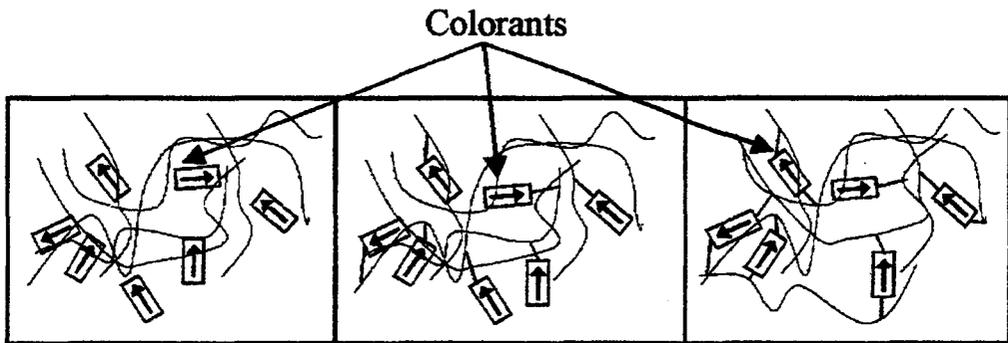


Figure 1.17 Polymères dopés, greffés et greffés réticulables

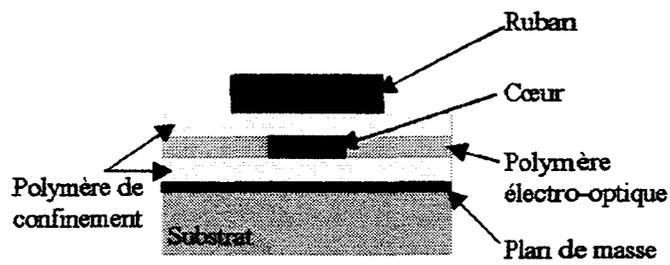


Figure 1.18 Esquisse du modulateur sur polymère

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{13} & 0 \\ r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Les chromophores sont insérés dans une matrice polymère suivant trois façons:

Par dopage: les chromophores sont dissout dans la matrice hôte sans réaction chimique entre les deux composants.

Par greffage: le polymère est lié chimiquement au chromophore. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir augmenter le pourcentage de chromophores.

Par greffage dans un polymère réticulable: le chromophore peut être simplement greffé ou servir comme agent de réticulation. Ce type de polymère a l'avantage d'être plus stable thermiquement que les deux polymères précédents.

8.3 Modulateurs polymères

Les premiers démonstrateurs remontent à un peu plus d'une dizaine d'années. La flexibilité des polymères permet de retrouver toutes les structures de modulation d'amplitude déjà rencontrées avec les autres matériaux: des modulateurs par couplage [37], des interféromètres [38], [39], des électrodes coplanaires ou micro-ruban [40] ... Mais pour la modulation électro-optique à haute fréquence, toutes les structures convergent vers le même modèle se rapprochant de l'esquisse définie ultérieurement (Fig. 1.18). Le guide optique est constitué de deux polymères: le confinement et le coeur. Grâce à l'ingénierie moléculaire, l'indice des ces deux matériaux peut-être adapté de façon à obtenir le confinement et la taille de mode voulue [41]. Le coeur du guide optique est constitué du polymère électro-optique. Le guide optique est polarisé au travers d'une ligne micro-ruban permettant un maximum de recouvrement entre le mode optique et le champ électrique hyperfréquence. H.R. Fetterman [42], [43], [44] réalise un modulateur avec une bande passante de 110 GHz. La distance entre le ruban et le plan de masse est d'une dizaine de micromètres et la largeur du ruban est d'une trentaine de micromètres. Pour réduire les pertes hyperfréquences, l'épaisseur du ruban est de plusieurs micromètres (5 μm dans le cas du modulateur réalisé par H.R. Fetterman). Ces dimensions se retrouvent avec d'autres auteurs [45], [46] et [47] confirment la voie choisie par H.R. Fetterman. Par contre, l'épaisseur du matériau diélectrique situé entre le ruban et le plan de masse impose la tension de demi-onde. Dans le cas du modulateur de H.R. Fetterman, la tension d'extinction est de 11 Volts *push-pull*; soit plus de 20 volts pour un modulateur avec une seule électrode. Pour diminuer cette tension, on peut par exemple augmenter l'intensité du champ électrique en diminuant l'épaisseur de diélectrique. Mais ainsi on accroît la densité de courant dans le ruban et les pertes hyperfréquences augmentent. Il existe alors un compromis entre bande passante et tension d'extinction [42]. On s'aperçoit que l'amélioration du rapport bande passante sur tension demi-onde nécessite l'élaboration de polymères électro-optiques avec des coefficients de plus en plus importants [48].

9 Conclusion

C'est un peu un film en accéléré, puisque l'interaction de la lumière avec la matière est un sujet long et complexe que nous ne pouvons pas développer entièrement dans ce mémoire. Les équations sont nombreuses, lourdes et assez rebutantes. Mais elles nous permettent d'introduire des concepts physiques simples comme la polarisation, la biréfringence, l'effet électro-optique, les ondes progressives... permettant d'aborder, de comprendre et de comparer les différents démonstrateurs de modulation. Le modulateur à ondes progressives, dans lequel les deux signaux optique et hyperfréquence se propagent dans la même direction avec la même vitesse de phase, est la structure la mieux adaptée à la montée en fréquence avec la plus faible consommation. Principalement on retiendra de l'étude des modulateurs sur niobate de lithium que la différence de vitesse est la cause première de la limitation de la bande passante. Ceci montre l'intérêt de caractériser la constante diélectrique du matériau sur la gamme d'utilisation en hyperfréquence et aux longueurs d'ondes optiques. Les modulateurs sur arséniure de gallium, grâce à leur flexibilité en technologie, mettent en valeur les avantages de la ligne micro-ruban pour diminuer la tension d'extinction. Par contre, les bandes passantes faibles, à cause des zones de charges d'espace inhérentes à l'application d'un champ électrique sur semi-conducteur, orientent le choix d'un nouveau matériau diélectrique. Les polymères se révèlent alors comme une solution à fort potentiel. Ils permettent une configuration en ligne micro-ruban; leur constante diélectrique varie peu avec la fréquence et ils permettent une intégration avec les circuits de commandes. D'autre part, l'ingénierie chimie progresse rapidement, stimulée par les demandes des chercheurs en termes d'efficacité électro-optique et de résistance aux procédés de fabrication.

Un des premiers critères que doit vérifier le matériau du modulateur est une constante diélectrique identique du domaine des hyperfréquences jusqu'aux longueurs d'ondes optiques. La première étape à laquelle nous nous sommes consacrés a donc été la mesure de la permittivité dans une large bande de fréquence ainsi que la détermination de l'indice optique du matériau, objets du prochain chapitre.

Références

- [1] LEDOUX I.; Optique non linéaire quadratique; France télécom-CNET-Centre Paris B-Laboratoire de Bagneux-UA CNRS 250
- [2] DONVAL A., TOUSSAERE E. et ZYSS J.; Polarization insensitive electro-optic polymer modulator; *Journal of applied physics*; 2000; Vol.87; n°7; p.3258
- [3] HUANG T.C., CHUNG Y., YOUNG D.B., DAGLI N. et COLDREN L.A.; A field induced guide-antiguide modulator on GaAs-AlGaAs; *IEEE Photonics Technology Letters*; 1991; Vol. 3; n°2; p.141-143
- [4] ZHUN.H., PUN E.YB. et CHUNG P.S.; Proposal for high extinction ratio LiNbO₃; *I.E.E. Proc. -Optoelectron.*; 1995; Vol. 142; n°5; p.248-250
- [5] ANWAR N., THEMISOTS C., AZIZUR-RAHMAN B.M. et KENNETH T.V.; Design considerations for an electrooptic directional coupler modulator; *Journal of lightwave technology*; 1999; Vol. 17; n°4; p.598-605
- [6] JOHNSON L.M.; Relative performance of impedance matched lumped element and traveling wave integrated optical phase modulators; *I.E.E.E. Photonics technology letters*; 1989; Vol. 1; n°5; p.102-104
- [7] ALFERNESS R.C.; Waveguide electrooptic modulators; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1982; Vol. MIT-30; n°8; p.1121-1137
- [8] BOURBIN Y., PAPUCHON M., VATOUX S., ENARD A., WERNER M. et PUECH B.; Efficacité de modulation dans les circuits optiques intégrés; *Revue technique THOMSON-CSF*; 1983; Vol. 15; n°3
- [9] WALKER R.G.; High-speed electrooptic modulation in GaAs/GaAlAs waveguide devices; *Journal of lightwave technology*; 1987; Vol. LT-5; n°10; p.1444-1453
- [10] LIN S.H., WANG S.Y. et HOUNG Y.M.; GaAs PIN electro-optic travelling -wave modulator at 1,3 μm ; *Electronics letters*; 1986; Vol.22; n°18; p.934-935
- [11] LIN S.H. et SHIH-YUAN W.; High-throughput GaAs PIN electrooptic modulator with a 3-dB bandwidth of 9,6 GHz at 1,3 μm ; *Applied Optics*; 1987; Vol.26; n°9; p.1696-1700
- [12] NISA K.M., ANAND G., BRISTOW J.P.G. et DONNELLY J.P.; Technique for velocity-matched traveling wave electrooptic modulator in AlGaAs/GaAs; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1993; Vol.41; n°2; p.244-249
- [13] WANG S.Y., LIN S.H. et HOUNG Y.M.; GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguide modulator with bandwidth in excess of 20 GHz at 1,3 μm ; *Appl. Phys. Lett.*; 1987; Vol.51; n°2; p.83-85
- [14] NEES J., WILLIAMSON S. et MOUROU G.; 100 GHz travelling-wave electro-optic phase modulator; *Appl. Phys. Lett.*; 1989; Vol.54; n°20; p.1962-1964
- [15] KIM I., TAN M.R.T. et WANG S-Y.; Analysis of a new microwave low-loss and velocity matched III-V transmission line for traveling-wave electrooptic modulators; *Journal of lightwave technology*; 1990; Vol. 8; n°5; p.728-735
- [16] SAKAMOTO S.R., SPIECKERMANN R. et DAGLI N.; Narrow gap coplanar slow wave electrode for travelling wave electro-optic modulators; *Electronics letters*; 1995; Vol.31; n°14; p.1183
- [17] JAEGER N.A.F., FARNOOSH R., HIROSHI K., ROBERT J., BEROLO E. et LEE Z.K.F.; Velocity-matched electrodes for compound semiconductor traveling-wave electrooptic modulators: Experimental results; *I.E.E.E.*

Microwave and guided wave letters; Vol. 6; n°2; p.82-84

- [18] KHAZAEI H.R., ROBERT J., BEROLLO E., RAHMATIAN F., JAEGER N.A.F. et GHANNOUCHI F.; Novel coplanar-strip slow-wave structure for ultrawide-bandwidth electro-optic modulators; *Microwave and optical technology letters*; 1997; Vol. 15; n°5; p.303-305
- [19] WALKER R.G., BENNION I. et CARTER A.C.; Novel GaAs/AlGaAs guided-wave analogue/digital converter; *Electronics letters*; 1989; Vol. 25; n°21; p.1443-1444
- [20] WALKER R.G., BENNION I. et CARTER A.C.; Low-voltage, 50Ω, GaAs/AlGaAs travelling-wave modulator with bandwidth exceeding 25 GHz; *Electronics letters*; 1989; Vol. 25; n°2; p.1549-1550
- [21] WOOTEN E.L., KISSA K.M., YI-YAN A., MURPHY E.J., LAFAW D.A., HALLEMEIER P.F., MAACK D., ATTANASIO D.V., FRITZ J., McBRIEN G.J. et BOSSI D.E.; A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems; *I.E.E.E. Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*; 2000; Vol.6; n°1; p.69-81
- [22] KOMATSU K., YAMAZAKI S., MICHIKAZU K. et YOSHINORI O.; Low-loss Broad-band LiNbO₃ guided-wave phase modulators using titanium/magnesium double diffusion method; *Journal of lightwave technology*; 1987; Vol. LT-5; n°9; p.1239-1245
- [23] BELANGER M. et GAR L.Y.; A novel Ti: LiNbO₃ ridge waveguide linear mode confinement modulator fabricated by reactive ion-beam etching; *Journal of lightwave technology*; 1987; Vol. LT-5; n°9; p.1252-1257
- [24] GOPALAKRISHNAN G.K., BULMER C.H., BURNS W.K., McELHANON R.W. et GREENBLATT A.S.; 40 GHz, low half voltage Ti: LiNbO₃ intensity modulator; *Electronics letters*; 1992; Vol. 28; n°9; p.826-827
- [25] KAWANO K.; High speed shielded velocity matched Ti: LiNbO₃ optical modulator; *I.E.E.E. Journal of quantum electronics*; 1993; Vol. 29; n°9; p.2466-2475
- [26] ALFERNESS R.C., KRORTKY S.K. et MARCATILI E.A.J.; Velocity-matching techniques for integrated optic traveling wave switch/modulators; *I.E.E.E. Journal of quantum electronics*; 1984; Vol. QE-20; n°3; p.301-309
- [27] FUSCHEN C.; New velocity-matching technique for integrated-optic traveling-wave modulators; *Microwave and optical technology letters*; 1995; Vol.10; n°5; p.297-299
- [28] NAZARATHY M., DOLFI D.W. et JUNGERMAN R.J.; Spread spectrum frequency response of coded phase reversal traveling wave modulators; *Journal of lightwave technology*; 1987; Vol. LT-5; n°10; p.1433-1443
- [29] CHEN L. et YU C.; Phase reversal electrode optimisation in broadband electro-optic modulators by genetic algorithm; *Electronics letters*; 1999; Vol. 35; n°11; p.931-932
- [30] DALTON L.R.; Polymeric electro-optic modulators; *Chemistry & industry*; 1997; p.510-514
- [31] DALTON L., HARPER A., REN A., WANG F., TODOROVA G., CHEN J., ZHANG C. et LEE M.; Polymeric electro-optic modulators: From chromophore design to integration with semiconductor very large scale integration electronics and silica fiber optics; *Ind. Eng. Chem. Res.*; 1999; Vol. 38; n°1, p.8-33

- [32] FADERL I., LABEYE P., GIDON P. et MOTTIER P.; Integration of an electrooptic polymer in an integrated optics circuit on silicon; *Journal of lightwave technology*; 1995; Vol. 13; n°10; p.2020-2026
- [33] KALLURI S., ZIARI M., CHEN A., CHUYANOV V., STEIER W.H., CHEN D., JALALI B., FETTERMAN H. et DALTON L.R.; Monolithic integration of waveguide polymer electrooptic modulators on VLSI circuitry; *I.E.E.E. photonics technology letters*; 1996; Vol. 8; n°5; p.644-646
- [34] Van TOMME E., Van DAELE P.P., BAETS R.G. et LAGASSE P.E.; Integrated optic devices based on non-linear optical polymers; *I.E.E.E. Journal of quantum electronics*; 1996; Vol. 27; n°3; p.778-786
- [35] LEDOUX I., PINCHARD-LEVENSON R. et ZYSS J.; Matériaux organiques pour les réseaux de communications optiques: de la molécule aux composants; *L'écho des RECHERCHES*; 1995; n°162
- [36] ZYSS J. et LEDOUX I.; Molécules organiques et traitement du signal optique; *L'écho des RECHERCHES*; 1995; n°127
- [37] HIKITA M., SHUTO Y., AMANO M., YOSHIMURA R., TOMARU S. et KOZAWAGUCHI H.; Optical intensity modulation in a vertically stacked coupler incorporating electro-optic polymer; *Appl. Phys. Lett.*; 1993; Vol.63; n°9; p.1161-1163
- [38] THACKARA J.I., CHON J.C., BJORKLUND G.C., VOLKSEN W. et BURLAND D.M.; Polymeric electro-optic Mach-Zehnder switches; *Appl. Phys. Lett.*; 1995; Vol.67; n°26; p.3874-3876
- [39] HWANG W.-Y et KIM J.-J.; Polymeric optical intensity modulator optimized in quasi-single mode operation; *Appl. Phys. Lett.*; 1996; Vol.69; n°11; p.1520-1522
- [40] SHUTO Y., TOMARU S., HIKITA M. et AMANO M.; Optical intensity modulators using diazo-dye-substituted polymer channel waveguides; *I.E.E.E. Journal of quantum electronics*; 1995; Vol.31; n°8; p.1451-1460
- [41] ELDADA L., BEESON K., PANT D., BLOMQUIST R., SHACK-LETTE L.W. et McFARLAND M.J.; Polymeric components for all-optical networks; Optoelectronic Integrated Circuits IV; *Proceedings of S.P.I.E.*; 2000; Vol.3950; p.78-89
- [42] SHI Y., WANG W., BECHTEL J.H., CHEN A., GARNER S., KALLURI S., STEIER W.H., CHEN D., FETTERMAN H.R. et DALTON L.R.; Fabrication and characterization of high-speed polyurethane-disperse red 19 integrated electrooptic modulators for analog system applications; *I.E.E.E. Journal of selected topics in quantum electronics*; 1996; Vol.2; n°2; p.289-299
- [43] WANG W., CHEN D., FETTERMAN H.R., SHI Y., STEIER W.H., DALTON L.R. et CHOW P.-M. D.; Optical heterodyne detection of 60 GHz electro-optic modulation from polymer waveguide modulators; *Appl. Phys. Lett.*; 1995; Vol.67; n°13; p.1806-1808
- [44] CHEN D., FETTERMAN H.R., CHEN A., STEIER W.H., DALTON L.R., WANG W. et SHI Y.; Demonstration of 110 GHz electro-optic polymer modulators; *Appl. Phys. Lett.*; 1997; Vol.70; n°25; p.3335-3337
- [45] GIRTON D.G., KWIAKOWSKI S.L., LIPSCOMB G.F. et LYTEL R.S.; 20 GHz electro-optic polymer Mach-Zehnder modulator; *Appl. Phys. Lett.*; 1991; Vol.58; n°16; p.1730-1732
- [46] TENG C.C.; Traveling-wave polymeric optical intensity modulator with more than 40 GHz of 3-dB electrical

bandwidth; *Appl. Phys. Lett.*; 1992; Vol.60; n°13; p.1538-1540

[47] FINDAKLY T. et TENG C.C.; Wideband NLO polymer modulators; 1993; *S.P.I.E.*; Vol.2025

[48] ERMER S., ANDERSON W.W., Van ECK TE., GIRTON D.G., LOVEJOY S.M., LEUNG D.S., MARLEY J.A. et HRAWIT A.; Progress in optoelectronic polymers and devices; 1997; *S.P.I.E.*; Vol.3006

CARACTÉRISATION

Avant-propos

Pour caractériser les dimensions d'un objet microscopique ou d'un objet macroscopique, les principes de mesure et les outils seront différents. Un laser pour mesurer la distance de la terre à la lune, un décamètre pour le jardin d'une maison, un pied à coulisse pour des pièces de mécanique millimétrique ou un microscope pour la grille d'un transistor, autant de dispositifs que d'objets à mesurer. C'est le paradoxe de la caractérisation: mesurer la valeur d'une grandeur avec précision nécessite un encadrement à l'avance de cette valeur; une mesure «à l'aveugle» (sans *a priori* absolu) risque toujours de se heurter au problème d'un outil de mesure inadapté. Pour caractériser les polymères, le problème est identique. La conception d'un dispositif de caractérisation diélectrique implique une connaissance *a priori* de l'ordre de grandeur de la permittivité. La mesure de l'indice de réfraction est soumise au même paradoxe, elle est souvent conditionnée par l'indice du substrat et sous-entend aussi une connaissance *a priori* d'un encadrement de sa valeur.

1 Caractérisation électrique

Plusieurs méthodes permettent d'atteindre la valeur de la permittivité. La technique la plus utilisée et la plus précise est celle de la cavité résonante [1]. Cette méthode consiste à mesurer le déplacement de la fréquence de résonance et la modification du coefficient de surtension d'une cavité à vide puis remplie du diélectrique à caractériser. Cette technique a l'avantage d'être rapide et permet donc l'observation en temps réel de l'évolution d'une réaction chimique [2], [3] et [4]. En revanche, la caractérisation en très hautes fréquences est limitée par les dimensions de la cavité et l'élargissement de la bande de mesure suppose l'utilisation de fréquences harmoniques. Pour caractériser le diélectrique sur une plage de fréquences encore plus large, la méthode consiste à analyser les perturbations apportées par le diélectrique à la propagation d'une onde électromagnétique. William B. Weir [5] posa les bases des nouvelles méthodes de mesures de permittivité à l'aide de guide d'ondes. Le diélectrique est caractérisé à partir du coefficient de réflexion sur le diélectrique [6], [11] ou à partir des coefficients de transmission/réflexion [9] dans des guides d'ondes rectangulaires, coaxiaux [8] ou en lignes suspendues [7]. Ces structures nécessitent un usinage du diélectrique pour adapter l'échantillon à la géométrie du guide; le matériau doit donc posséder les propriétés mécaniques adéquates et doit être disponible dans des quantités suffisantes pour le volume de la cellule de mesure. Mais les quantités fournies par un laboratoire de chimie sont généralement de l'ordre de quelques grammes pour la caractérisation, l'étalonnage et la réalisation d'un démonstrateur. Le coût en matière est une de nos préoccupations. La caractérisation en films minces est une solution peu consommatrice de matière et permet une première ap-

proche de la technologie du modulateur. C'est dans le même axe de recherche que les cellules de mesure ont été conçues, c'est à dire une structure en condensateur pour imiter les modulateurs en constante localisée et une mesure en constante distribuée pour les modulateurs à ondes progressives.

Un système est dit en constante localisée lorsque ses dimensions sont très inférieures aux longueurs d'onde des signaux utilisés dans celui-ci. Nous devons mesurer la permittivité jusque 40 GHz. La plus petite longueur d'onde dans le vide est donc de 7,5mm. Les mesures déjà réalisées montrent qu'en général la permittivité du polymère se trouve entre 2 et 10. À 40 GHz, la plus petite longueur d'onde dans le cas le plus défavorable ($\epsilon_r = 10$) est de $750\mu\text{m}$. Pour rester très inférieur à la longueur d'onde, nous nous imposons le dixième de la longueur d'onde; les dimensions ne devront donc pas excéder $75\mu\text{m}$ pour que l'on puisse considérer le dispositif en constantes localisées.

1.1 En constante localisée

Sans propagation, le schéma équivalent du système se simplifie. La terminaison de la ligne sur un circuit ouvert se schématise par un condensateur. Pour que l'expression dépendant de la permittivité soit simple, il faut limiter les effets de bord et donc que l'épaisseur de diélectrique soit faible devant les autres dimensions du condensateur. Toutefois des expressions analytiques prennent en compte les effets de bord [14] pour des surfaces très faibles.

Enfin, nous devons établir un système de mesure jusque 40 GHz. La réalisation d'un condensateur simple avec un plan métallique, un diélectrique et l'électrode supérieure, le tout alimenté par une pointe, ne permet pas de monter à de telles fréquences. Nous avons besoin d'une ligne hyperfréquence pour connecter les électrodes. La solution la plus simple pour la caractérisation est une ligne coplanaire sur un substrat semi-isolant.

Ce dispositif se trouve alors à la frontière de deux théories. D'une part le condensateur en constante localisée avec un schéma équivalent faisant intervenir courant et tension; d'autre part une ligne hyperfréquence avec la théorie de propagation des champs électromagnétiques. La ligne coplanaire est ici préférée à la ligne micro-ruban car les différents instruments de mesure hyperfréquence utilisent la technologie coplanaire.

1.1.1 Préliminaires

Pour que l'étude par la capacité équivalente soit valable, nous devons savoir dans quel domaine l'utilisation des notions de courant et de tension est compatible avec la théorie électromagnétique. La mesure s'effectue sur un analyseur de réseau qui va mesurer la puissance de l'onde électromagnétique réfléchie.

Le coefficient de réflexion est défini comme le rapport: $\rho = \frac{E_1^-}{E_1^+}$ (Fig.2.1). Pour l'onde magnétique, le champ réfléchi est de signe opposé au champ incident; le coefficient de réflexion est défini par: $\rho = -\frac{H_1^-}{H_1^+}$.

On définit l'impédance réduite par le rapport $z = \frac{1-\rho}{1+\rho}$. Il ne faut pas essayer d'assimiler cette impédance à la notion du rapport courant sur tension. Cette notion n'a de signification physique que si l'on peut définir un courant et une tension. Ceci n'est possible que pour une onde transverse électro-magnétique (T.E.M.). Dans ce cas, l'impédance de la charge s'obtient facilement par $Z = Z_c \frac{1-\rho}{1+\rho}$ où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne. Une onde T.E.M. ne peut se propager que dans une structure composée de deux conducteurs séparés par un milieu diélectrique homogène (un câble coaxial par exemple). Néanmoins les lignes coplanaires et

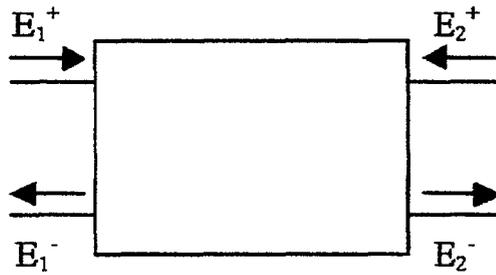


Figure 2.1 Convention sur les champs

les lignes micro-rubans supportent des modes quasi-T.E.M. dans lesquels les composantes longitudinales du champ électrique sont très faibles devant les composantes transversales. Le mode quasi-T.E.M. se propage depuis le continu mais l'apparition des modes d'ordres supérieurs perturbe l'extraction de la permittivité. Nous devons nous assurer que la fréquence de coupure du premier mode supérieur intervient au-delà de 40 GHz. Les simulation faite à partir de l'Approche dans le Domaine Spectral, que nous présentons par la suite, donne une fréquence de coupure du premeier mode supérieur à la fréquence de 65 GHz. Nous pouvons donc utiliser les concepts de courant et de tension pour notre étude.

1.1.2 Méthode avec deux accès

La cellule de mesure (Fig.2.2) se compose d'une ligne coplanaire 50Ω dont le ruban central est interrompu pour former une capacité avec le diélectrique. Le ruban central de la ligne formant un premier accès est coupé et recouvert de diélectrique. Un second ruban aligné avec le premier définit le second accès. Les deux surfaces métalliques en vis-à-vis forment un condensateur plan. Si la longueur d est très faible devant la longueur d'onde sur toute la gamme de fréquence, la capacité apparente est localisée et la cellule de mesure se schématise par la figure 2.3.

Nous pouvons alors relier la valeur de la capacité à la mesure des coefficients de transmission et de réflexion de l'onde électrique sur la cellule de mesure. En scindant la cellule en trois éléments simples, le calcul des matrices chaînes de chaque élément fournira la valeur des coefficients de réflexion et de transmission de la cellule complète.

Par la suite, nous adopterons les conventions données par la figure 2.4:

Le calcul de la permittivité relative est donnée par:

$$\epsilon_r^* = \frac{h}{j Z_c \epsilon_0 d \omega} \left(\frac{S_{12} S_{21}}{S_{11} S_{22}} \right)^{\frac{1}{2}}$$

avec $\epsilon_0 = 8,854.10^{-12} F.m^{-1}$ et Z_c l'impédance caractéristique de la ligne.

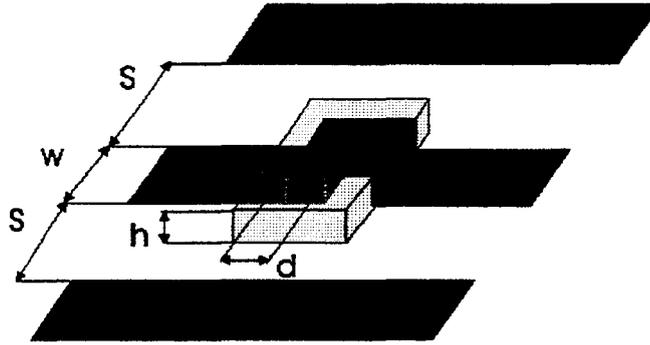


Figure 2.2 Cellule de mesure en transmission et en réflexion

Démonstration:

La matrice admittance est donnée par: $\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{Y}{2} & -\frac{Y}{2} \\ -\frac{Y}{2} & \frac{Y}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$

Cette matrice est reliée à la matrice chaîne par la définition du courant et de la tension:

$\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{y} & \frac{1+y}{y} \\ \frac{y-1}{y} & \frac{1}{y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2^- \\ E_2^+ \end{bmatrix}$ avec $y = Y Z_c$ où Z_c représente l'impédance caractéristique de la ligne.

Pour la ligne d'accès 1: $\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\beta L_1} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta L_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2^- \\ E_2^+ \end{bmatrix}$

Pour la ligne d'accès 2: $\begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\beta L_2} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta L_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_2^- \\ E_2^+ \end{bmatrix}$

où β est la constante de propagation et L_1 et L_2 sont les longueurs des lignes d'accès.

On obtient la matrice chaîne complète:

$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\beta L_1} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta L_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\frac{1}{y} & \frac{1+y}{y} \\ \frac{y-1}{y} & \frac{1}{y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\beta L_2} & 0 \\ 0 & e^{-j\beta L_2} \end{bmatrix}$

Par transformation, on retrouve la matrice scattering:

$$S_{11} = \left(\frac{E_1^-}{E_1^+} \right)_{E_2^\pm=0} = \frac{1}{1+y} e^{-j2\beta L_1}$$

$$S_{12} = \left(\frac{E_1^-}{E_2^+} \right)_{E_1^+=0} = \frac{y}{1+y} e^{-j\beta(L_1-L_2)}$$

$$S_{21} = \left(\frac{E_2^-}{E_1^+} \right)_{E_2^+=0} = \frac{y}{1+y} e^{-j\beta(L_1-L_2)}$$

$$S_{22} = \left(\frac{E_2^-}{E_2^+} \right)_{E_1^\pm=0} = \frac{1}{1+y} e^{j2\beta L_2}$$

On retrouve ainsi la valeur de l'admittance en fonction des paramètres "scattering":

$$Y = \frac{1}{Z_c} \sqrt{\frac{S_{12} S_{21}}{S_{11} S_{22}}}$$

En utilisant l'hypothèse du condensateur plan, on obtient la valeur de la permittivité:

$$\epsilon_r^* = \frac{1}{j Z_c C_0 \omega} \left(\frac{S_{12} S_{21}}{S_{11} S_{22}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ avec } C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{h}$$

Pour obtenir un maximum de précision sur la mesure de la permittivité, nous pouvons étudier l'erreur relative commise sur celle-ci. Dans ce cas, seules les incertitudes commises sur les mesures de la matrice scattering seront prises en compte. Nous négligerons l'incertitude sur l'impédance caractéristique et les incertitudes sur les dimensions de la cellule.

$$\frac{\Delta |\epsilon_r^*|}{|\epsilon_r^*|} = \frac{\Delta S_{11}}{|S_{11}|} + \frac{\Delta S_{12}}{|S_{12}|}$$

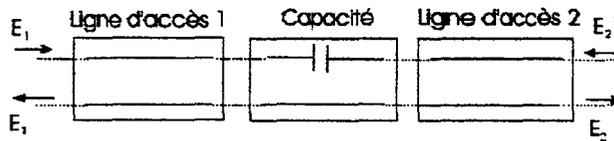


Figure 2.3 Schéma équivalent de la cellule de mesure

$$\Delta \arg(\epsilon_r^*) = \frac{\Delta \varphi_{S_{11}}}{2} + \frac{\Delta \varphi_{S_{22}}}{2} + \Delta \varphi_{S_{12}}$$

avec ΔS_{11} et ΔS_{12} les incertitudes sur les modules des paramètres «scattering» et $\Delta \varphi$ les incertitudes sur les phases. Nous pouvons faire l'hypothèse que les erreurs commises sur les modules des paramètres «scattering» sont tous égaux; l'erreur relative minimale apparaît pour $|S_{11}| = |S_{12}|$. L'erreur est minimale lorsque la puissance du signal incident se divise équitablement entre la puissance du signal réfléchi et la puissance du signal transmis. On obtient alors une relation liant la fréquence et la capacité:

$$2\pi C_0 Z_0 |\epsilon_r^*| f = 1 \tag{2.1}$$

On peut alors retrouver les dimensions de la cellule de mesure pour obtenir un maximum de précision à une fréquence voulue.

De la même façon que l'on détermine la bande passante d'un système électrique, nous pouvons chercher dans quelle gamme de fréquences l'erreur relative ne dépasse pas le double de l'erreur minimale. Nous pouvons démontrer qu'une cellule optimisée pour une mesure à 10 GHz peut couvrir toute la gamme de 2 à 40 GHz avec une erreur relative inférieure au double de l'erreur minimale. En utilisant l'équation 2.1 et pour des permittivités comprises entre 2 et 10 suivant les polymères, on trouve $4\mu\text{m} \leq d \leq 20\mu\text{m}$.

Démonstration:

On cherche à avoir: $\frac{\Delta |\epsilon_r^*(f_1)|}{|\epsilon_r^*(f_1)|} = 2 \frac{\Delta |\epsilon_r^*(f_0)|}{|\epsilon_r^*(f_0)|}$

Soit: $\Delta S \left(\frac{1}{|S_{11}|_{f_1}} + \frac{1}{|S_{12}|_{f_1}} \right) = \frac{4\Delta S}{|S_{11}|_{f_0}}$

Or $|S_{11}| = \frac{1}{|1+y|}$; $|S_{12}| = \frac{|y|}{|1+y|}$; $\omega_0 = \frac{1}{C_0 Z_0 |\epsilon_r^*|}$; $|y| = \frac{\omega}{\omega_0}$ et $|S_{11}|_{f_0} = \left(\sqrt{1 + \frac{\epsilon_r''/2}{|\epsilon_r^*|^2}} \right)^{-1}$

On obtient l'équation: $\left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\epsilon_r''}{|\epsilon_r^*|} \frac{\omega}{\omega_0} \right) \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\omega}{\omega_0} \right) = 8 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}$

Soit en posant $X = \frac{\omega}{\omega_0}$

$$X^4 + X^3 \left(2 \frac{\epsilon_r''}{|\epsilon_r^*|} + 2 \right) + X^2 \left(-30 + 4 \frac{\epsilon_r''}{|\epsilon_r^*|} - 16 \frac{\epsilon_r''/2}{|\epsilon_r^*|^2} \right) + X \left(3 + 2 \frac{\epsilon_r''}{|\epsilon_r^*|} \right) + 1 = 0$$

Si nous étudions la distance séparant les deux solutions en fonction de l'angle de pertes, on peut remarquer que celle-ci diminue lorsque le rapport augmente. En se plaçant dans le cas le plus défavorable, soit $\frac{\epsilon_r''}{|\epsilon_r^*|}$ proche de 0,88, on trouve deux solutions $X_1 = 0,219$ et $X_2 = 4,564$. Dès lors si nous choisissons une fréquence de 10 GHz, nous pouvons couvrir toute la gamme de fréquence de 2 GHz à 40 GHz.

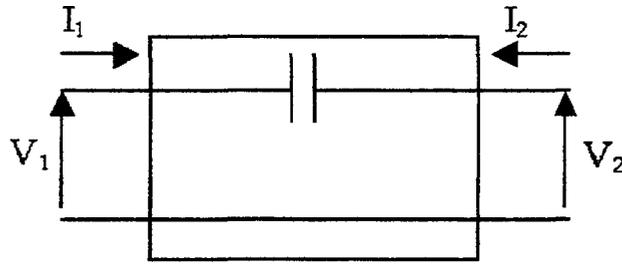


Figure 2.4 Convention en courant/tension

1.1.3 Mesure en réflexion

Il s'agit de la configuration la plus proche du modulateur électro-optique en constante localisée. Le condensateur plan est alimenté par une ligne coplanaire reposant sur un substrat semi-isolant et propageant une onde quasi-TEM sur l'ensemble de la gamme de fréquence de mesure (Fig.2.5). Dans ce cas, le coefficient S_{11} de la matrice scattering est égal au coefficient de réflexion et permet d'obtenir directement la valeur de la permittivité; il est donné par:

$$S_{11} = \Gamma^* = \frac{1 - jZ_c C_0 \epsilon_r^* \omega}{1 + jZ_c C_0 \epsilon_r^* \omega} \quad (2.2)$$

avec $C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{h}$, $\Gamma^* = \Gamma e^{j\Phi}$ et Z_c l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire.

Nous pouvons alors en extraire la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité complexe:

$$\epsilon_r' = \frac{2|\Gamma| \sin \Phi}{\omega C_0 Z_c (|\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \Phi + 1)}$$

$$\epsilon_r'' = \frac{1 - |\Gamma|^2}{\omega C_0 Z_c (|\Gamma|^2 + 2|\Gamma| \cos \Phi + 1)}$$

S. Stuckly [12] propose l'étude relative de l'erreur commise sur la partie réelle et la partie imaginaire en fonction de C_0 afin de déterminer les conditions idéales de mesure. Les graphiques des figures 2.6 et 2.7 montrent l'existence d'un minimum lorsque le module de l'impédance de la capacité est égal à l'impédance caractéristique de la ligne d'alimentation, soit:

$$Z_c = \frac{1}{\omega C_0 \sqrt{(\epsilon_r'^2 + \epsilon_r''^2)}} \quad (2.3)$$

A cette condition, le coefficient de réflexion (Eq.2.2) aux bornes du condensateur s'exprime uniquement en fonction de la permittivité du diélectrique entre les électrodes; les équations 2.2 et 2.3 donnent:

$$\Gamma^* = \frac{|\epsilon_r^*| - j\epsilon_r^*}{|\epsilon_r^*| + j\epsilon_r^*}$$

Comme pour la cellule en transmission/réflexion, la condition est dépendante de la fréquence et de la permittivité. Pour couvrir l'ensemble de la gamme de fréquence et envisager tous les polymères possibles, nous avons décidé de réaliser une série de capacités toutes identiques mais avec des surfaces différentes. Cette méthode permettra aussi de nous affranchir des capacités parasites pouvant intervenir à la prise de contact entre la ligne d'alimentation et l'électrode supérieure par un lissage à l'aide d'une fonction affine de la capacité en fonction de la surface.

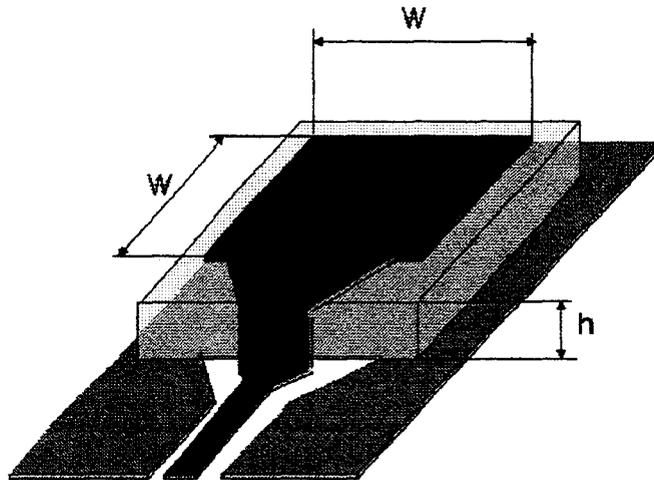


Figure 2.5 Cellule de mesure en réflexion

1.1.4 Premières caractérisations

Les premières caractérisations s'effectuèrent en parallèle avec la mise au point du procédé technologique sur polymère. Les problèmes rencontrés pour la définition d'un motif métallique sur polymère ont limité le nombre d'essais. Deux dispositifs tests ont été mis en oeuvre, l'un avec du nitrure de silicium et l'autre avec du poly-méthyl-glutar-imide (P.M.G.I.), polymère capable de supporter l'étape de dépôt de l'électrode supérieure par la technique du lift-off. Une mesure préalable de la résistance apparente entre le plan de masse et l'électrode a démontré l'existence d'un court-circuit pour les cellules réalisées avec le P.M.G.I. Nous présenterons la caractérisation du nitrure de silicium en constante localisée par les deux types de structure.

1.1.4.1 Mesures en réflexion

La cellule de mesure est constituée d'une série de condensateurs de forme carrée avec une dimension de côté allant de $100 \mu\text{m}$ à $200 \mu\text{m}$ (W sur la figure 2.5). L'admittance du condensateur se déduit facilement de la mesure du coefficient de réflexion, l'épaisseur de nitrure est faible ($h < 0,5 \mu\text{m}$ sur la figure 2.5) et les effets de bord sont négligeables. Sur le graphique suivant (Fig.2.8), nous avons représenté la partie imaginaire de l'admittance en fonction de la fréquence pour les différentes dimensions de l'électrode supérieure réalisées.

En toute rigueur, la partie imaginaire de l'admittance devrait être une fonction affine positive de la fréquence. Mais les mesures ne suivent pas une évolution linéaire et au-delà d'une certaine fréquence, la partie imaginaire est négative, synonyme de la présence d'une inductance. L'analyse des fréquences du changement de signe montre que les inductances ont toutes la même valeur.

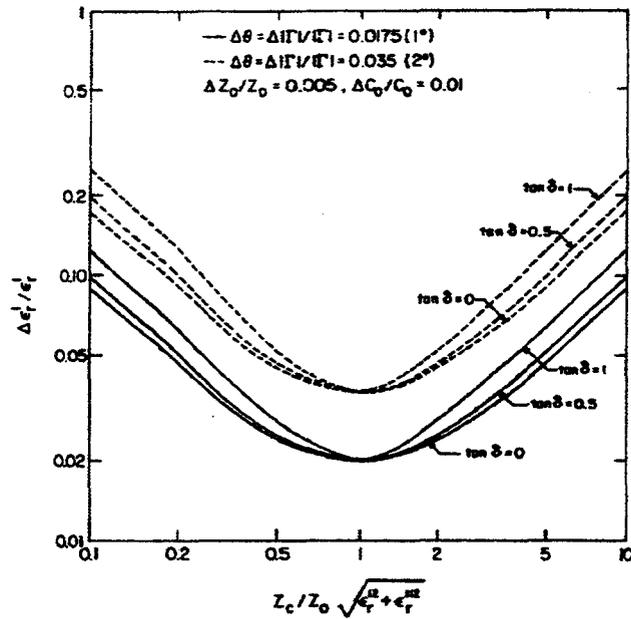


Figure 2.6 Erreur relative sur la partie réelle de la permittivité en fonction de Z_c (selon S.Stucky)

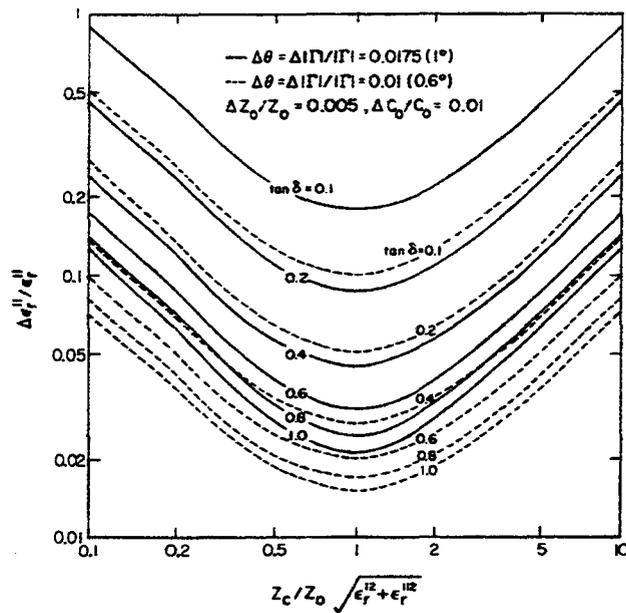


Figure 2.7 Erreur relative sur la partie imaginaire de la permittivité en fonction de Z_c (selon S.Stucky)

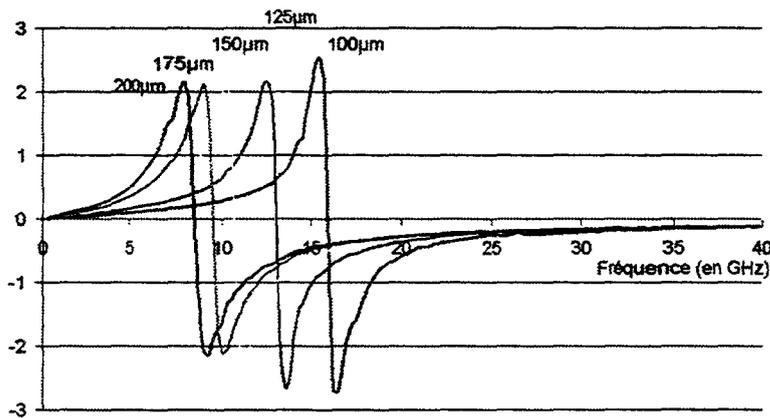


Figure 2.8 Partie imaginaire de l'admittance en fonction de la fréquence (en ohms)

Surface	Fréquence	f_5/f_n
$200 \times 200 \mu\text{m}^2$	$f_1 = 8,5 \text{ GHz}$	2
$175 \times 175 \mu\text{m}^2$	$f_2 = 9,5 \text{ GHz}$	1,7
$150 \times 150 \mu\text{m}^2$	$f_3 = 10,5 \text{ GHz}$	1,6
$125 \times 125 \mu\text{m}^2$	$f_4 = 13 \text{ GHz}$	1,2
$100 \times 100 \mu\text{m}^2$	$f_5 = 16 \text{ GHz}$	1

Le rapport des fréquences est égal au rapport des côtés des carrés, la fréquence du changement de signe est donc une fonction en racine carrée de la surface du condensateur. Nous pouvons conclure que le schéma équivalent de la cellule se constitue d'une capacité et d'une inductance en série. La fréquence de résonance est donnée par: $f_r = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC}}$ avec C la capacité et L l'inductance. La partie réelle de la permittivité du nitrure de silicium mesurée est proche de 6,5 (contre 7 avancé dans la littérature à la fréquence de 10 GHz) dans une bande de fréquence de 250 MHz à 2 GHz. La gamme de fréquence de mesure est limitée par le condensateur de plus grande surface. Cette mesure nous donne un premier renseignement sur le comportement d'un modulateur électro-optique en constante localisée. Un tel modulateur constitue avec la ligne d'alimentation un résonateur limitant la fréquence maximale d'utilisation.

En utilisant les mesures sur les cellules en court-circuit, nous avons pu extraire l'inductance et les pertes dans la ligne d'alimentation. Les évolutions de l'inductance et de pertes sont représentées sur les graphiques de la figure 2.9. L'inductance moyenne est de $35 \cdot 10^{-12}$ H et les pertes sont de l'ordre de l'ohm. En intégrant les nouveaux éléments dans le schéma équivalent de la cellule de mesure, nous pouvons extraire la valeur de la permittivité jusqu'à la fréquence de résonance. Les évolutions de la partie réelle de la permittivité et des pertes sont représentées sur les graphiques de la figure 2.10. Nous retrouvons la valeur annoncée de 6,5 pour la partie réelle de la permittivité du nitrure de silicium; la gamme de validité s'étend ici jusque 20 GHz. Par contre, l'estimation de la permittivité change avec la surface de la capacité, signe possible d'une variation de l'inductance ramenée par la ligne. La partie imaginaire de la permittivité est surévaluée, on note en effet que dans la littérature l'angle de perte du nitrure de silicium est plus faible: les valeurs obtenues ici comprennent les pertes diélectriques mais aussi les pertes métalliques et les pertes de connexion entre la ligne et l'électrode supérieure, à l'origine de la surestimation.

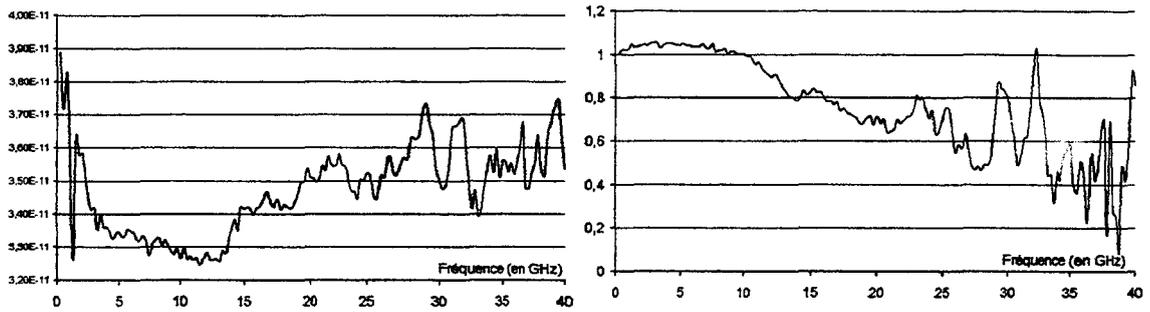


Figure 2.9 À gauche l'inductance (en H) et à droite les pertes (en Ω) de la ligne coplanaire

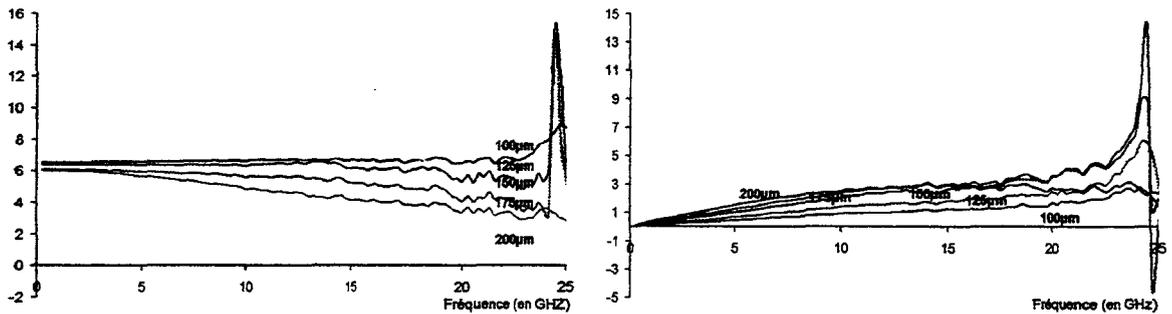


Figure 2.10 À gauche la permittivité relative et à droite les pertes du nitrure de silicium en fonction de la fréquence (mesures en réflexion)

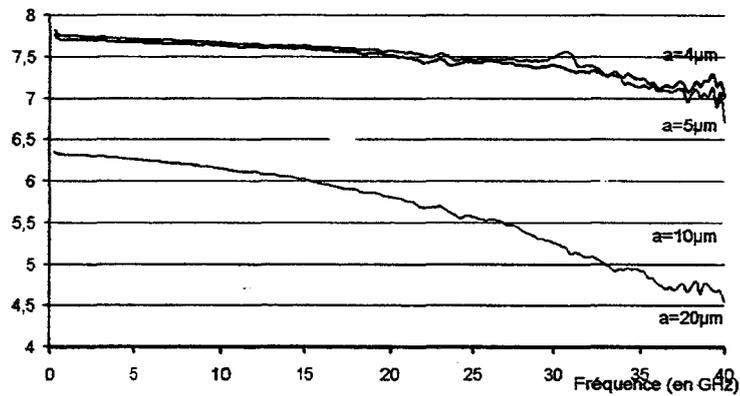


Figure 2.11 Evolution du module de la permittivité en fonction de la fréquence (mesure en transmission/réflexion)

1.1.4.2 Mesure en réflexion/transmission

Procédant de la même façon que précédemment, une série de cellules de mesure (Fig.2.2) est utilisée pour déterminer la permittivité. La valeur de la capacité est modifiée en variant la distance d . Quatre condensateurs permettent de couvrir la gamme de 250 MHz à 40 GHz avec $d=4, 5, 10$ et $20 \mu\text{m}$. L'exploitation des résultats révèle que la permittivité déduite par notre modèle est fonction de la surface du condensateur plan. Plus la surface de celui-ci diminue, plus la valeur de la permittivité apparente augmente. Plusieurs hypothèses sont fausses dans notre modèle. Nous avons négligé les capacités parasites provenant de la montée du ruban sur le nitrure de silicium (Fig.2.2), or pour des surfaces de condensateur de plus en plus petites, ces capacités ont un poids croissant. D'autre part, avec une ligne coplanaire, une partie importante du champ électrique se propage dans l'air, tout le champ électrique ne passe pas dans le diélectrique; un calcul de la distribution du champ électrique est nécessaire pour déterminer la permittivité effective.

Les mesures de permittivité en constante localisée partant d'un concept simple sont difficiles à mettre en oeuvre. La gamme de fréquence de mesure désirée jusque 40 GHz impose une connexion hyperfréquence amenant des éléments parasites perturbant la mesure et limitant ainsi cette gamme de fréquence. D'autre part, pour calculer précisément la permittivité effective, une simulation en trois dimensions de la structure s'avère lourde et bien plus complexe que la simulation d'une ligne de propagation. Partant de ce constat, nous nous sommes orientés vers une mesure de la permittivité en constante distribuée.

1.2 En constante distribuée

La mesure en constante distribuée se rapproche de la configuration d'un modulateur à ondes progressives. A partir de la propagation d'une onde électromagnétique, nous pouvons retrouver les caractéristiques du milieu déposé en film mince. L'algorithme d'extraction de la permittivité met en oeuvre un logiciel de simulation de ligne coplanaire fondé sur l'Approche dans le Domaine Spectral et un principe physique reliant les grandeurs mesurables à la constante de propagation calculée. Deux principes sont utilisables: la méthode des multiples réflexions et la méthode de l'atténuation.

1.2.1 Approche dans le Domaine Spectral

Nous exposerons le principe de calcul d'une ligne hyperfréquence par l'Approche dans le Domaine Spectral, A.D.S.[16], [17] et [18] dans le chapitre suivant. Pour l'instant nous présenterons le jeu de variables disponibles et les valeurs calculées par l'A.D.S.

Le code de calcul que nous utilisons a été développé à l'I.E.M.N. par l'équipe Électromagnétisme des Circuits dirigée par le professeur P. Kennis. Parmi le jeu de données (fig.2.12), on retrouve la largeur du ruban W , la distance entre les plans de masse $W + 2S$, la largeur des plans de masse A , l'épaisseur de métallisation t et la conductivité du métal ρ . L'avantage de ce modèle est d'intégrer un milieu multi-couche en adéquation avec notre volonté de caractériser le polymère en couches minces.

Disposant de la constante de propagation complexe (nombre d'onde et atténuation) et de l'impédance caractéristique de la ligne, il faut établir un lien entre les mesures effectuées sur l'analyseur de réseau et les résultats fournis par l'A.D.S. Deux principes physiques sont exploitables: les multiples réflexions et l'atténuation.

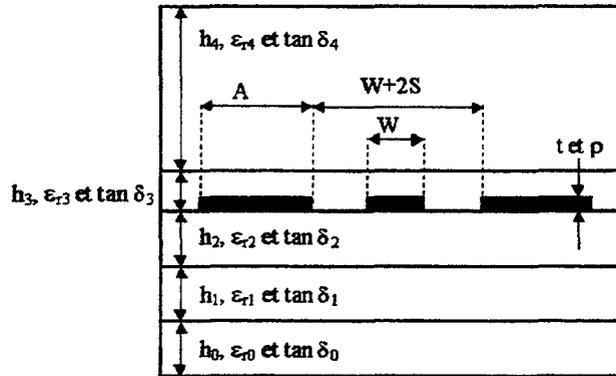


Figure 2.12 Le jeu de données en ligne coplanaire

1.2.2 Méthode des multiples réflexions

Imaginons une onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde présentant une impédance caractéristique Z_0 . L'onde se propage avec une constante de propagation β . Séparons maintenant ce guide d'onde en deux tronçons que nous relierons par un second guide ayant une impédance caractéristique Z_1 et dans lequel l'onde électromagnétique se propage avec une constante de propagation γ . Deux interfaces apparaissent ainsi, sur lesquelles l'onde sera en partie transmise et en partie réfléchi. Entre les deux interfaces s'établit alors une infinité de réflexions (Fig.2.13) que l'on peut décomposer en suite géométrique.

Ce modèle permet de calculer facilement les paramètres "scattering" d'une ligne testée par un analyseur de réseau. Dans l'hypothèse d'un guide d'onde propageant une onde T.E.M. ou quasi-T.E.M., le calcul des paramètres donne:

$$S_{11}^* = \frac{\Gamma^* (1 - e^{-2\gamma d})}{1 - \Gamma^{*2} e^{-2\gamma d}} \quad S_{21}^* = \frac{1 - \Gamma^{*2}}{1 - \Gamma^{*2} e^{-2\gamma d}} e^{-\gamma d} \quad \text{et} \quad \Gamma^* = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}$$

1.2.3 Méthode de Bainco et Parodi

Le principe de la méthode de l'atténuation [19], [20], [21] est fondée sur l'extraction de la constante de propagation entre deux lignes de géométries identiques ne différant que par leur longueur. Dans l'absolu, la ligne la plus grande absorbe toujours un peu plus d'énergie que la petite, ce qui est à l'origine du nom de la méthode.

Pour remonter jusqu'à la constante de propagation, les deux lignes sont représentées par plusieurs matrices de transfert: deux pour la ligne la plus courte, trois pour la ligne la plus longue. La troisième matrice de la ligne la plus longue correspond à la longueur de propagation supplémentaire, de sorte que les deux autres matrices de transfert sont identiques aux deux matrices homologues de la ligne la plus courte.

La matrice de transfert du quadripôle 1 (Fig.2.14) s'écrit:

$$[T]_{Q1} = [T_A] \cdot [T_B]$$

La matrice de transfert du quadripôle 2 (Fig.2.15) s'écrit:

$$[T]_{Q2} = [T_A] \cdot [T_{\Delta L}] \cdot [T_B]$$

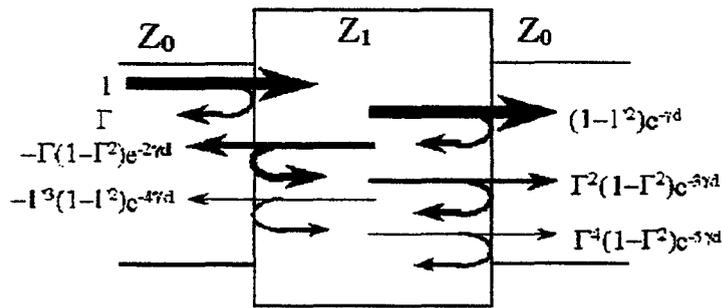


Figure 2.13 La méthode des multiples réflexions

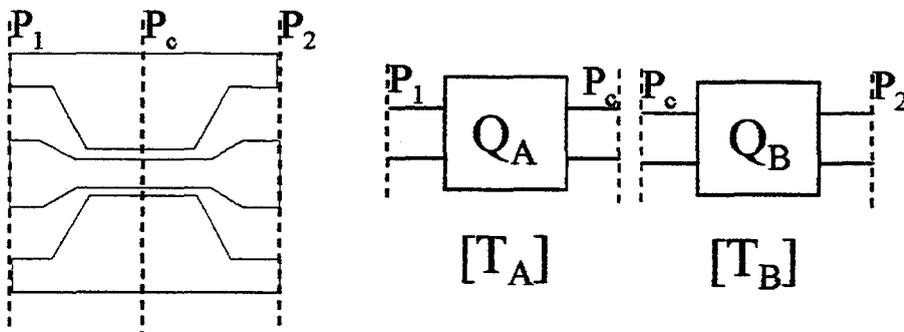


Figure 2.14 Matrice de transfert de la ligne la plus courte

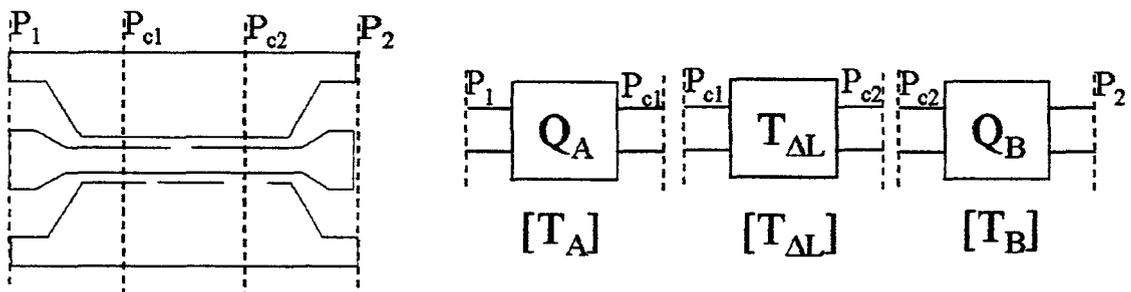


Figure 2.15 Matrice de transfert de la ligne le plus longue

On démontre alors que $[T]_{Q_2} \cdot [T]_{Q_1}^{-1} = [T_A] \cdot [T_{\Delta L}] \cdot [T_A]^{-1}$, ce qui implique que les somme des termes de la diagonale principale des matrices $[T]_{Q_2} \cdot [T]_{Q_1}^{-1}$ et $[T_{\Delta L}]$ sont égales.

Les paramètres de la matrice de transfert d'une ligne uniforme ont pour expressions ($S_{ij,1}$ ou 2):

$$[T_{\Delta L}] = \begin{bmatrix} ch\gamma_z \Delta L & \frac{Z_0}{Z_c} sh\gamma_z \Delta L \\ \frac{Z_0}{Z_c} sh\gamma_z \Delta L & ch\gamma_z \Delta L \end{bmatrix}$$

avec:

Z_c : impédance caractéristique de la ligne

Z_0 : impédance caractéristique de la ligne d'accès de l'analyseur de réseau

γ_z : constante de propagation

ΔL : différence de longueur entre les deux lignes

La relation entre la matrice de transfert et la matrice "scattering" donne la fonction reliant la constante de propagation et les paramètres "scattering" des deux lignes:

$$2ch\gamma_z \Delta L = \frac{S_{12,1}^2 + S_{12,2}^2 + S_{11,1}S_{22,2} + S_{11,2}S_{22,1} - S_{11,1}S_{22,1} - S_{11,2}S_{22,2}}{S_{12,1}S_{12,2}}$$

La méthode de l'atténuation présente l'avantage de pouvoir modifier la géométrie de la ligne (fig.2.14). En réduisant les dimensions transversales de la ligne coplanaire, on peut augmenter la proportion de champ se propageant dans le polymère (fig.2.16) et obtenir plus de précision sur la mesure de la permittivité de celui-ci. Mais une réduction drastique de ces dimensions augmente fortement les pertes de propagation. Pour confiner le champ dans le polymère, il faut que l'espace entre le ruban et le plan de masse soit de l'ordre de l'épaisseur du film. Avec ces dimensions, les tests sur arséniure de gallium donnent des pertes de 8 dB/cm à 10 GHz et de 20 dB/cm à 40 GHz. L'atténuation est trop importante pour que les mesures soient utilisables. Ce bilan est important puisqu'il confirme l'orientation de notre premier chapitre. En effet, pour que le modulateur soit efficace, il faut que les champs optique et électrique se recouvrent et donc que les dimensions d'une ligne coplanaire soient du même ordre de grandeur que dans cet essai. Les pertes hyperfréquences sont alors trop importantes pour la bande de fréquence fixée (0-40 GHz). Les caractérisations suivantes utilisent toutes la méthode des multiples réflexions.

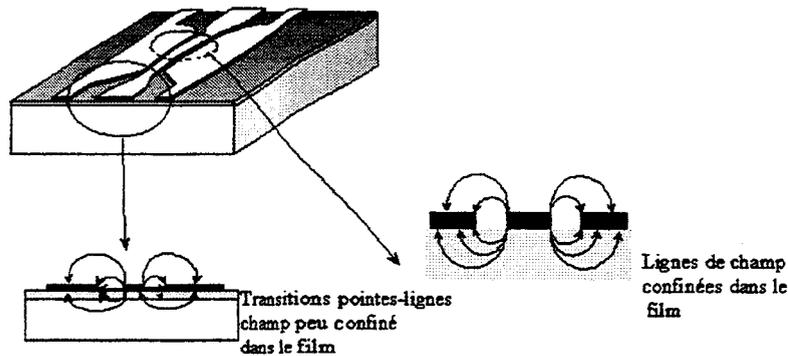


Figure 2.16 Confinement du champ électrique dans le polymère par modification des dimensions de la ligne coplanaire

1.2.4 La cellule de mesure

La ligne susceptible de fournir la plus grande précision sur la mesure de la permittivité serait sans doute la ligne micro-ruban. Tout le champ électrique est alors réparti dans le polymère, si le rapport d'aspect entre la largeur du ruban et l'épaisseur de polymère est suffisamment grand; l'indice effectif est très proche de la permittivité du polymère. La mesure de la permittivité est alors aisée. Mais à la vue de la permittivité moyenne des polymères et, dans notre cas, de l'épaisseur pouvant être déposée, le rapport de la largeur du ruban sur la hauteur de polymère se situe entre 1 et 2 pour une impédance caractéristique entre 40Ω et 60Ω . Une grande partie du champ se propage alors dans l'air et l'extraction de la permittivité nécessite une simulation tenant compte de la distribution du champ pour calculer exactement la permittivité effective. De plus la mesure s'opère à l'aide de pointes coplanaires, il en résulte qu'une transition entre la ligne micro-ruban et la ligne coplanaire est nécessaire. La technique la plus usitée est celle des *via-holes*, mettant en contact les plans de masse. Technologiquement lourde, cette technique pose un autre problème: la pose des pointes. Le contact électrique, et par la même la mesure de la permittivité dépendent de la pression appliquée sur les pointes, ce qui nuit à la reproductibilité des mesures.

La ligne coplanaire permet de s'affranchir de ces problèmes. Réalisée sur un substrat semi-isolant de permittivité bien connue, l'impédance caractéristique est calculée précisément. Le dépôt d'un film de polymère d'une épaisseur de quelques micromètres modifiera les propriétés de propagation pour être détectable sans toutefois désadapter complètement la ligne. On peut donc mesurer la permittivité du polymère sans *a priori* sur sa valeur. Le contact électrique s'effectue sur le substrat, la pression n'est plus un paramètre important de la caractérisation et les mesures sont reproductibles.

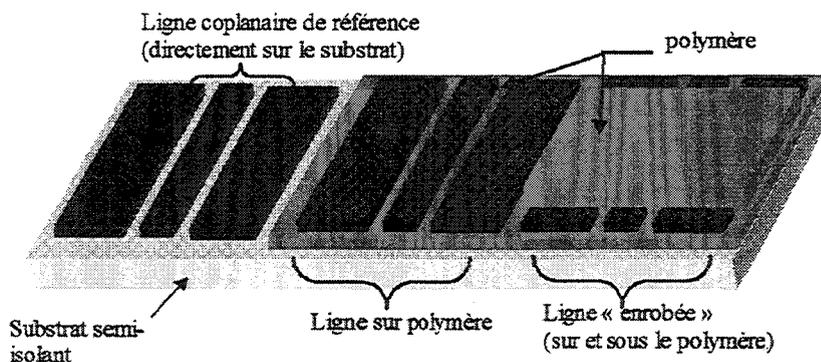


Figure 2.17 Dispositif de mesure en constante distribuée

La cellule de mesure (Fig; 2.17) se constitue donc de lignes coplanaires. Les premières reposent directement sur un substrat semi-isolant d'arséniure de gallium. Elles permettront le calibrage de la mesure en déduisant la permittivité complexe du substrat et la conductivité des rubans métalliques. Ces mesures seront ensuite reprises dans les calculs de permittivité à partir des lignes sur polymère ou recouvertes de polymère.

1.2.5 Résultats

Caractérisation du substrat et de la conductivité métallique

Nous devons nous assurer dans un premier temps que la solution est unique. Pour cela, nous avons tracé sur le graphique de la figure 2.18 les courbes isoniveaux de la distance $\left(d = \sqrt{\sum_i \sum_j |S_{ijcalc}^* - S_{ijmes}^*|^2} \right)$ entre les paramètres «scattering» mesurés et calculés en fonction de la permittivité du substrat et de la conductivité des rubans métalliques. A 10 GHz, la surface présente un seul minimum, ce qui indique que nous pouvons utiliser une méthode du double gradient pour trouver la solution de la fonction. A 40 GHz, la surface présente plusieurs minima, mais un seul minimum minimumorum proche de la valeur trouvée à 10 GHz. Dans l'hypothèse où la permittivité est une fonction continue de la fréquence, la méthode du double gradient est applicable sur toute la gamme de fréquence en initialisant chaque boucle de convergence par la valeur trouvée au pas fréquentiel précédent. Ainsi la solution unique à 10 GHz assure la détection du minimum minimumorum pour chaque fréquence. Sur la figure 2.19 est représentée la distance séparant les paramètres «scattering» calculés et mesurés, dans le plan complexe de la permittivité du substrat en fonction de la conductivité des rubans à la fréquence de 10 GHz. Le lieu des projections dans le plan complexe de la permittivité donne le déplacement du minimum en fonction de la conductivité. La solution se rapprochant le plus des mesures correspond à la distance minimum, soit $\sigma = 3,5 \cdot 10^5$ S/cm. La partie réelle de la permittivité relative est de 13,3 et l'angle de perte est inférieur à 10^{-4} . Ces résultats correspondent bien aux caractérisations déjà réalisées. Les mesures de la référence [22] donnent $\epsilon_r = 12,8$ à la température de 300 K en statique. Les rubans métalliques sont constitués d'une couche d'accrochage en titane et d'une couche d'or de 4000 Å. La conductivité moyenne de l'or déposé par évaporation est de $4,2 \cdot 10^5$ S/cm, en tenant compte des conditions de dépôt et des dimensions de la ligne, les valeurs de conductivité sont cohérentes. Il est à remarquer que la conductivité du film d'or mesurée est proche de la moitié de la conductivité de l'or massif, valeur à intégrer dans le chapitre suivant pour le dimensionnement de la ligne hyperfréquence du modulateur électro-optique. Sur la figure 2.20, sont représentées les évolutions de la partie réelle de la permittivité relative de l'AsGa et de la conductivité des rubans métallique en fonction de la fréquence. Ces valeurs ont été calculées en suivant le minimum d'erreur déduit du graphique de la figure 2.19, soit en posant un angle de pertes nul pour l'arséniure de gallium. La permittivité relative moyenne est de 13,1 et la conductivité moyenne est de $30,5 \cdot 10^4$ S/cm. Les valeurs décroissent avec l'augmentation de la fréquence, signe que les pertes augmentent avec la fréquence.

Une fois le substrat caractérisé, ces mesures seront utilisées pour extraire la permittivité complexe du polymère pour une ligne de propagation intégrant du polymère déposé en couche mince. Pour chaque polymère caractérisé, une opération de calibrage a été effectuée mais les valeurs trouvées sont sensiblement identiques avec une erreur relative inférieure à 1%. Nous ne présentons donc ici qu'une seule opération de calibrage.

Caractérisation du polymère

La cellule de mesure originale (Fig.2.17) prévoyait une ligne sur polymère et une autre enrobée de polymère. Mais la réalisation de telles structures est coûteuse en temps et en matériel. Partant de la constatation qu'une ligne coplanaire simplement recouverte d'un film de polymère (de l'ordre de $5 \mu\text{m}$) est suffisante pour qu'une différence des propriétés de propagation soit observable, nous avons utilisé la cellule de mesure de la figure 2.21. Deux lignes d'impédance caractéristique de 40Ω ($d=35 \mu\text{m}$ et $SS=59 \mu\text{m}$) et de 60Ω ($d=35 \mu\text{m}$ et $SS=125 \mu\text{m}$) sur arséniure de gallium sont utilisées pour la caractérisation. Cette cellule a l'avantage

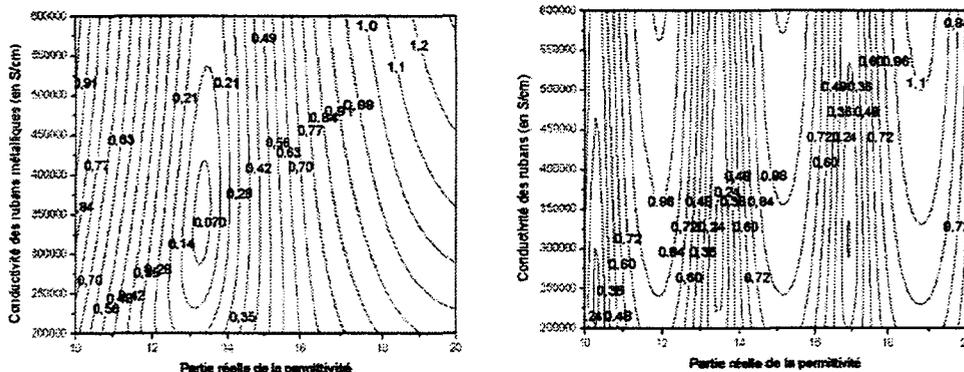


Figure 2.18 Courbes isoniveaux de la distance entre mesure et simulation à 10GHz et à 40GHz

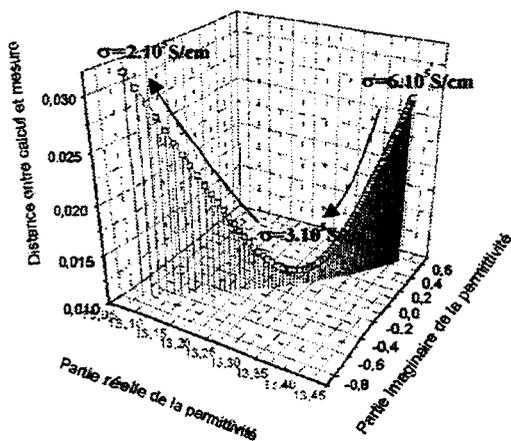


Figure 2.19 Recherche d'un modèle adapté

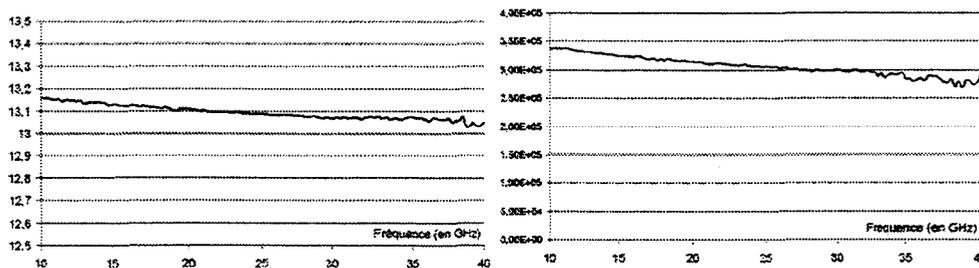


Figure 2.20 Permittivité relative de l'arséniure de gallium et conductivité des rubans en or

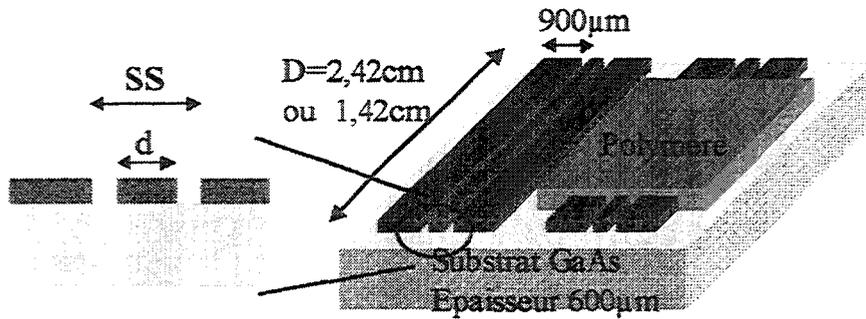


Figure 2.21 Cellule simplifiée de caractérisation des polymères

d'être réutilisable si les polymères peuvent être complètement retirés, soit par plasma oxygène, soit dans un solvant du polymère. Nous avons caractérisé différents polymères: le polyimide Ultradel 9120, la colle optique NOA, une résine optique (UV profond) et électronique: le polyméthylglutarimide SF11, le polymère synthétisé pour la C.T.I.: l'OIP12gTMS, le poly-méthyl-mét-acrylate greffé DR1 (PMMA-DR1) et la résine époxy SU8. Les valeurs moyennes de la partie réelle de la permittivité relative et de l'angle de perte sont données dans le tableau suivant.

Polymère	ϵ_r'	$\overline{\tan\delta}$
Ultradel 9120	3,1	$3,5 \cdot 10^{-2}$
NOA61	3,22	$1,3 \cdot 10^{-2}$
PMGI SF11	3,19	
OIP12gTMS	3,7	10^{-1}
PMMA-DRI		
SU-8	3,56	$7,8 \cdot 10^{-2}$

Sur la figure 2.22 est représentée l'évolution de la partie réelle de la permittivité relative du PMGI SF11 en fonction de la fréquence. Sur la figure 2.23 est représentée l'évolution de la partie réelle de la permittivité du polymère synthétisé par le laboratoire de chimie de Montpellier. L'évolution de la permittivité est perturbée. Le contact électrique entre les pointes hyperfréquences et les lignes coplanaires est dégradé par un résidu de polymère à la surface du substrat (à droite de la figure 2.23) suite à une gravure inadaptée que nous développerons dans le chapitre consacré. Les angles de pertes ne sont pas représentés, ils sont inférieurs à 10^{-2} et leur mesure se trouve dans le domaine d'erreur de l'estimation de la conductivité des rubans métalliques. La polarisation d'orientation intervient généralement pour des fréquences inférieures à 100 KHz; dans la gamme de 10 GHz à 40 GHz, seule la polarisation électronique prend une part importante dans le polarisation macroscopique [23]. La permittivité est donc constante sur l'ensemble de la gamme de mesure. La résine SU8 est une résine époxy photosensible. Elle présente une bonne adhérence sur de nombreux types de substrats et peut être déposée sur une grande gamme d'épaisseur de $10 \mu\text{m}$ à $500 \mu\text{m}$ en un seul dépôt. La photolithographie avec la résine SU8 produit des flancs droits malgré de fortes épaisseurs de résine, ce qui la place avantageusement pour la réalisation de microsystèmes. Elle peut notamment entrer dans la réalisation de structures d'autoalignement entre la fibre et le guide optique. La base époxy de la résine SU8 lui confère

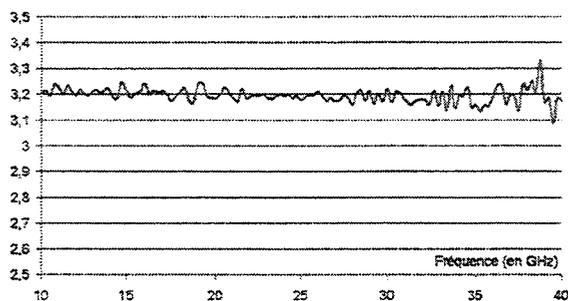


Figure 2.22 Partie réelle de la permittivité de la résine SF11

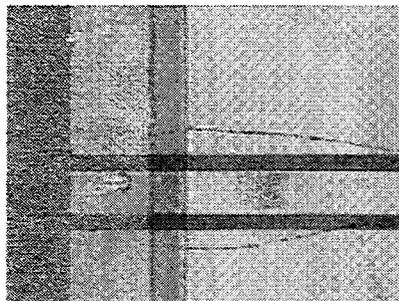
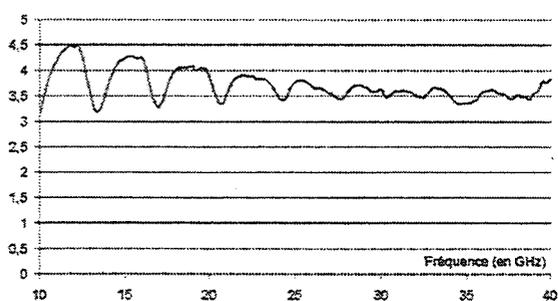


Figure 2.23 Partie réelle de la permittivité de polymère OIP12gTMS

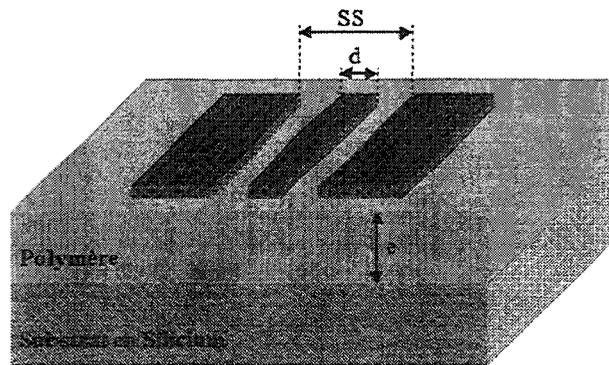


Figure 2.24 Cellule de caractérisation de la résine SU8

une résistance aux solvants et aux attaques chimiques qui permet l'utilisation de toutes les techniques de la microélectronique classique. Ainsi une opération de lift-off (décrite dans le chapitre suivant) est parfaitement réalisable alors qu'elle est impossible sur les autres types de polymères. Sa simplicité de mise en oeuvre et les épaisseurs pouvant être déposées ont motivé notre intérêt pour la caractériser. Elle permettrait de réaliser des lignes coplanaires sur des substrats silicium même dopés. Nous pourrions alors nous affranchir de l'utilisation de substrat semi-isolant en arséniure de gallium plus coûteux que le silicium. La cellule de caractérisation (Fig.2.24) est constituée d'un substrat de silicium dopé recouvert d'un film de polymère d'une épaisseur de $280\ \mu\text{m}$ sur lequel repose des lignes coplanaires avec $d = 35\ \mu\text{m}$ et $SS = 59\ \mu\text{m}$. Les simulations faite avec l'A.D.S. montrent qu'avec une telle épaisseur, le substrat n'a que peu d'influence: les mesures de coefficients de réflexion et de transmission aux accès de lignes ne dépendent pas de la nature du substrat. L'évolution de la permittivité complexe en fonction de la fréquence est représentée sur la figure 2.25, la partie réelle moyenne est de 3,6 et l'angle de perte moyen est de 8.10^{-2}rad .

2 Caractérisation optique

2.1 Lignes noires

La méthode des lignes a été mise en place par M. Bouazaoui à l'École Nouvelle des Ingénieurs en Communication. Un guide plan polymère est formé d'une couche de silice d'indice $n = 1,45$, d'une couche du polymère dont on va mesurer l'indice et d'air pour la couche de confinement supérieur. L'épaisseur de polymère sera de préférence de plusieurs micromètres pour s'assurer de l'existence de plusieurs modes. La couche de silice est la plus épaisse possible (dans les limites de la technologie) pour s'affranchir de l'influence du substrat. La lumière est injectée dans le guide à l'aide d'un prisme. En faisant varier l'angle d'incidence du pinceau de lumière sur le prisme (fig.2.26), on peut le faire coïncider avec les conditions d'injection permettant de stimuler l'un des différents modes possible de propagation dans le guide. Lorsque l'angle convient, la lumière est injectée dans le guide suivant le mode de propagation correspondant et une ligne noire apparaît sur l'écran (fig.2.26). La lecture de l'angle d'incidence donne directement l'indice ef-

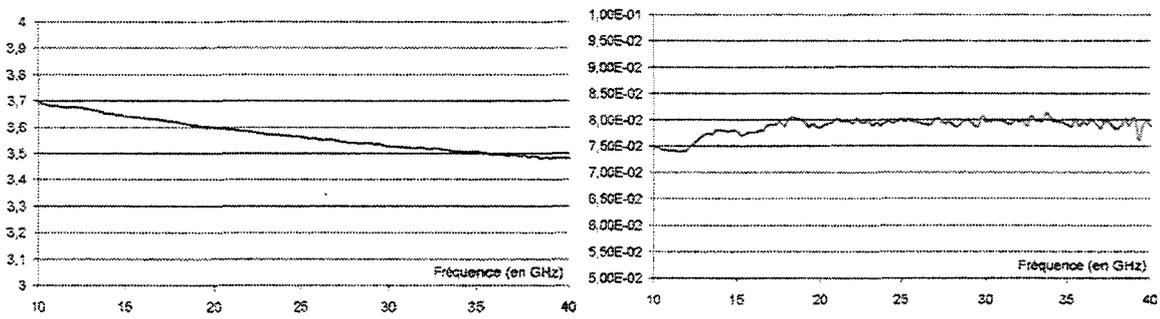


Figure 2.25 Partie réelle et angle de perte de la résine SU8

fectif du mode. Par l'intermédiaire mathématique régissant la propagation modale à l'intérieur du guide, on remonte à la valeur de l'indice du film. L'extraction de l'indice du film nécessite de connaître la valeur de l'indice du substrat. Cette valeur est déduite directement du continuum de raies observé lorsque l'angle d'injection correspond à la propagation dans le substrat.

Pour qu'un mode m soit couplé dans le guide, il faut réaliser: $\beta_{prisme} = \beta_{film}$.

Or $\beta_{prisme} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_p \sin \theta_p$

Ainsi, pour chaque angle repéré, on pourra calculer la constante de propagation du mode excité dans le film polymère. Ce mode devra résoudre l'équation de dispersion du guide:

$$2k_0d\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - 1}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) \quad (2.4)$$

pour les modes transverses électriques, et

$$2k_0d\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} = \tan^{-1} \left(\left(\frac{n_c}{n_g} \right)^2 \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) + \tan^{-1} \left(n_g^2 \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - 1}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) \quad (2.5)$$

pour les modes transverses magnétiques.

Le repérage de deux angles permet de calculer l'épaisseur et l'indice du film. En revanche cette méthode présente deux inconvénients majeurs. En premier, la réalisation du guide plan sous-entend que l'indice du polymère est supérieur à celui du confinement inférieur. D'autre part, pour injecter, il faut que l'indice du prisme soit supérieur à celui du polymère. Parallèlement à la mesure de la permittivité, la mesure précise de l'indice de réfraction impose à l'avance une connaissance de l'ordre de grandeur de celui-ci.

Démonstration de l'équation caractéristique du guide plan:

En imposant $E_x = 0$, on montre que seuls E_y , H_x et H_z sont non-nuls. On définit ainsi une onde appelée TE dont le champ électrique est transverse. Par dualité entre le champ électrique et le champ magnétique, on définit le mode TM où $H_x = 0$ et H_y , E_x et E_z sont non-nuls.

L'amplitude complexe du champ électrique associé à l'onde plane guidée est donnée par:

$$E(x, z) = E_0(x) e^{-i\beta z}$$

Nous ne ferons que l'étude du cas du mode TE, le mode TM se déduisant facilement du mode TE. Le champ électrique n'a donc qu'une seule composante:

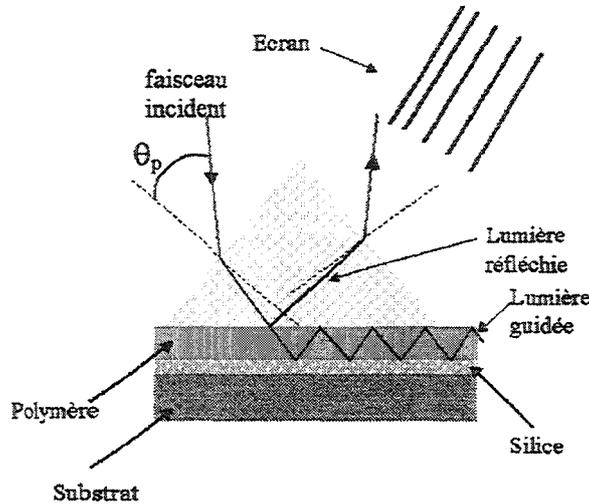


Figure 2.26 La méthode des lignes noires

$$E(x, z) = E_y(x) = E_0 f(x) e^{-i\beta z} \quad (2.6)$$

Les équations de MAXWELL appliquées à la structure donnent les équations de HELMHOLTZ pour chaque couche:

$$\begin{cases} \Delta E(x, y) + k_0^2 E(x, y) = 0 & \text{dans l'air} \\ \Delta E(x, y) + n_c^2 k_0^2 E(x, y) = 0 & \text{dans le polymère} \\ \Delta E(x, y) + n_g^2 k_0^2 E(x, y) = 0 & \text{dans la silice} \end{cases} \quad (2.7)$$

En appliquant la relation (2.6) au système (2.7), on obtient le système de la fonction $f(x)$:

$$\begin{cases} \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + (k_0^2 - \beta^2) f(x) = 0 & \text{pour } x \geq d \\ \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + (n_c^2 k_0^2 - \beta^2) f(x) = 0 & \text{pour } |x| \leq d \\ \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + (n_g^2 k_0^2 - \beta^2) f(x) = 0 & \text{pour } x \leq -d \end{cases}$$

Posons $U = d\sqrt{n_c^2 k_0^2 - \beta^2}$, $Y = d\sqrt{\beta^2 - k_0^2}$, $W = d\sqrt{\beta^2 - n_g^2 k_0^2}$ et $X = x/d$. Pour qu'il y ait guidage, il faut que le champ s'annule pour $X \rightarrow \pm\infty$. La fonction $f(x)$ est définie par:

$$\begin{aligned} f(x) &= a \cos(UX + b) && \text{pour } |X| \leq 1 \\ f(x) &= ce^{-YX} && \text{pour } X \geq 1 \\ f(x) &= de^{WX} && \text{pour } X \leq -1 \end{aligned}$$

Les composantes H_x et H_z se déduisent de la composante E_y à partir des relations suivantes déduites des équations de MAXWELL:

$$\begin{cases} H_x = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ H_z = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{cases}$$

En appliquant les relations de continuité des champs E_y et H_z aux interfaces, on obtient le système suivant:

$$\begin{cases} a \cos(U + b) = ce^{-W} \\ a \cos(b - U) = de^{-Y} \\ aU \sin(U + b) = cWe^{-W} \\ aU \sin(b - U) = -dYe^{-Y} \end{cases}$$

En combinant ces équations, on obtient:

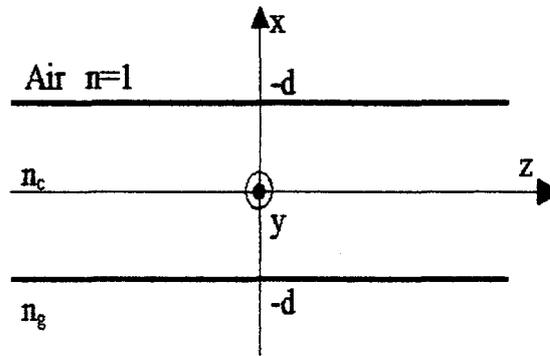


Figure 2.27 Guide plan dissymétrique

$$2U = \tan^{-1} \left(\frac{W}{U} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{Y}{U} \right)$$

En utilisant les définitions posées précédemment, on trouve:

$$2k_0d\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_{eff}^2 - 1}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) \quad (2.8)$$

en posant $n_{eff}^2 = \frac{\beta^2}{k_0^2}$: l'indice effectif du mode.

Par dualité avec le mode TE, on trouve l'équation caractéristique du mode TM:

$$2k_0d\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} = \tan^{-1} \left(\left(\frac{n_c}{n_g} \right)^2 \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) + \tan^{-1} \left(n_g^2 \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - 1}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \right) \quad (2.9)$$

L'indice de réfraction est déterminé à $0,6\mu\text{m}$ en mode transverse électrique et transverse magnétique à l'aide d'un polariseur. Les valeurs que nous avons déterminées sont rassemblées dans le tableau suivant:

Matériaux	Indice de réfraction
Ultradel 9020	1,519 (T.E.)
	1,502 (T.M.)
Ultradel 9120	1,529 (T.E.)
	1,514 (T.M.)
SiO ₂ (P.E.C.VD.)	1,45
Si ₃ N ₄ (P.E.C.VD.)	2
PMMA-DR1	1,6
SF11	1,55

La différence entre l'indice en mode TE et en mode TM montre que le film est anisotrope. Le dépôt par centrifugation oriente les molécules et crée *a priori* un ordre à l'origine de l'anisotropie. Mais la méthode des lignes noires ne permet pas de conclure sur le type d'anisotropie, uniaxe ou biaxe.

2.2 Éllipsométrie spectroscopique

Les mesures ont été effectuées par E. Toussaere au Laboratoire de Physique Quantique Moléculaire à l'École Normale Supérieure de Cachan. Dans cette technique, on mesure le rapport des réflectivités des ondes polarisées dans le plan d'incidence et des ondes polarisées perpendiculairement au plan d'incidence. Les échantillons sont composés d'un film de polymère d'épaisseur proche du micromètre déposé sur un substrat de silicium [24]. Des mesures automatisées permettent d'avoir le spectre d'indice entre $0,25 \mu\text{m}$ et $1,7 \mu\text{m}$.

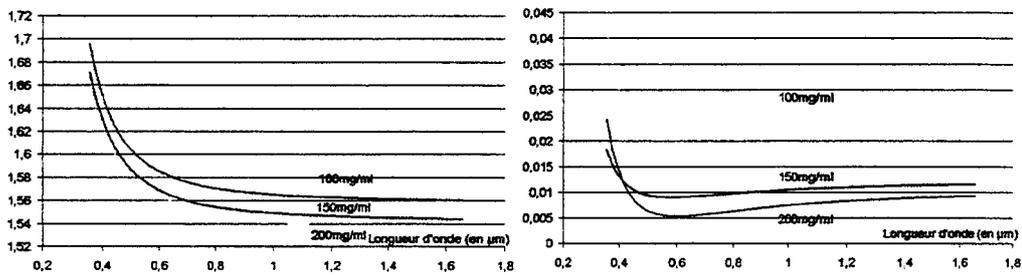


Figure 2.28 Indice ordinaire et biréfringence du polyimide

Comme pour la méthode des lignes noires, le polymère déposé en couche mince par centrifugation est anisotrope linéaire uniaxe. L'indice de réfraction ordinaire dépend de la concentration en poudre de polymère dans le solvant et de la nature du solvant. Plus la concentration est grande, plus l'indice de réfraction ordinaire est faible. D'autre part, plus la solution est concentrée, plus la biréfringence diminue. Dans une solution plus visqueuse, les chaînes des polymères ont moins de degrés de liberté pour s'orienter lors de la centrifugation et la biréfringence diminue.

3 Conclusion

La caractérisation électrique des polymères constitue une première approche des modulateurs. D'une part, la caractérisation en constante localisée a montré que la bande passante de ces structures ne dépasserait pas 10 GHz. D'autre part, la mesure en constante distribuée a donné une première approche des pertes de propagation en ligne coplanaire. Notamment la méthode de l'atténuation démontre que la ligne coplanaire n'est pas un candidat valable pour la modulation électro-optique: pour un recouvrement efficace entre le champ optique et le champ électrique statique, les dimensions transversales de la ligne sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur de polymère, mais dans ce cas les pertes de propagation sont très importantes et limitent la bande passante. Les mesures montrent une permittivité relative constante dans la bande de mesure de 10 GHz à 40 GHz comprise entre 3 et 3,5. Les pertes diélectriques sont très faibles et négligeables par rapport aux pertes ohmiques. Enfin, les mesures d'indice de réfraction montrent que les films déposés par centrifugation sont anisotropes linéaires uniaxes.

Références

- [1] ALTSCHUTER H.M. ; Dielectric constant. Handbook of microwave measurements (M.SCHUTER & J.FOX, Eds.); *Brooklyn Polytechnic Press* ; New York ; Vol.2 ; p.530-536
- [2] GALLONE G., LUCARDESI P., MARTINELLI M. et ROLLA P.A. ; A fast and precise method for the measurement of dielectric permittivity at microwave frequencies; *Journal of microwave power and electromagnetic energy*; 1996; Vol.31 ; n°3, p.158-164
- [3] AKYEL C., BOSISIO R. et APRIL G.E., An active frequency technique for precise measurements on dynamic microwave cavity perturbations; *I.E.E.E. Transactions on instruments and measurements*; 1978; Vol.IM-27; p.363-368
- [4] BUTTA E., LIVI A., LEVITA G. et ROLLA P.A.; Dielectric analysis of an epoxy resin during cross-linking; *Journal of polymer science Part B: Polymer physics*; 1995; Vol.33; p.2253-2261
- [5] WEIR W.B.; Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies; *Proceedings of I.E.E.E.*; 1974; Vol.62; n°1; p.33-36
- [6] RZEPECKA M.A et STUCKLY S.S.; A lumped capacitance method for the measurement of the permittivity and conductivity in the frequency and time domain-A further analysis; *I.E.E.E. Transactions on instrumentation and measurement*; 1975; Vol.IM-24; n°1; p.27-32
- [7] BARRY W.; A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1986; Vol.MTT-34; n°1; p.80-84
- [8] BELHADJ-TAHAR N-E, FOURRIER-LAMER A. et De CHANTERAC H.; Broad-band simultaneous measurement of complex permittivity and permeability using a coaxial discontinuity; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1990; Vol.38; n°1; p.1-7
- [9] BAKER-JARVIS J., VANZURA E.J. et KISSICK W.A.; Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1990; Vol.38; n°8; p.1096-1102.
- [10] BOUGRIET Abdel-Hakim; Contribution à la caractérisation électromagnétique de matériaux en structures dipôles et quadripôles-Applications aux tissus biologiques et aux polymères thermoplastiques; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Techniques de LILLE; 1997
- [11] CATALA-CIVERA J.M., PENARANDA-FOIX F., SANCHEZ-HERNANDEZ D. et De LOS REYES E.; A simple procedure to determine the complex permittivity of materials without ambiguity from reflection measurements; *Microwave and optical technology letters*; 2000; Vol.25; n°3; p.191-194
- [12] STUCKLY S.S., RZEPECKA M.A. et ISKANDER M.F.; Permittivity measurement at microwave frequencies using lumped elements; *I.E.E.E. Transactions on instruments and measurements*; 1974; Vol.IM-23; n°1
- [13] QUEFFELEC P. et GELIN P.; Influence of higher order modes on the measurements of complex permittivity and permeability of materials using a microstrip discontinuity; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1996; Vol.44; n°6; p.816-824

- [14] HOFFMAN R.K.; Handbook of microwave integrated circuit; *Artech House*; 1987
- [15] JUAN Hinojoas Jimenez; Contribution à l'élaboration d'une nouvelle méthode de caractérisation électromagnétique de matériaux à partir de lignes plaquées- Applications à l'étude de nouveaux matériaux; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Techniques de LILLE; 1995
- [16] HURET Fabrice; Etude comparative de l'Approche dans le Domaine Spectral et de la méthode des équations intégrales singulières pour la simulation des lignes planaires en technologies monolithique microonde; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Techniques de LILLE; 1991
- [17] ITOH T.; Spectral domain admittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines; *I.E.E.E. Transactions on Microwave Theory and Techniques*; 1980; Vol.28; n°7
- [18] ITOH T.; A full-wave analysis method for open microstrip structures; *I.E.E.E. Transactions on Antennas and Propagation*; 1988; Vol.29; n°1
- [19] BIANCO B. et PARODI P.; Determination of the propagation constant of uniform microstrip lines; *Alta Frequenza*; 1976; p.107-110
- [20] ENDERS A.; An accurate measurement technique for line properties, junction effects, and dielectric and magnetic material parameters; *I.E.E.E. Transactions on microwave theory and techniques*; 1989; Vol.37; n°3; p.598-605
- [21] MOON-QUE L. et SNAGWOOK N.; An accurate broadband measurement of substrate dielectric constant; *I.E.E.E. microwave and guided wave letters*; 1996; Vol.6; n°4; p.168-170
- [22] DARGYS A. et KUNDROTAS J.; Handbook on physical properties of Ge, Si, GaAs and InP, *Vilnius Science and Encyclopedia Publishers*; 1994
- [23] DUBOIS J.-C.; Diélectriques Plastiques; *Techniques de l'ingénieur*; 1999; E-1850; p.6-14
- [24] DONVAL Ariela; Conception et réalisation de composants électrooptiques polymères insensibles à la polarisation; thèse présentée à l'université Paris XI Orsay; 1999

CHAPITRE 3

CONCEPTION

Dans ce chapitre, nous aborderons d'abord les propriétés des ondes guidées, les équations de propagation et les hypothèses associées, la notion de modes et les différentes approches dans l'étude des ondes optiques ou hyperfréquences. Par la suite, nous étudierons les outils de simulation des lignes hyperfréquences et des guides optiques. Dans une dernière partie, nous présenterons les objets définis par les simulations.

1 Propriétés des ondes guidées

Fusion de deux guides d'ondes, le modulateur électro-optique à ondes progressives se situe à l'affluent de deux disciplines. Les propriétés des ondes, le comportement des matériaux et l'histoire ont conduit l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques à se scinder en deux domaines: les micro-ondes et l'optique. Prolongement de la montée en fréquence de l'électronique classique, les hyperfréquences ont hérité des concepts de courant, de tension et d'impédance caractéristique, définis uniquement dans le cadre de la propagation d'une onde Transverse Electro-Magnétique (T.E.M.). Ils permettent d'établir un modèle de ligne simple, physique, aboutissant aux caractéristiques de la propagation. D'une manière plus générale, les champs ne sont pas forcément transverses et le calcul des propriétés de propagation nécessite la résolution des équations de Maxwell. Seule une ligne constituée de deux conducteurs séparés par un milieu diélectrique homogène peut supporter une onde T.E.M., les métaux étant supposés infiniment conducteurs; les relations de continuité montrent que le champ électrique est perpendiculaire à l'interface métal/diélectrique. Mais le comportement des matériaux est fonction de la fréquence, et dans la gamme des ondes optiques, le champ électrique pénètre dans le métal et ses composantes tangentielles ne sont plus nulles. Ainsi pour les ondes optiques, le champ n'est jamais transverse. A l'instar de la ligne T.E.M. en hyperfréquence, le guide optique plan est au fondement de nombreux développements, notamment la séparation du champ en modes transverse électrique (T.E.) et transverse magnétique (T.M.) généralisée à l'étude des guides d'ondes 3D. Ces deux approches sont des cas particuliers du contexte plus global de la propagation des ondes électro-magnétiques où l'on retrouve en commun les équations de propagation et les modes de propagation.

1.1 Equations de propagation

1.1.1 Equations des télégraphistes

Samuel Morse (Charlestown, 1791 - 1872), contemporain de Maxwell et inventeur du télégraphe (les avis sont partagés et on attribue l'invention aussi à Sir Charles Wheatstone (Gloucester, 1802 - 1875)), observa qu'à partir de trente kilomètres de ligne le signal n'était plus détectable. Avec les outils propres aux télégraphistes, l'étude des phénomènes de propagation, motivée par cette limitation aboutit à la théorie des lignes

et aux concepts d'impédance caractéristique, d'adaptation d'impédance et d'ondes progressives. Les équations développées à l'époque portent encore le nom de leurs géniteurs, elles constituent les "équations des télégraphistes" (voir ci-dessous).

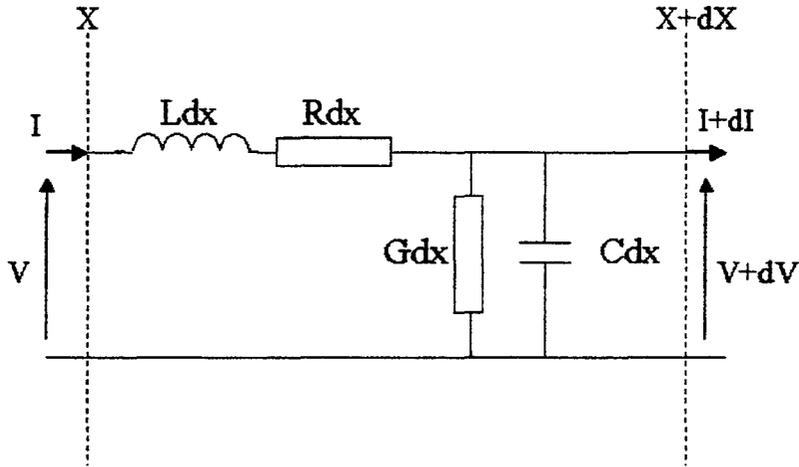


Figure 3.1 Schéma équivalent d'une ligne de propagation TEM

L'équation des télégraphistes:

D'après la figure 3.1, les équations des télégraphistes découlent des lois des nœuds et des mailles :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - (RC + LC) \frac{\partial v}{\partial t} - RGv = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} - LC \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} - (RC + LC) \frac{\partial i}{\partial t} - RGi = 0 \quad (3.2)$$

Dans le cas où le régime est sinusoïdal ($v = Ve^{j\omega t}$; $i = Ie^{j\omega t}$), les équations (3.1) et (3.2) donnent :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)V \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = (R + jL\omega)(G + jC\omega)I \quad (3.4)$$

Le second terme de l'équation est assimilable à une constante de propagation et on pose: $\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)}$. γ est une valeur complexe dont la partie réelle est une constante d'affaiblissement (en Np/m) et dont la partie imaginaire est une constante de phase (en rad/m). Dans le cas particulier des lignes sans pertes, la constante de propagation est égale à la constante de phase $\gamma = \beta = \omega\sqrt{LC}$. On trouve alors la vitesse de phase $v_p = 1/\sqrt{LC}$.

La distribution de la tension et du courant le long de la ligne est la somme de deux ondes se propageant dans des directions opposées (i : l'onde incidente et r : l'onde réfléchie). L'impédance caractéristique est définie par le rapport tension/courant des ondes :

$$Z_c = \frac{V_i}{I_i} = \frac{V_r}{I_r} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (3.5)$$

Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne, elle s'exprime en Ω . Dans le cas d'une ligne à faibles pertes, l'expression de l'impédance caractéristique se simplifie en :

$$Z_c = \sqrt{L/C} \quad (3.6)$$

Si la ligne est fermée sur une charge d'impédance caractéristique Z_c alors le courant et la tension réfléchis sont nuls. Le régime qui s'établit sur cette ligne est appelé régime d'ondes progressives.

Ces équations ont le mérite d'introduire des notions telles que l'impédance caractéristique, la vitesse de phase et d'adaptation d'impédance que nous retrouverons en hyperfréquence. Mais l'aspect général de la propagation des champs électromagnétiques repose sur les équations de Maxwell, dont nous rappelons les relations dans le paragraphe suivant.

1.1.2 Equations de propagation des champs électromagnétiques

Dans un milieu avec une densité de charges ρ et parcouru par une densité de courant \vec{J} , les champs électrique \vec{E} , magnétique \vec{H} et les champs inductions électrique \vec{D} , magnétique \vec{B} sont liés par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (3.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.10)$$

avec $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \vec{x} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{y} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{z}$. A ces quatre équations, on ajoute l'équation de conservation de la charge :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.11)$$

Nous devons faire une distinction entre les courants et les charges qui sont les sources des champs et les courants et les charges induits par les champs dans un milieu avec une conductivité finie. Ce dernier courant est proportionnel au champ électrique et représenté par le terme $\sigma \vec{E}$ (σ est la conductivité du milieu). Le courant de conduction peut être pris en compte en remplaçant la permittivité ϵ par la permittivité complexe $\epsilon' (1 - j \tan \delta)$ avec $\delta = \arctan \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'} + \frac{\sigma}{\omega \epsilon'} \right)$ (ω est la pulsation de l'onde). La densité de charge libre, exceptée celle associée aux courants imposés, peut-être estimée nulle. Ainsi la densité de charges et la densité de courant apparaissant dans les équations de propagation sont les charges et les courants d'excitation.

En combinant les équations (3.7), (3.8), (3.9) et (3.10), pour un régime sinusoïdal, on obtient les équations de propagation ou équations de Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = i\omega \mu \vec{J} - \frac{\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}}{i\omega \epsilon} \quad (3.12)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{J} \quad (3.13)$$

avec $k^2 = \epsilon \mu \omega^2$.

Par la suite, nous poserons $\vec{J} = \vec{0}$. En hyperfréquence, cette hypothèse traduit que l'étude de la propagation se fait loin des sources. En optique, cette condition est généralement admise. Elle traduit que le concept de courant disparaît à ces longueurs d'ondes. Les équations de propagation sont réduites à la forme suivante:

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (3.14)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = \vec{0} \quad (3.15)$$

1.2 Modes

L'énergie électromagnétique d'une onde confinée se répartit en une ou plusieurs configurations suivant la géométrie et les dimensions de l'espace qu'on lui concède (on peut y voir la tendance de tout à chacun d'occuper tout l'espace à sa disposition). Chaque configuration est appelée mode. Les modes constituent une base orthonormée (voir page suivante) de sorte qu'il n'y ait pas d'échange d'énergie entre deux configurations et que la distribution d'énergie puisse se décomposer à tout instant et à chaque section du guide comme la somme pondérée de tous les modes. Les champs électriques et magnétiques s'expriment alors sous la forme:

$$\vec{E} = \sum_{\nu} \sum_{\mu} a_{\nu\mu} \vec{E}_{\nu\mu} + \int_0^{\infty} \int a(\nu, \mu) \overrightarrow{E_{\nu,\mu}(x,y)} dx dy \quad (3.16)$$

$$\vec{H} = \sum_{\nu} \sum_{\mu} b_{\nu\mu} \vec{H}_{\nu\mu} + \int_0^{\infty} \int a(\nu, \mu) \overrightarrow{E_{\nu,\mu}(x,y)} dx dy \quad (3.17)$$

Le profil du champ se décompose en une somme finie de modes guidés et une somme continue de modes rayonnés. L'approche du guide plan en optique géométrique fournit une explication simple de la nature discrète des modes de propagation (mettre ref). Chaque mode est caractérisé par sa constante de propagation ou par son indice effectif. L'indice effectif est l'indicateur du confinement du mode, plus il est proche de l'indice du coeur, plus le mode est confiné. Sa valeur (n_{eff}) est toujours comprise entre l'indice du coeur n_c et la valeur maximale des indices de confinement $n_{g\max}$, soit $n_c > n_{eff} > n_{g\max}$. En hyperfréquence, on préfère parler de permittivité effective ϵ_{eff} liée à l'indice effectif n_{eff} par la relation: $\epsilon_{eff} = n_{eff}^2$. Pour les lignes hyperfréquences reposant sur un substrat de permittivité ϵ_{sub} , on peut donner l'encadrement suivant: $\epsilon_{sub} > \epsilon_{eff} > 1$. Le premier mode à apparaître est le plus confiné; plus l'ordre du mode augmente, moins il est confiné et son indice effectif décroît. Ainsi, suivant l'ordre $i = 1, 2, 3, 4, \dots$ on observe que les constantes de propagation décroissent avec l'ordre du mode, soit $\beta_1 > \beta_2 > \beta_3 \dots (\beta_i = n_{effi} * \beta_0$ avec β_0 le nombre d'onde dans le vide). Ces propriétés des modes seront mises à profit par la suite pour analyser les structures de propagation.

Démonstration: les modes sont orthogonaux:

Soient $\{\vec{E}_1, \vec{H}_1\}$ et $\{\vec{E}_2, \vec{H}_2\}$ les champs de deux modes, le calcul du flux de la densité de puissance donne à partir de équations de Maxwell (3.7), (3.8), (3.9) et (3.10) donne:

$$\nabla \cdot (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_2^*) = i\omega (\epsilon \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* - \mu \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2^*)$$

En inversant les indices et en prenant le complexe conjugué de l'équation précédente, l'addition de ces deux dernières donne:

$$\nabla \cdot (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_2^* + \vec{E}_2^* \wedge \vec{H}_1) = 0 \quad (3.18)$$

Si on exprime les champs en fonction des modes: $\vec{E}_1 = \vec{E}_\nu(x, y) \exp(-i\beta_\nu z)$ et $\vec{E}_2 = \vec{E}_\mu(x, y) \exp(-i\beta_\mu z)$, l'équation (3.18) donne:

$$\nabla_t \cdot \left(\vec{E}_\nu \wedge \vec{H}_\mu^* + \vec{E}_\mu^* \wedge \vec{H}_\nu \right)_t - i(\beta_\nu - \beta_\mu) \left(\vec{E}_{t\nu} \wedge \vec{H}_{t\mu}^* + \vec{E}_{t\mu}^* \wedge \vec{H}_{t\nu} \right)_z = 0 \quad (3.19)$$

Nous avons séparé les composantes transversales (t) et longitudinales (z). En appliquant le théorème de la divergence au premier terme de l'équation (3.19), on calcule la circulation du vecteur $\vec{E}_\nu \wedge \vec{H}_\mu^* + \vec{E}_\mu^* \wedge \vec{H}_\nu$ sur contour fermé. Comme les modes sont confinés, l'amplitude décroît exponentiellement. Pour un contour infiniment loin du guide, l'intégrale tend vers zéro. Pour les modes rayonnés, l'argument est plus compliqué et implique la nature oscillatoire de ces modes.

Les termes restant après cette première simplification sont:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \left(\vec{E}_{t\nu} \wedge \vec{H}_{t\mu}^* + \vec{E}_{t\mu}^* \wedge \vec{H}_{t\nu} \right) dx dy = 0 \quad (3.20)$$

Implicitement nous avons posé $\beta_\nu \neq \beta_\mu$, chaque mode est caractérisé par sa constante de propagation. Pour une onde se propageant en sens inverse (notée $-\nu$), par symétrie nous avons $E_{t,-\nu} = E_{t,\nu}$ et $H_{t,-\nu} = -H_{t,\nu}$ et l'équation (3.20) devient:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \left(\vec{E}_{t\nu} \wedge \vec{H}_{t\mu}^* - \vec{E}_{t\mu}^* \wedge \vec{H}_{t\nu} \right) dx dy = 0 \quad (3.21)$$

En additionnant les équations (3.20) et (3.21), on obtient l'équation d'orthogonalité des modes:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{t\nu} \wedge \vec{H}_{t\mu}^* dx dy = 0$$

avec $\nu \neq \mu$

1.3 Récapitulation

	Les hyperfréquences	L'optique
Historique	L'électricité Les télégraphes	L'optique géométrique L'optique ondulatoire
	Hertz et Rubens unifient les deux disciplines.	
Les équations de Maxwell	$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho$	$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}$ $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
Les équations de propagation	$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = i\omega\mu \vec{J} - \frac{\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}}{i\omega\epsilon}$ $\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{J}$ <p style="text-align: center;">Loin des sources $\vec{J} = 0$</p> $\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0$ $\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0$	<p style="text-align: center;">Pas de courants</p> $\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0$ $\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0$
les dimensions	Centimétriques	Micrométriques
Le comportement des matériaux	Polarisation électronique et polarisation d'orientation moléculaire ou atomique	Polarisation électronique
Les métaux	Infiniment conducteur Le champ électrique est perpendiculaire à la surface	Plasma électronique [2]
Les modes	<p style="text-align: center;">Les modes forment une base orthonormée</p> Le modèle de la ligne bifilaire Mode T.E.M.	Le modèle du guide plan Décomposition en modes T.E. et T.M.

Même si les travaux de Hertz et de Rubens ont unifié dans le domaine de l'électromagnétisme les disciplines de l'optique et des hyperfréquences, leur origine, les modèles étudiés dans chaque science et l'interaction des ondes avec la matière ont conduit à deux approches de la propagation des ondes électromagnétique. Nous conformant à cette philosophie, l'étude du modulateur à ondes progressives se scindera en deux parties: la modélisation électrique de la ligne hyperfréquence et la modélisation du guide optique.

2 Modélisation électrique

Du premier chapitre, il ressort qu'un des principaux avantages des polymères est de pouvoir servir de substrat à la réalisation d'une ligne micro-ruban. La ligne micro-ruban (fig.3.2) est composée de deux conducteurs: l'un est de largeur W , d'épaisseur t et de conductivité ρ déposé sur une face du diélectrique, l'autre est un plan métallique sur la face opposée servant de masse. Le diélectrique a une épaisseur h , une permittivité relative ϵ_r ($\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$) et un angle de perte $\tan \delta$.

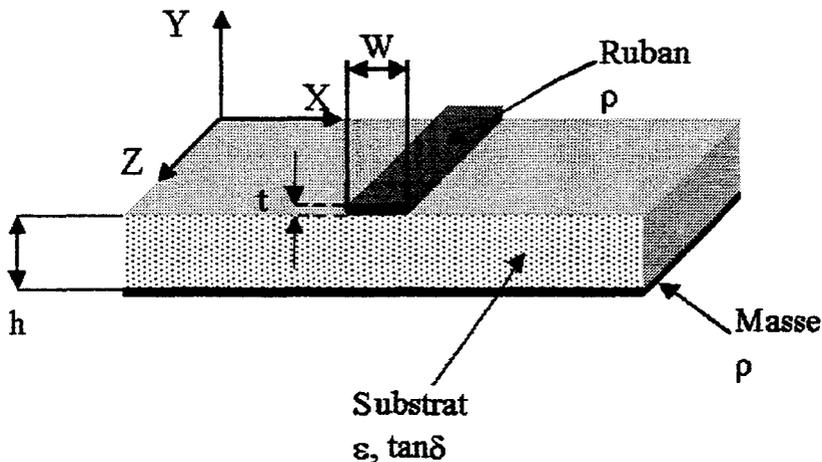


Figure 3.2 Ligne micro-ruban

2.1 Approximation quasi-TEM

Un mode TEM pur ne peut se propager dans un milieu diélectrique inhomogène pour des fréquences non-nulles. Ceci peut se démontrer aisément par la présence de l'interface air/substrat dans la section transversale de la ligne micro-ruban. Une onde T.E.M. doit avoir une vitesse c_0 dans l'air et une vitesse $c_0/\sqrt{\epsilon_r}$ dans le substrat, ainsi les deux parties de l'onde se propageant avec des vitesses différentes ne peuvent produire un mode unique. Des ondes avec une vitesse autre que c_0 ne peuvent se propager dans l'air que si des composantes longitudinales sont possibles (comme dans les guides d'ondes).

Les modes se propageant dans une ligne micro-ruban sont des modes hybrides. Les modes hybrides ont des composantes longitudinales \vec{E}_L et \vec{H}_L et des composantes transverses \vec{E}_T et \vec{H}_T . Des courants longitudinaux et transversaux se propagent dans les électrodes. A cause des courants transverses, le courant total sur les rubans métalliques ne peut plus être défini de façon globale. A cause de la présence du champ électrique longitudinal, la tension, définie par la circulation du champ électrique sur une trajectoire reliant les deux conducteurs, va dépendre du chemin d'intégration. Ceci veut dire que la tension mesurée entre les deux conducteurs va dépendre de l'endroit où on la mesure. Comme la tension et le courant ont des valeurs multiples, alors l'impédance caractéristique a des valeurs multiples pour les modes hybrides. Seule la vitesse de phase v_p d'un mode hybride a une valeur unique, qui est fonction de la fréquence.

Le mode quasi-TEM est une variante des modes hybrides très proche des modes TEM purs. La structure particulière des lignes micro-rubans se rapproche des lignes TEM, puisque seule une faible partie du champ se propage dans l'air. Le mode quasi-TEM est un mode hybride dans lequel les propriétés spécifiques du mode TEM prédominent, soit $E_L \ll E_T$ et $H_L \ll H_T$. Plus la fréquence est basse, plus les ondes approchent un mode TEM pur. Ainsi, les variations spatiales du courant et de la tension sont faibles et on peut définir une impédance caractéristique pour la ligne. On définit la fréquence maximale $f_{g,stat}$, au delà de laquelle l'approximation quasi-statique n'est plus valable. Elle est égale au dixième de la fréquence de

coupure du premier mode supérieur HE_{10} , déterminé à partir du modèle de guide d'onde planaire [3]. $f_{g,stat}$ est donnée par:

$$f_{g,stat} \simeq 0,04 \cdot Z_L/h \quad (3.22)$$

où Z_L est l'impédance caractéristique de la ligne en Ω , h est la hauteur du diélectrique en mm et $f_{g,stat}$ est exprimé en GHz.

L'approximation quasi-T.E.M. suppose alors que l'impédance caractéristique et la permittivité effective sont constants sur l'ensemble des fréquences de travail. Ces grandeurs sont donc calculées à fréquence nulle, dans le cadre de l'analyse quasi-statique.

2.2 Analyse quasi-statique

L'hypothèse quasi-statique simplifie les équations en annulant tous les termes dépendant du temps et réduit la résolution des équations de propagation à l'équation de Poisson. En l'absence de charge, elle est donnée par:

$$\nabla^2 V = 0 \quad (3.23)$$

où V est le potentiel.

L'inductance d'un conducteur quelconque est liée au champ magnétique. Dans un milieu non-magnétique ($\mu_r = 1$), la présence de diélectrique ne va pas modifier la distribution du champ magnétique et donc la valeur des inductances. Fondé sur ce principe, le calcul de l'impédance caractéristique de la ligne fait intervenir le calcul de la capacité C entre le ruban et le plan de masse pour la ligne micro-ruban (fig.3.3 à gauche) et le calcul de la capacité C_o (en F/m) entre le ruban et le plan de masse sans le diélectrique (fig.3.3 à droite). On remarquera que la structure, dont le diélectrique est remplacé par l'air, propage un mode T.E.M. pur. La vitesse de phase, dans la cas d'une ligne à faible perte, est $v_p = c_o = 1/\sqrt{LC_o}$. L'inductance L (en H/m) est donc donnée par:

$$L = \frac{1}{C_o c_o^2} \quad (3.24)$$

L'impédance caractéristique de la ligne (fig.3.3 à gauche) est donnée par:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.25)$$

En combinant les équations 3.24 et 3.25, on trouve la valeur de l'impédance caractéristique (voir le paragraphe: Equation des télégraphistes):

$$Z_c = \frac{1}{c_o} \frac{1}{\sqrt{CC_o}} = \frac{\eta_o \epsilon_o}{\sqrt{CC_o}} \quad (3.26)$$

avec $\eta_o = \sqrt{\mu_o/\epsilon_o} = 120\pi\Omega$ (impédance caractéristique du vide).

De la même façon, on détermine la vitesse de phase du signal:

$$v_p = c_o \sqrt{\frac{C_o}{C}}$$

Si l'on fait l'hypothèse que l'épaisseur du ruban est nulle, le calcul exact de C_o est possible à partir de la transformée conforme de la section droite de la ligne micro-ruban [3]. Dans chaque autre cas, la résolution de l'équation de Poisson sera numérique. Nous avons développé une méthode de calcul de la distribution du potentiel à partir de la méthode des éléments finis. L'espace est découpé en éléments réguliers de dimensions h_x et h_y (fig.3.4).

On exprime les potentiels V_i en fonction du potentiel V_o :

$$V_1 = V_o + h_x \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_o + \frac{h_x^2}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_o + \dots$$

$$V_3 = V_o - h_x \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_o + \frac{h_x^2}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_o + \dots$$

$$V_4 = V_o + h_y \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_o + \frac{h_y^2}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_o + \dots$$

$$V_2 = V_o - h_y \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_o + \frac{h_y^2}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_o + \dots$$

En exprimant les dérivés secondes du potentiel au point considéré en fonction des potentiels V_i adjacents et en négligeant les dérivés d'ordre supérieur, on obtient:

$$V_o = \frac{h_y^2 (V_1 + V_3) + h_x^2 (V_2 + V_4)}{2 (h_x^2 + h_y^2)}$$

Le potentiel est calculé de proche en proche à l'intérieur de la fenêtre de simulation. Le calcul est arrêté lorsque la différence (dûe aux approximations) entre deux itérations est inférieure à la précision désirée. Les conditions aux limites sont les suivantes:

- sur les bords de la fenêtre de calcul, on applique les conditions de Neumann. Le champ ne sort pas de la fenêtre de simulation;
- sur les rubans métalliques, les conditions de Dirichlet. Le potentiel est fixe à la surface des métaux;
- aux interfaces diélectriques, les conditions de discontinuité de champ électrique. Sur la figure 3.5 est représentée une surface séparant deux milieux d'indice différent. \vec{n}_1 et \vec{n}_2 sont les vecteurs normalisés perpendiculaires à la surface. La relation de discontinuité des champs électriques est donnée par:

$$\varepsilon_1 \vec{n}_1 \cdot \vec{E}_1 - \varepsilon_2 \vec{n}_2 \cdot \vec{E}_2 = \vec{0}$$

en l'absence de densité de charges à la surface.

2.3 Approche dans le Domaine Spectral (A.D.S.)

Comme nous l'avons déjà écrit, la ligne micro-ruban ne supporte pas de mode T.E.M. pur. Les modes hybrides qui se propagent dans la ligne sont appelés mode EH_m ou modes HE_m , les modes hybrides possèdent des composantes longitudinales des champs électrique et magnétique. Le mode EH_m (resp. HE_m) désigne le mode hybride dont la composante longitudinale du champ électrique (resp. magnétique) est supérieur à la composante longitudinale du champ magnétique (resp. électrique). Les modes hybrides ne peuvent être pleinement décrit en terme de capacité et d'inductance statique. Les équations de propagation doivent être

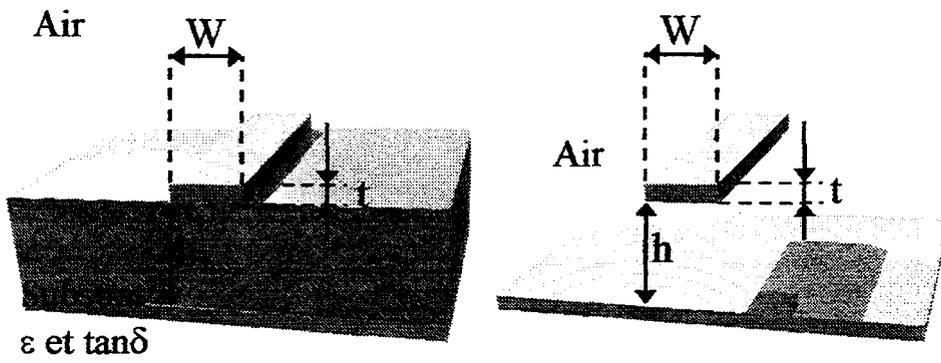


Figure 3.3 Principe de calcul de l'impédance caractéristique en analyse statique

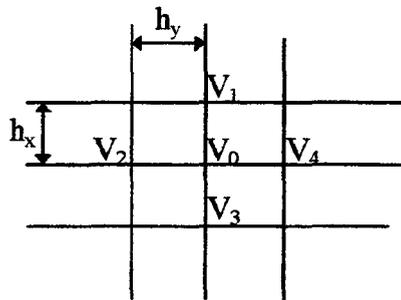


Figure 3.4 Espace de simulation

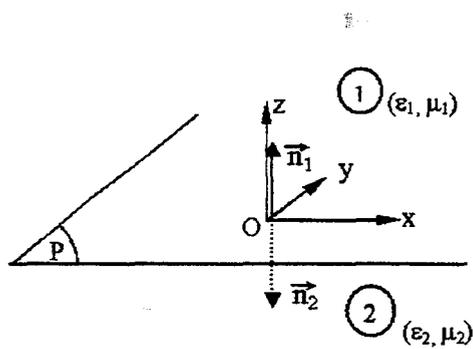


Figure 3.5 Surface de discontinuité

résolues sous leur forme complète (3.12) et (3.13) pour déterminer les constantes de propagation plutôt que les capacités évaluées en analyse quasi-statique.

L'Approche dans le Domaine Spectral [4], [5] est un calcul exact de la constante de propagation complexe d'une ligne hyperfréquence. Le principe de la méthode repose sur la transformée de Fourier selon l'axe x de l'espace réel (Figure 3.6). L'espace transposé est un guide plan multicouche, dont la résolution des équations de propagation peut se décomposer en modes T.E. ou T.M. L'application des conditions de continuité peut se faire dans l'espace réel (méthode des équations intégrales) ou dans l'espace image (méthode de Galerkin). Nous utilisons le code de calcul [6] développé dans l'équipe dirigée par le professeur P. Kennis. Sur un ordinateur personnel (P.C. 400 MHz), le temps de calcul de la constante de propagation et de l'impédance caractéristique est inférieur à la seconde.

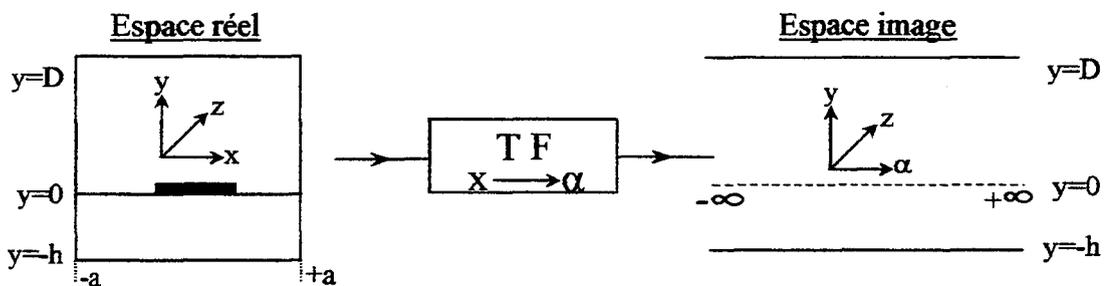


Figure 3.6 L'Approche dans le Domaine Spectral

3 Modélisation optique

Partons du principe physique suivant: la lumière suit le chemin le plus rapide. La vitesse de groupe de l'onde optique doit être la plus grande. Comme le produit vitesse de groupe par vitesse de phase est constant (voir démonstration ci-dessous), la vitesse de phase doit être minimale. L'onde optique se confine donc le milieu dont l'indice est le plus fort. Pour confiner la lumière dans les deux directions du plan, il faut créer une zone d'indice de réfraction fort dans un milieu d'indice plus faible (équivalent à un « puit de potentiel » [7]). Partant de ces considérations, on peut distinguer les différents guides d'ondes optiques suivants:

- les guides enterrée (fig.3.7): le matériau d'indice plus fort est noyé dans un matériau d'indice plus faible. C'est le guide le plus courant avec les matériaux amorphes comme la silice, le niture de silicium et les polymères. Il est également utilisé en III-V dans les laser.
- les guides en arêtes (fig.3.7): un guide plan est gravé pour former un ruban à sa surface. Par rapport au guide plan, le ruban va créer un espace où la vitesse de groupe de la lumière est plus grande. La lumière est alors confinée par le ruban.
- les guides chargés par un ruban diélectrique (fig.3.8): il s'agit du même principe que le guide en arête mais le ruban est d'un matériau différent du guide plan. Le matériau modifie localement l'indice de réfraction vu par l'onde. Comme celui-ci est supérieur à l'indice de l'air, l'onde est confinée sous le ruban.

- les guides chargés par un ruban métallique (fig.3.8): si la partie réelle de l'indice du ruban est inférieure à celle de l'air comme dans le cas des métaux comme l'or, l'argent, le platine ou le cuivre, l'indice effectif de l'onde sous le ruban est inférieur à celui associé à l'onde du guide plan. Dans ce cas de figure, pour créer une situation de guidage, deux rubans métalliques sont nécessaires pour former le guide optique.

Démonstration: le produit vitesse de phase par vitesse de groupe est constant.

En combinant les équations de Maxwell (Eq.3.7), (Eq.3.7), (Eq.3.7) et (Eq.3.7), on obtient l'équation de propagation dans un milieu hétérogène:

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left(\frac{\nabla \epsilon_r(x, y, z)}{\epsilon_r(x, y, z)} \cdot \vec{E} \right) + \mu(x, y, z) \epsilon(x, y, z) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (3.27)$$

Pour simplifier, on écrit $\epsilon(x, y, z) = \epsilon$ et $\mu(x, y, z) = \mu$. De plus, pour faciliter la lecture, nous faisons l'hypothèse d'un seul mode; mais la démonstration peut se développer pour une structure multimode. On pose qu'un profil de champ se propage avec une constante de propagation β , soit:

$$\vec{E} = \vec{E}_o e^{j(\omega t - \beta z)}$$

où \vec{E}_o est un profil de champ quelconque dépendant des variables x et y . Ceci suppose qu'un mode se propage sans réflexion et donc que le milieu est invariant dans la direction z . On a donc $\frac{\partial \epsilon_r}{\partial z} = 0$, le terme $\frac{\nabla \epsilon_r(x, y, z)}{\epsilon_r(x, y, z)} \cdot \vec{E}$ de l'équation 3.27 ne dépend plus de z .

L'équation 3.27 devient:

$$\nabla_T^2 \vec{E}_o + \nabla_T \left(\frac{\nabla_T \epsilon_r(x, y, z)}{\epsilon_r(x, y, z)} \cdot \vec{E}_o \right) + (\omega^2 \mu \epsilon - \beta^2) \vec{E}_o = \vec{0} \quad (3.28)$$

On dérive alors cette équation par rapport à β . Comme les deux premiers termes et \vec{E}_o sont indépendants de β , la dérivé de l'équation 3.28 donne:

$$2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \mu \epsilon - 2\beta = 0$$

ou encore

$$2\beta \left(\frac{\omega}{\beta} \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \mu \epsilon - 1 \right) = 0$$

Comme la vitesse de phase est définie par $v_\phi = \frac{\omega}{\beta}$, la vitesse de groupe définie par $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta}$ et $\frac{c^2}{n_{eff}^2} = \frac{1}{\mu \epsilon}$, on obtient:

$$v_g \cdot v_\phi = \frac{c^2}{n_{eff}^2}$$

Ces structures ont des géométries quasi-planaires avec des angles droits. Il en résulte que les conditions aux limites ne font apparaître des couplages entre les composantes des champs qu'aux points anguleux. Si on les néglige, le champ électrique peut se décomposer suivant les deux directions de la section droite du guide. On retrouve dans ce cas la décomposition en modes Transverse Electrique (T.E.) et Transverse Magnétique (T.M.) du guide plan. La résolution des équations de propagation du guide plan est déjà abordée dans le second chapitre au paragraphe 2.2.1, pour de plus amples informations nous renvoyons le lecteur aux références suivantes: [8], [9], [10] et [11]. Fondé sur le principe de la décomposition en mode T.E. ou T.M., la méthode des indices effectifs et la méthode de MARCATILI permettent une approche des guides en trois dimensions. L'analyse de la propagation dans des structures plus complexes sera numérique.

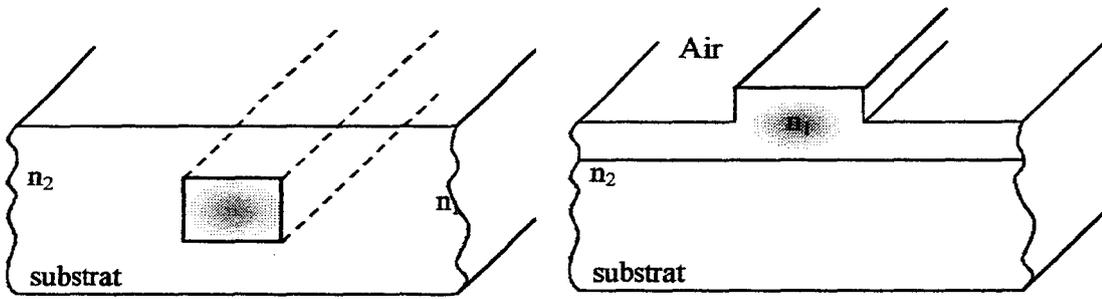


Figure 3.7 Guide enterré (à gauche) et guide en arête (à droite)

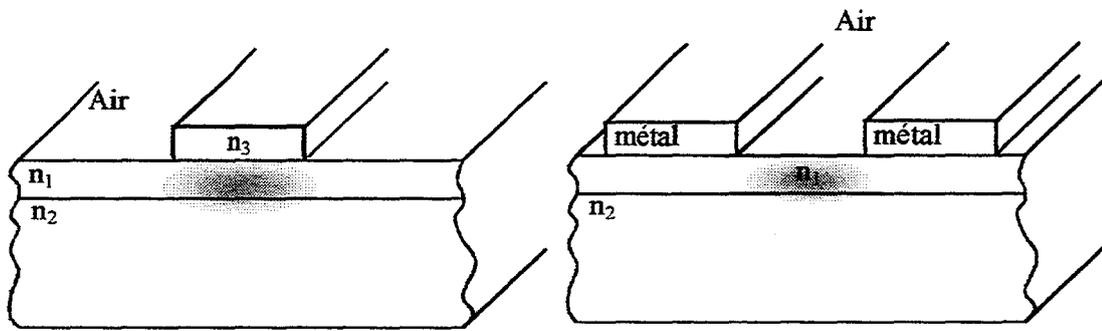


Figure 3.8 Guides chargés par un ruban diélectrique (à gauche) et par un ruban métallique (à droite)

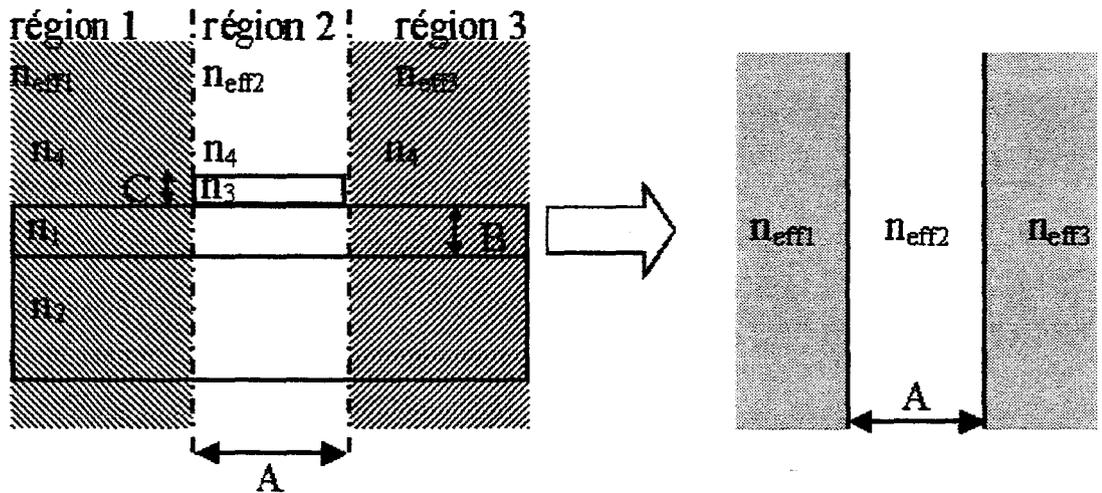


Figure 3.9 Principe de la méthode des indices effectifs

3.0.1 Méthode des indices effectifs [8]

La méthode des indices effectifs s'opère en deux étapes. Dans un premier temps, le guide optique est décomposé en trois zones qui seront traitées comme des guides plans (fig. 3.9 à gauche). L'analyse de ces guides plans fournit les diagrammes de dispersion, les modes de propagation autorisés dans le guide et les indices effectifs associés aux différents modes en fonction des indices n_i et des paramètres géométriques B et C . L'information complète du confinement de la lumière est contenue dans l'indice effectif. Ainsi pour le mode considéré, chaque zone peut être remplacée par une zone homogène d'indice égale à l'indice effectif du mode. La structure de confinement en trois dimensions se résume maintenant à un second guide plan (fig. 3.9 à droite) dont on fait une seconde analyse en changeant la polarisation du mode (si la première analyse est faite en mode TE, la seconde est faite en mode TM et vice-versa). Cette seconde analyse fournira les indices effectifs des modes dans le guide en ruban en fonction des indices effectifs n_{effi} et de la largeur du ruban A . Cette méthode est par son mode opératoire particulièrement bien adaptée à l'étude des guides en ruban. Toutefois, le principe de décomposition en deux guides plans ne peut tenir compte du confinement dans les deux directions en même temps; la méthode est limitée à l'étude des guides à faible confinement. Pour des guides à fort confinement, un modèle proposé par Marcatili permet une analyse simple.

3.0.2 Méthode de MARCATILI [12]

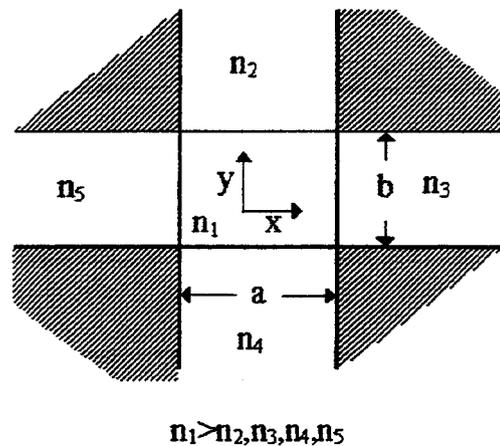


Figure 3.10 Zonage de la section du guide optique

Le modèle de Marcatili s'inspire de l'analyse du guide plan. Pour que la lumière soit guidée, il faut que le champ soit confiné dans le coeur du guide et donc que l'amplitude du champ suive les mêmes lois que celles établies pour le guide plan: exponentielle décroissante dans les régions de confinement et sinusoïdale dans le coeur. Pour aborder le problème avec simplicité, les variables sont séparées de façon à exprimer le champ comme le produit de fonctions ne dépendant que d'une seule variable. Cette méthode impose de négliger

les zones où les variables sont corrélées (régions angulaires du guide, zones hachurées de la figure 3.10). L'accord avec les hypothèses est possible pour des modes fortement confinés ou loin de la coupure du mode supérieur. Les modes du guide d'onde rectangulaire peuvent être regroupés en deux bases E_{pq}^x et E_{pq}^y , où les nombres p et q correspondent au nombre de maxima dans la distribution du champ suivant les directions x et y . Pour les modes E_{pq}^y , seule la composante E_y a une valeur significative, les composantes E_x et E_z sont négligeables. Par symétrie, les modes E_{pq}^x sont caractérisés par leur composante E_x , les composantes E_y et E_z sont négligeables.

L'analyse de Marcatili:

Par analogie avec le guide plan, nous pouvons poser:

$$H_{x\nu} = \exp(-jk_z z + j\omega t) \begin{cases} M_1 \cos(k_{x1}x + \alpha) \cos(k_{y1}y + \beta) & \text{pour } \nu = 1 \\ M_2 \cos(k_{x2}x + \alpha) \exp(-jk_{y2}y) & \text{pour } \nu = 2 \\ M_3 \cos(k_{y3}y + \beta) \exp(-jk_{x3}x) & \text{pour } \nu = 3 \\ M_4 \cos(k_{x4}x + \alpha) \exp(jk_{y4}y) & \text{pour } \nu = 4 \\ M_5 \cos(k_{y5}y + \beta) \exp(jk_{x5}x) & \text{pour } \nu = 5 \end{cases}$$

où M_ν est l'amplitude, ω est la fréquence et ε_0 la permittivité du vide. Les phases α et β localisent les maximums dans la région 1 et $k_{x\nu}$ et $k_{y\nu}$ sont les constantes de propagation transverses dans les divers milieux respectifs. Les conditions aux limites imposent $k_{x1} = k_{x2} = k_{x4} = k_x$ et $k_{y1} = k_{y3} = k_{y5} = k_y$. Ainsi on peut démontrer que:

$$k_z = (k_1^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} \quad (3.29)$$

avec $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Pour le mode E_{pq}^y , seuls les composantes E_y et H_x sont non-nulles. En appliquant les conditions de continuité des champs aux limites de la région 1, nous obtenons:

$$k_x a = p\pi - \arctan k_x \zeta_3 - \arctan k_x \zeta_5 \quad (3.30)$$

et

$$k_y b = q\pi - \arctan \frac{n_2^2}{n_1^2} k_y \eta_2 - \arctan \frac{n_4^2}{n_1^2} k_y \eta_4 \quad (3.31)$$

avec

$$\zeta_3 = \frac{1}{|k_{x3}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_3} \right)^2 - k_x^2 \right]^{1/2}} \quad (3.32)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{|k_{y2}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_2} \right)^2 - k_y^2 \right]^{1/2}} \quad (3.33)$$

et $A_\nu = \frac{\pi}{(k_1^2 - k_\nu^2)^{1/2}} = \frac{\lambda_0}{2(n_1^2 - n_\nu^2)^{1/2}}$ où $\nu = 2, 3, 4, 5$

Les équations (3.29), (3.30) et (3.31) peuvent être résolues numériquement ou analytiquement au prix d'approximations.

A titre de comparaison, nous avons confronté la méthode de Marcatili avec un logiciel de calcul de mode commercial. Pour un guide enterré carré avec un cœur en P.M.A.-D.R.1 et un confinement en polyimide S.F.11, l'épaisseur de coupure du premier mode est de $2,9 \mu\text{m}$ à $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ et de $2,4 \mu\text{m}$ à $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$. A l'aide du logiciel Optical Waveguide Mode Solvers Suite développé par Apollo Photonics Inc., les épaisseurs de coupure du premier mode supérieur sont $2,6 \mu\text{m}$ à $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ et $2,2 \mu\text{m}$ à $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$. La différence entre les épaisseurs s'expliquent essentiellement par la décorrélation des variables du modèle de Marcatili.

La résolution analytique des équations de propagation s'arrête aux cas que nous venons de présenter. La modélisation de guide optique à géométrie complexe ne peut être abordée que sous un angle numérique. Les

outils développés dans l'équipe par Luc Joannès [13], Guanghai Jin [14] et Vincent Magnin [15] utilisent le principe des faisceaux propagés.

3.1 Méthode des faisceaux propagés

Les termes de « méthode des faisceaux propagés (ou Beam Propagation Method suivant la dénomination anglo-saxonne) » recouvrent plusieurs approches de la propagation guidée. La plus complète est probablement l'approche dans le domaine temporel [16], [17]. Elle permet notamment d'étudier la réflexion de la lumière selon des axes quelconques ou la diffraction à grand angle. Pour des structures droites ou avec un angle faible par rapport au faisceau de lumière, il est possible d'utiliser l'approche dans le domaine spatial, la variable temporelle est éliminée (régime permanent). Quelle que soit l'approche considérée, on peut distinguer différentes façons de résoudre les équations: la transformée de Fourier (BPM-FFT) [18] ou les différences finies (BPM-FD) [19].

3.1.1 Principe et hypothèses

Le principe de la méthode des faisceaux propagés dans le domaine spatial est de diviser la structure en «tranches» espacées d'un pas de propagation élémentaire et de résoudre les équations de propagation de la tranche suivante à partir du champ connu de la tranche précédente.

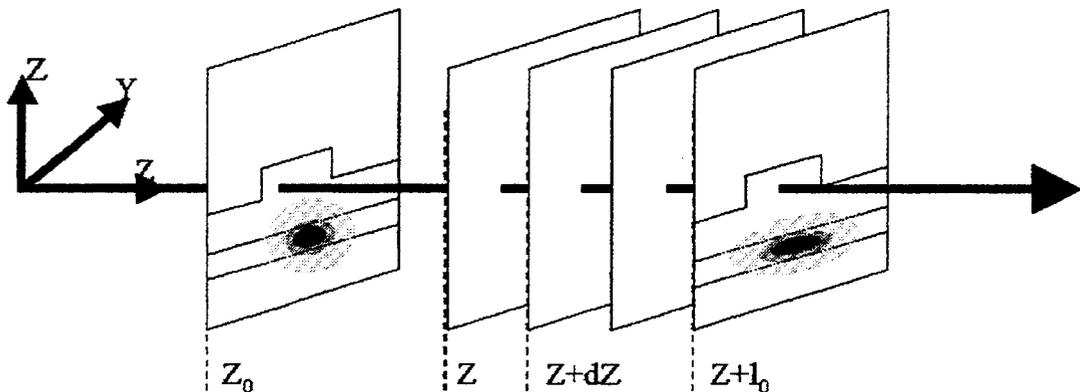


Figure 3.11 Principe de la B.P.M.

Jusqu'ici nous avons toujours considéré que l'onde se propageait dans un milieu isotrope et homogène par partie, les relations de dispersion étaient obtenues par l'application des relations de continuité des champs électrique et magnétique aux interfaces. Si nous introduisons dans les équations de Maxwell une permittivité fonction de l'espace $\varepsilon(x, y, z)$, les équations de propagation incluent un nouveau terme représentant le couplage entre les différentes composantes des vecteurs:

$$\nabla^2 \vec{E} + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \varepsilon_r(x, y, z)}{\varepsilon_r(x, y, z)} \cdot \vec{E} \right) + \mu(x, y, z) \varepsilon(x, y, z) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (3.34)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + \frac{\vec{\nabla} \varepsilon_r(x, y, z)}{\varepsilon_r(x, y, z)} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}) + k_0^2 \varepsilon_r(x, y, z) \vec{H} = 0 \quad (3.35)$$

Le faisceau est propagé dans la direction des z croissants, ainsi nous devons faire l'hypothèse que la permittivité varie faiblement dans cette direction (soit $\partial \varepsilon_r / \partial z = 0$) afin de ne pas avoir à prendre en compte des éventuelles réflexions des champs. Cette hypothèse simplifie les équations (3.34) et (3.35):

$$\nabla^2 E_i + \nabla_i \left(\frac{1}{\varepsilon_r(x, y, z)} \cdot \nabla_i \varepsilon_r(x, y, z) \cdot E_i + \frac{1}{\varepsilon_r(x, y, z)} \cdot \nabla_{i'} \varepsilon_r(x, y, z) \cdot E_{i'} \right) + k_0^2 \varepsilon_r(x, y, z) E_i = 0 \quad (3.36)$$

$$\nabla^2 H_i - \frac{\nabla_i \varepsilon_r(x, y, z)}{\varepsilon_r(x, y, z)} [\nabla_{i'} H_i - \nabla_i H_{i'}] + k_0^2 \varepsilon_r(x, y, z) H_i = 0 \quad (3.37)$$

où i et i' indique les directions transversales à la direction de propagation. A ce stade, les équations de propagation sont encore complexes; mais grâce à deux approximations, nous pouvons obtenir une forme facilement programmable.

La première hypothèse consiste à considérer qu'il n'y a pas de couplage entre les composantes du champ, cela revient à retirer les termes croisés des équations (3.36) et (3.37). Elle implique que l'on peut décomposer le champ suivant les deux axes du repère de la section de guide. Pour un algorithme en deux dimensions (y, z), cette hypothèse s'apparente à une décomposition en mode Transverse Electrique ou Transverse Magnétique. Cette approximation est justifiée de la même façon que la méthode des indices effectifs, sachant que la forme particulière des guides optiques ne favorise pas le couplage des composantes. La méthode des faisceaux propagés fondée sur cette hypothèse est appelée B.P.M. semi-vectorielles [20] [21] par opposition à la méthode vectorielle [22]. Cette première hypothèse est appelée l'*approximation scalaire* (ne pas confondre avec la B.P.M. scalaire dans laquelle les discontinuités aux interfaces ne sont pas prises en compte).

La seconde approximation doit permettre d'obtenir facilement la distribution du champ après un pas de propagation. Dans les équations (3.36) et (3.37), nous pouvons remplacer E_i par:

$$E_i = \Psi(x, y, z) \exp(-i\beta z)$$

La dérivée seconde en fonction de z contenue dans le terme $\nabla^2 E_i$ donne alors:

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \Psi(x, y, z)}{\partial z^2} \exp(-i\beta z) - 2i\beta \frac{\partial \Psi(x, y, z)}{\partial z} \exp(-i\beta z) - \beta^2 \Psi(x, y, z) \exp(-i\beta z)$$

Le nouveau profil du champ après un pas de propagation est calculé à partir des dérivés première et seconde de la fonction $\Psi(x, y, z)$ mais la dérivée seconde fait intervenir le profil sur trois pas de propagation. Si l'on considère de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation, nous pouvons faire l'approximation suivante:

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

Cette hypothèse s'appelle l'*approximation paraxiale*. Il a été montré avec une technique non paraxiale que les résultats diffèrent peu et donc que l'approximation paraxiale peut être appliquée à diverses structures [23] [19]. Sous forme discrète, les équations (3.36) et (3.37) deviennent:

$$2i\beta \frac{\Psi(x_l, y_m, z_{n+1}) - \Psi(x_l, y_m, z_n)}{z_{n+1} - z_n} = \Delta \Psi(x_l, y_m, z_n) + (k_0^2 n^2(x_l, y_m, z_n) - \beta^2) \Psi(x_l, y_m, z_n) \quad (3.38)$$

où Δ est l'opérateur fonction de la polarisation choisie, l , m et n sont les indices de la discrétisation du guide. Les opérateurs sont discrétisés à partir d'un développement de Taylor des dérivés; l'équation se développe en un système d'équations linéaires que l'on résout par des algorithmes classiques.

3.1.2 Analyse modale à partir de la méthode des faisceaux propagés [24]

Le profil du mode peut se décomposer en fonction des modes guidés de la manière suivante:

$$\vec{E}_{(x,y,z)} = \sum_n a_n \vec{E}_n(x, y) e^{-i\beta_n z} \quad (3.39)$$

avec a_n le poids du mode $E_n(x, y)$ et β_n la constante de propagation de chaque mode. Pour une structure en trois dimensions et pour plus de précision, une notation avec deux indices est utilisée pour indiquer le nombre de maxima dans les deux directions de l'espace. Dans cet exemple, nous n'utiliserons qu'un indice de façon à normaliser l'organisation des modes par ordre d'apparition.

La méthode est fondée sur la propagation de l'onde selon l'axe imaginaire iz . En remplaçant z par iz , l'équation (3.39) devient:

$$\vec{E} = \sum_n a_n E_n(x, y) e^{\beta_n z} \quad (3.40)$$

L'énergie dans le guide croît avec la propagation, mais la relation $\beta_0 > \beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_n > \beta_{n+1}$ montre que plus l'ordre du mode est faible, plus le mode est amplifié. Au bout d'une propagation suffisamment longue, le mode fondamental est prépondérant dans la distribution d'énergie et nous pouvons faire l'approximation de l'égalité des deux. Les modes d'ordre supérieur sont calculés «en vertu» du principe d'orthogonalité des modes, après calcul du mode $n - 1$ on retranche à chaque pas de propagation le poids des $n - 1$ modes pour n'obtenir que le mode d'ordre n . L'indice effectif du mode découle directement de l'équation de propagation (3.34):

$$n_{eff} = \frac{\iint [k_0^2 n^2(x, y, z) |E|^2 - |\partial E / \partial x|^2 - |\partial E / \partial y|^2] dx dy}{\iint |E|^2 dx dy} \quad (3.41)$$

Nous avons adapté cette méthode au programme de B.P.M.-3D. en différences finies. Pour éviter tout problème de conditions aux limites en bord de fenêtre de calcul, l'énergie du mode est normalisée à chaque pas de propagation. Cette méthode présente l'avantage de pouvoir calculer le mode de structures très complexes, mais reste sensible au degré de symétrie de la géométrie de guide.

La décroissance de la constante de propagation avec l'ordre ($\beta_0 > \beta_1 > \beta_2 > \dots > \beta_n > \beta_{n+1}$) montre que la distance de propagation nécessaire et donc le temps de calcul augmentent avec l'ordre du mode. D'autre part, si le calcul du mode fondamental ne pose généralement pas de problème, l'injection d'une gaussienne, fonction paire (dans les deux directions du plan de section), ne favorise pas le calcul du premier mode supérieur, fonction impaire dans l'une des directions. Au détriment du temps de calcul du mode fon-

damental, pour favoriser l'apparition du mode supérieur, on pourra décentrer l'injection de la gaussienne ou tronquer son profil pour obtenir une distribution ni paire, ni impaire.

A titre d'exemple, nous présentons l'analyse modale d'un guide enterré de forme carré avec une différence d'indice de 0,1. Les dimensions sont choisies pour que le guide soit multimode. Sur la figure 3.12, nous avons représenté l'évolution de l'indice effectif des modes en fonction de la distance de propagation sur l'axe imaginaire.

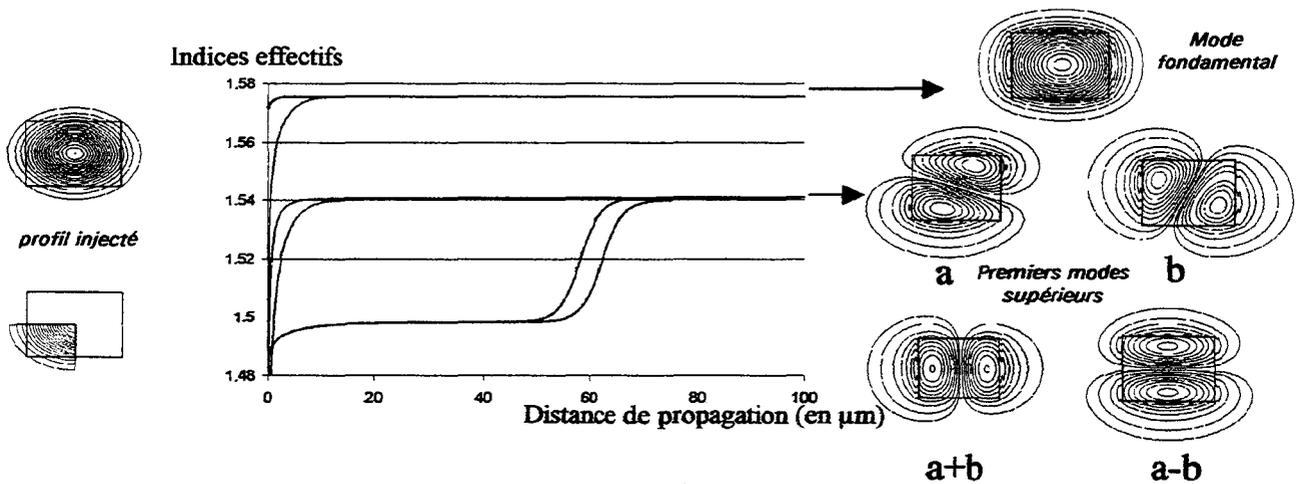


Figure 3.12 Convergence de l'indice en fonction du profil injecté

Lorsque le profil injecté au centre du guide est une gaussienne, le calcul du mode fondamental converge sur quelques micromètres. Par contre, pour le calcul du premier mode supérieur, on observe un pallier correspondant au temps nécessaire pour que les fonctions impaires du bruit numérique soient amplifiées. En revanche, le spectre de la gaussienne tronquée contient des fonctions paires et impaires, le calcul de l'indice effectif converge sur une dizaine de micromètres contre 80 micromètres pour la gaussienne. Le profil du mode calculé n'est pas très académique, la dénomination en mode TE_{nm} et TM_{nm} n'est possible qu'après remaniement des profils obtenus. D'autre part, l'algorithme calcule d'abord les modes du plus fort indice effectif, l'indice le plus élevé de la fenêtre de simulation doit donc être celui du cœur du guide. Il est alors difficile de trouver un critère systématique de convergence d'arrêt de la simulation.

Enfin, nous avons comparé les indices effectifs calculés par la méthode de Marcatili avec ceux calculés par la méthode de propagation sur l'axe imaginaire. La structure (figure 3.13) constituée d'un guide carré de $1,8 \mu\text{m}$ de côté, d'indice $n=1,6$ et entouré d'un confinement homogène d'indice $n=1,5$, est proche du modèle idéal de Marcatili. L'épaisseur de coupure du premier mode supérieur pour le guide plan avec les mêmes indices est de $1,35 \mu\text{m}$. L'analyse de Marcatili et la méthode de propagation sur l'axe imaginaire donnent une épaisseur de coupure du premier mode supérieur de $1,8 \mu\text{m}$. Sur le tableau de la figure 3.13 sont rassemblés les indices effectifs de chaque mode pour chaque méthode de calcul. On peut remarquer que la différence entre les deux valeurs augmente avec l'ordre du mode. Ceci s'explique par le fait que les modes d'ordre supérieur sont moins confinés que les modes d'ordre inférieur.

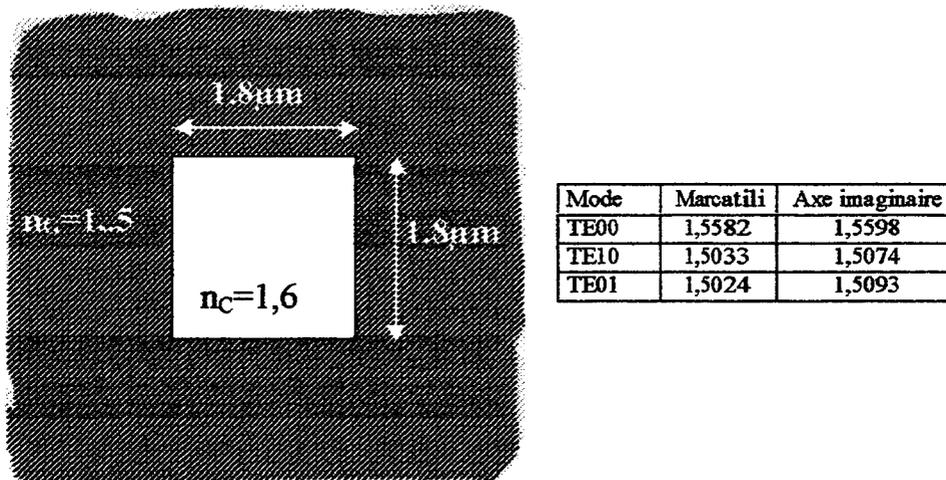


Figure 3.13 Analyses modales comparées

Possédant les outils de modélisation hyperfréquence et optique, nous pouvons passer à la conception du modulateur.

4 Conception des guides

Dans le modulateur électro-optique à ondes progressives, l'utilisation d'une ligne micro-ruban offre naturellement une adéquation des vitesses de phase des ondes optique et hyperfréquence. L'effort de conception de la ligne micro-ruban se porte alors sur la réalisation d'un ligne adaptée en impédance à la source hyperfréquence et d'une ligne à faibles pertes pour augmenter la bande passante. Le guide optique sera ensuite dimensionné en fonction de la ligne micro-ruban.

4.1 Ligne micro-ruban

4.1.1 Impédance caractéristique 50Ω

La ligne hyperfréquence du modulateur est le prolongement des circuits micro-onde du modulateur électro-optique. L'impédance caractéristique de la ligne du modulateur doit donc être identique à celle du circuit extérieur pour éviter l'établissement d'une onde stationnaire.

L'impédance caractéristique de la ligne micro-ruban se déduit rapidement des équations analytiques déjà établies en quasi-statique si la fréquence du signal micro-onde est inférieure à la fréquence $f_{g,stat}$ donnée dans le paragraphe 2.1. L'épaisseur typique de polymère relevée dans la littérature est d'une dizaine de micromètres. La fréquence $f_{g,stat}$ est alors de 200 GHz. L'approximation quasi-TEM est donc valable sur l'ensemble de la

bande passante de 0 à 40 GHz et nous pouvons utiliser l'analyse statique pour calculer les dimensions d'une ligne micro-ruban 50Ω sur polymère.

Les études déjà menées par Wheeler [25], Schneider ou encore Hammerstad [26] donnent des valeurs précises de l'impédance caractéristique. Les courbes de la figure 3.14 représentent valeurs de l'impédance caractéristique en fonction du rapport W/h obtenues de façon analytique. Nous avons pris une permittivité moyenne issue des caractérisations diélectriques du second chapitre, soit une permittivité relative de 3,25. Pour utiliser les formules analytiques, nous devons faire l'hypothèse que l'épaisseur du ruban est nulle ($t = 0$) sur la ligne micro-ruban représentée sur la figure 3.2. Sur la figure 3.14, les différentes courbes des relations analytiques donnent des résultats identiques, l'impédance caractéristique de 50Ω est donnée par le point $W/h = 2,4$.

Dans ce cas, on peut imaginer une ligne micro-ruban dont le substrat serait aussi fin que possible. En repectant le rapport d'aspect, on pourrait alors avoir une ligne 50Ω sur toute la bande de fréquence de 0 à 40 GHz et une tension demi-onde la plus faible possible. Ce raisonnement n'est vrai que si l'on néglige les pertes hyperfréquences.

4.1.2 Pertes de propagation

Les pertes hyperfréquences regroupent les pertes associées à la résistance des métaux, les pertes diélectriques et les pertes de rayonnement. Les pertes par rayonnement sont générées par les transitions, par les changements de direction et la rugosité de la ligne. Si nous considérons une ligne droite sans transition, les pertes de rayonnement sont faibles. D'autre part, l'angle de perte des polymères est généralement inférieur à 10^{-3} ; au final, dans le bilan seules les pertes ohmiques sont prépondérantes.

Le calcul des pertes de propagation nécessitent une détermination précise des courants se propageant dans le ruban de la ligne hyperfréquence. Une analyse dynamique s'impose pour calculer les composantes longitudinales des champs. Par la suite, nous utiliserons donc l'Approche dans le Domaine Spectral présentée précédemment.

La structure étudiée est représentée sur la figure 3.17. Les simulations ont été effectuées à la fréquence de 10 GHz avec un ruban sans perte et avec un ruban de $0,4 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une conductivité de $3,5 \cdot 10^5 \text{ S/cm}$. L'épaisseur du ruban a été choisie ainsi pour que le rapport W/t se rapproche du cas de figure $t = 0 \mu\text{m}$ et pour confirmer les résultats de l'analyse quasi-T.E.M. Sur la figure 3.15 est représentée l'évolution de l'impédance caractéristique en fonction du rapport W/h et pour différentes épaisseurs de substrat.

Les courbes représentant les impédances caractéristiques sont confondues dans le cas d'un ruban sans perte. L'impédance 50Ω est obtenue pour $W/h = 2$. Lorsque l'on introduit des pertes, l'impédance caractéristique augmente. Ceci peut être expliqué par la méthode des «inductances incrémentales» [3] qui implique que dans ce cas, les pertes se traduisent par une augmentation de l'inductance linéique. Pour une ligne à faibles pertes, l'impédance égale à $\sqrt{L/C}$ augmente. Dans le cas d'un ruban en or, pour une impédance de 50Ω , le rapport W/h doit être proche de 2,3 confirmant les calculs dans l'hypothèse d'un mode quasi-T.E.M.

A gauche sur la figure 3.16 est représentée l'évolution des pertes en fonction du rapport W/h et en fonction de l'épaisseur du substrat. On remarque que quelles que soient les dimensions choisies, les pertes diminuent avec l'épaisseur de métal. Sur la partie droite de la figure 3.16, nous avons représenté les pertes en fonction de l'épaisseur d'or pour un ruban $W = 10 \mu\text{m}$ avec un rapport $W/h = 2$ à différentes fréquences. On remarque que toutes les courbes saturent pour une valeur limite de l'épaisseur. Au delà de celle-ci, les pertes

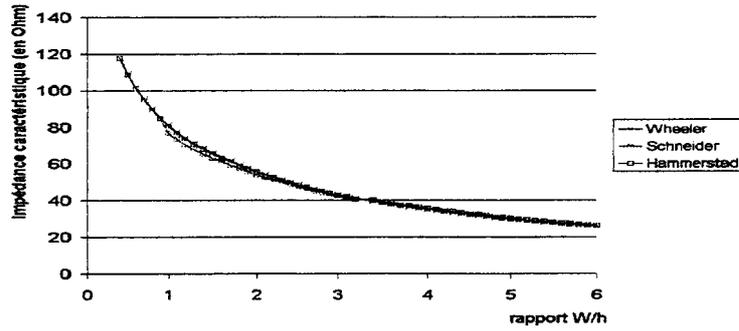


Figure 3.14 Impédance caractéristique en fonction du rapport W/h en approximation quasi-statique

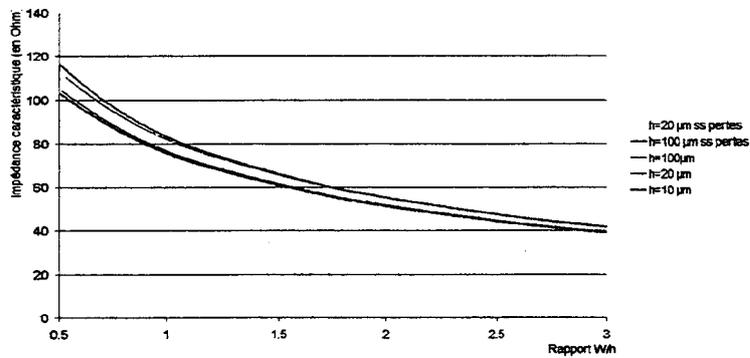


Figure 3.15 Impédance caractéristique de la ligne micro-ruban en fonction du rapport W/h pour différentes épaisseurs de polymères calculé par A.D.S.

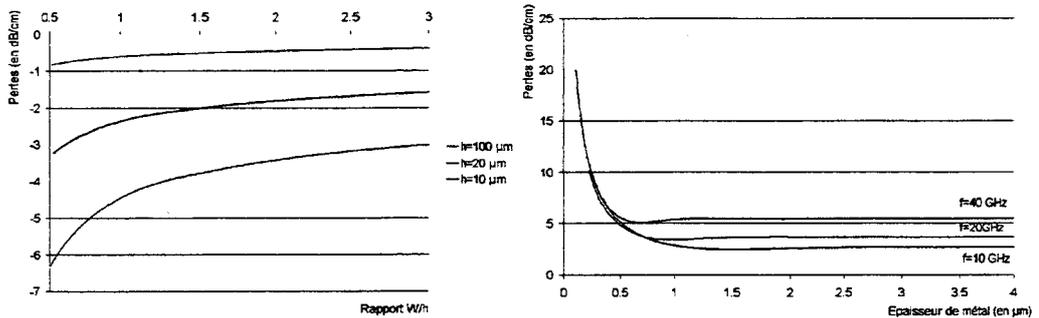


Figure 3.16 Pertes en fonction de l'épaisseur du substrat et de l'épaisseur de métallisation

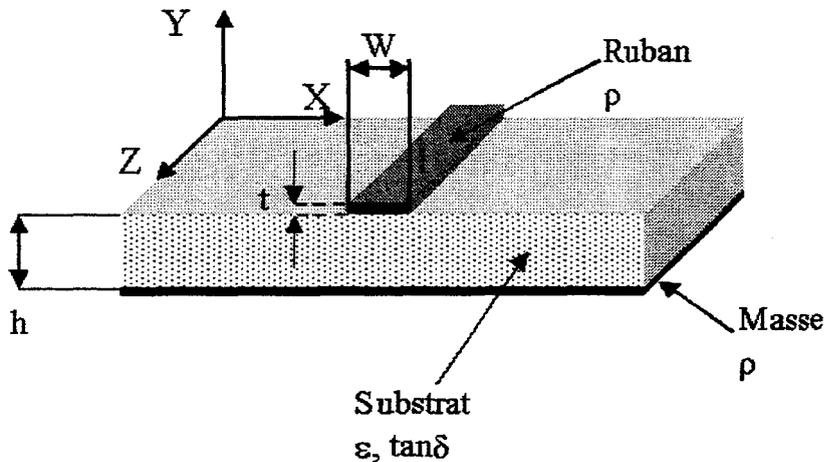


Figure 3.17 Ligne micro-ruban

ne diminuent plus; l'effet de peau impose la distribution du courant. De ces deux graphiques, on peut retenir qu'une épaisseur d'or supérieure à $2 \mu\text{m}$ n'apportera pas d'amélioration notable des pertes de propagation. Si l'on fixe l'épaisseur de métallisation à $2 \mu\text{m}$, la largeur de la bande passante de la ligne est représentée sur la figure 3.18. Ce graphique illustre l'indice de qualité 1.20 défini dans le premier chapitre: le rapport bande passante sur tension demi-onde est constant. La tension demi-onde est proportionnelle à l'épaisseur de substrat. Pour une ligne 50Ω , plus la largeur du ruban est grande (et donc l'épaisseur du substrat), plus la bande passante est grande, et plus la tension de demi-onde augmente.

On remarque qu'une bande passante de 40 GHz impose une largeur de ruban de $20 \mu\text{m}$ et donc une épaisseur de polymère de $10 \mu\text{m}$. L'étude des pertes hyperfréquence a démontré qu'un ruban de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur d'or est suffisant pour diminuer les pertes au maximum.

4.1.3 Permittivité effective

Les dimensions de la ligne micro-ruban du modulateur à ondes progressives sont assez atypiques. Dans notre cas, le rapport W/h est proche de 2 et le rapport W/t se situe entre 5 et 10. Dans ce cas de figure, la géométrie de la ligne est très éloignée du modèle de condensateur plan et la différence entre la permittivité relative et la permittivité effective augmente. Le calcul de la permittivité effective doit faire intervenir l'épaisseur t du ruban mais l'Approche dans la Domaine Spectral ne tient pas compte de ce paramètre.

Plusieurs relations permettent de prendre en compte l'épaisseur de la métallisation du ruban supérieur. La méthode la plus commune consiste à calculer la capacité entre le ruban et le plan de masse sans la diélectrique (fig.3.3 à droite) pour en déduire la largeur d'un ruban d'épaisseur nulle donnant la même valeur de capacité. Cette nouvelle valeur est appelée largeur effective; elle est reportée dans les formules donnant les valeurs de l'impédance caractéristique et de la permittivité effective [3]. Sur la figure 3.19, nous avons représenté la permittivité effective d'une ligne micro-ruban 50Ω sur un substrat diélectrique de permittivité relative

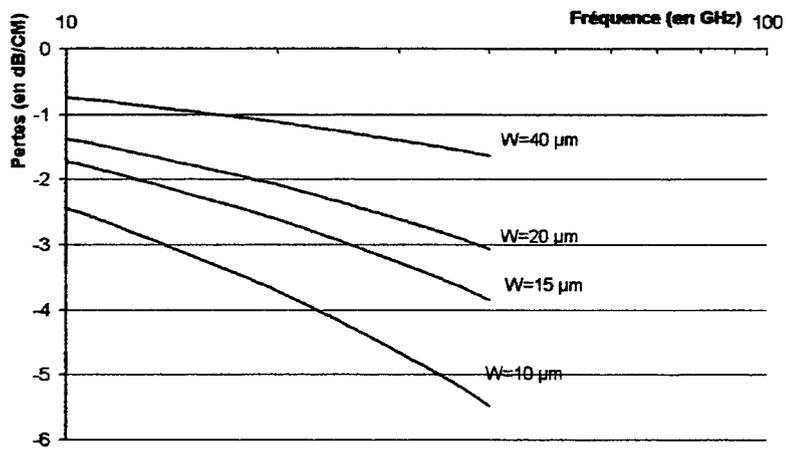


Figure 3.18 Bande passante des lignes hyperfréquences 50 Ω en fonction de la largeur du ruban

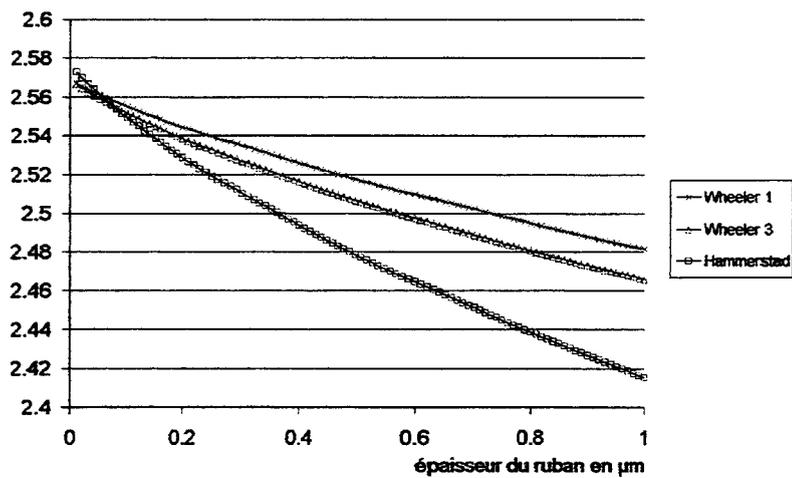


Figure 3.19 Permittivité effective en fonction de l'épaisseur du ruban pour une ligne micro-ruban 50 Ω sur une substrat de permittivité 3,25

3, 25. Différents modèles analytiques sont présentés. On retiendra que la permittivité chute en moyenne de 0,1 pour une épaisseur de ruban passant de 0 à 1 μm d'épaisseur.

En résumé, pour une valeur moyenne de permittivité relative issue des caractérisations diélectriques du second chapitre, la ligne micro-ruban d'impédance caractéristique 50 Ω a un rapport d'aspect W/h proche de 2. En tenant compte des pertes ohmiques, la bande passante de la ligne est de 40 GHz pour une largeur de ruban supérieure à 20 μm et une épaisseur de métallisation de 2 μm . La permittivité effective est alors proche de 2,7.

Les dimensions de la ligne posées, nous intégrons le guide optique sous le ruban métallique.

4.2 Guide optique

La ligne micro-ruban définit l'espace dans lequel le guide optique est inséré. Nos préoccupations principales pour la conception du guide ont été: le couplage avec la fibre et les pertes de propagation.

4.2.1 Couplage avec la fibre

L'insertion d'un composant dans la chaîne de transmission du signal optique est la principale cause de perte. A titre d'exemple, l'insertion d'un commutateur électro-optique InP [27] introduit 15 dB de perte fibre à fibre (on récupère $1/32^{\text{ème}}$ de la puissance optique). Les pertes sont essentiellement la conséquence des différences de tailles des guides optiques et donc des modes.

Dans le tableau ci-dessous sont rassemblées les caractéristiques des fibres les plus courantes. La fibre la plus utilisée pour ses qualités de dispersion et d'atténuation est la fibre monomode au standard SMF-28. Comparons le mode de la fibre SMF-28 au mode d'un guide optique sur semi-conducteur InP, représenté sur la figure 3.20 (la couche guidante fait 0,2 μm d'épaisseur et la différence d'indice est de 0,14). Si la largeur du mode correspond au mode du guide en ruban, la hauteur de celui-ci n'est que de 1/3. En première approximation, on peut avancer que la puissance injectée dans le guide n'excédera pas 1/3 de la puissance en sortie de fibre. Des simulations par B.P.M.-3D montrent qu'au mieux, les pertes de couplage seront de 6 dB par facette (1/4 de la puissance injectée).

	Fibre multimode à gradient d'indice	Fibre monomode à saut d'indice SMF-28	Fibre monomode lentillée
Diamètre du cœur	50 μm	5 μm	$R^* = 8 \mu\text{m}$
Diamètre de la gaine	125 μm	125 μm	125 μm
Diamètre du mode	50 à 100 μm	9,3 μm	$1,5 \pm 0,01 \mu\text{m}$
Forme du mode 0	profil gaussien		
Différence d'indice	1% de l'indice du cœur		

R^* est le rayon de courbure de la lentille

En négligeant les effets des états de surfaces, les réflexions sur les facettes et l'angle d'ouverture de la fibre, l'efficacité de couplage est estimée par l'intégrale de recouvrement I entre le mode de la fibre (\vec{E}_1, \vec{H}_1) et

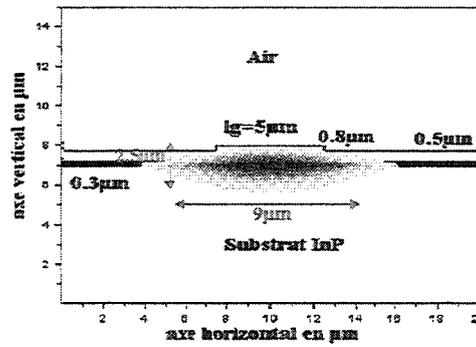


Figure 3.20 Dimensions du mode optique d'un guide InP/GaInAs/InP

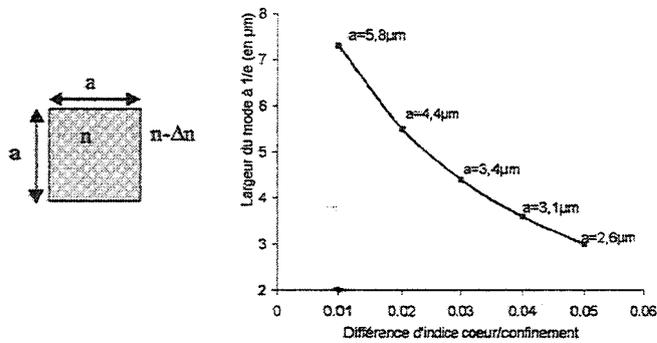


Figure 3.21 Structure du guide et taille du mode à $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$

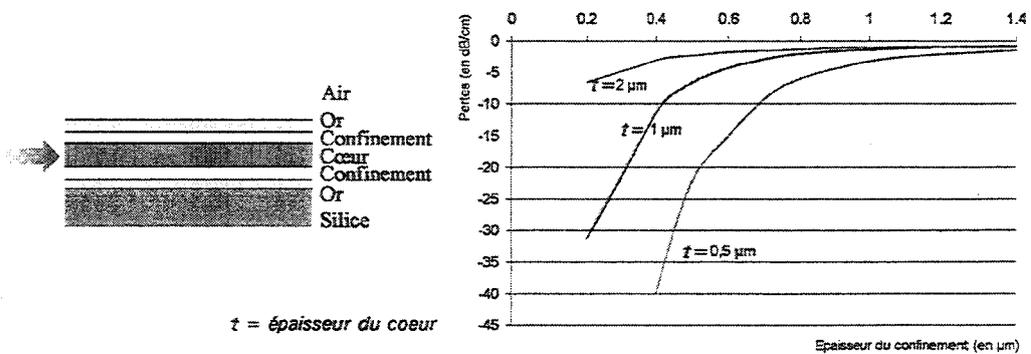


Figure 3.22 Structure simulée et résultats de la B.P.M. à $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$

le mode du guide (\vec{E}_2, \vec{H}_2) :

$$I = \frac{\iint (\vec{E}_{t,1} \wedge \vec{H}_{t,2}^*) \cdot \vec{z} \, dx dy}{\sqrt{\iint \|\vec{E}_{t,1} \wedge \vec{H}_{t,1}^*\|^2 \, dx dy} \sqrt{\iint \|\vec{E}_{t,2} \wedge \vec{H}_{t,2}^*\|^2 \, dx dy}}$$

avec \vec{E}_t et \vec{H}_t les composantes transversales des champs (\vec{E}_1, \vec{H}_1) et (\vec{E}_2, \vec{H}_2) . Les pertes de couplage sont données par $20 \log I$. Pour améliorer le couplage, la technique consiste à transformer progressivement et sans perte d'énergie la taille et la forme du mode à l'aide d'une structure d'adaptation (*taper* en anglo-saxon). De nombreuses solutions ont été testées sur semi-conducteur III-V [28], sur verre [29] ou sur polymère [30]. Mais l'adaptation de mode est par essence un problème à trois dimensions qui s'insère difficilement dans une technologie planaire.

Les polymères ouvrent une nouvelle voie dans la résolution des problèmes de couplage. L'indice de réfraction d'un polymère est adaptable. Dès lors, nous pouvons définir les dimensions du guide ou la taille du mode idéale pour le couplage et laisser le soin aux chimistes de concevoir le couple de polymère cœur/confinement avec la différence d'indice souhaitée. C'est dans ce même esprit que les chercheurs d'Allied Signal Inc. [31], maîtrisant des différences d'indices de l'ordre de 10^{-4} , annoncent des pertes de couplage fibre à fibre inférieures à 0,1 dB. Sur la figure 3.21, nous avons représenté la taille maximale du mode d'un guide carré monomode enterré en fonction de la différence d'indice. Les valeurs a indiquent les dimensions de coupure du guide. La zone sous la courbe est le domaine monomode, la zone au-dessus de la courbe est le domaine multimode. Pour un guide carré, la forme du mode est très proche de la gaussienne du mode de la fibre optique. Plus la largeur du mode tend vers celle de la fibre, plus les pertes de couplage sont faibles. Avec un mode de $3 \mu\text{m}$ de diamètre et une fibre au standard SMF-28, le couplage est de -5,4 dB. Pour un mode de $7,5 \mu\text{m}$, le couplage est de -0,13 dB.

Malgré les fructueuses études sur les polymères au sein de la C.T.I., nous n'avons pu disposer de polymère en quantité suffisante pour la réalisation d'un dispositif. A l'I.E.M.N., nous ne disposons pas de polymères compatibles pour la réalisation d'un guide plan ayant des indices de réfraction très proches; la différence d'indice la plus faible est de 0,05. Les pertes d'insertion fibre à fibre seront donc au minimum de 11dB, ce qui est proche des pertes avec les guides optiques sur semi-conducteur. La volonté d'améliorer les performances de couplage incite l'étude des structures multimodales. Lorsque les dimensions du guide augmentent, la taille du mode fondamental augmente aussi. A titre d'exemple, un guide carré de $10 \mu\text{m}$ de côté avec une différence d'indice $\Delta n = 0,05$ sera multimode, la taille du mode fondamental est de $5,5 \mu\text{m}$ mais le profil du mode n'est plus gaussien et les pertes prévues sont de 3 dB (contre 0,5 dB pour un profil gaussien de $5,5 \mu\text{m}$ de diamètre).

4.2.2 Pertes de propagation

L'effet électro-optique est faible. L'interaction entre l'onde hyperfréquence et l'onde optique doit donc être la plus longue possible (généralement de un à deux centimètres). Le point important est celui de l'absorption de la puissance optique par les électrodes. Nous avons simulé à l'aide d'une B.P.M. en deux dimensions l'absorption de la puissance optique d'un guide d'onde entre les rubans métalliques d'une ligne micro-ruban. La structure est représentée à gauche sur la figure 3.22. Elle est constituée d'un guide plan en P.M.M.A.-D.R.1 d'indice $n=1,6$ compris entre deux couches de polyimide SF11 d'indice $n=1,5$. La structure est symétrique :

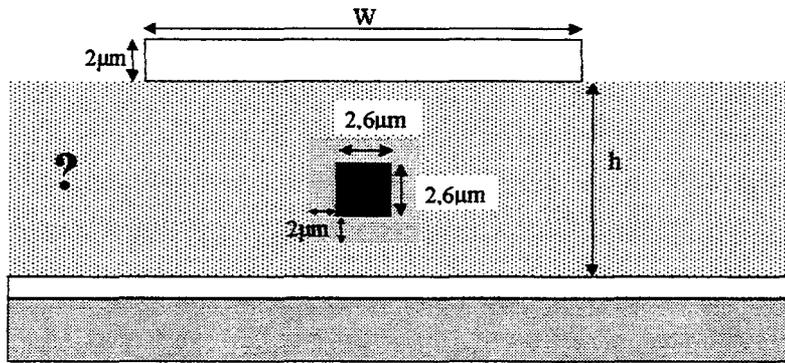


Figure 3.23 Guide monomode enterré

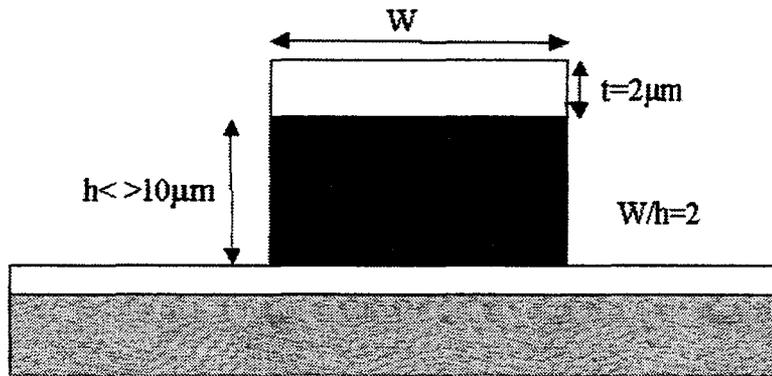


Figure 3.24 Guide multimode avec confinement métallique

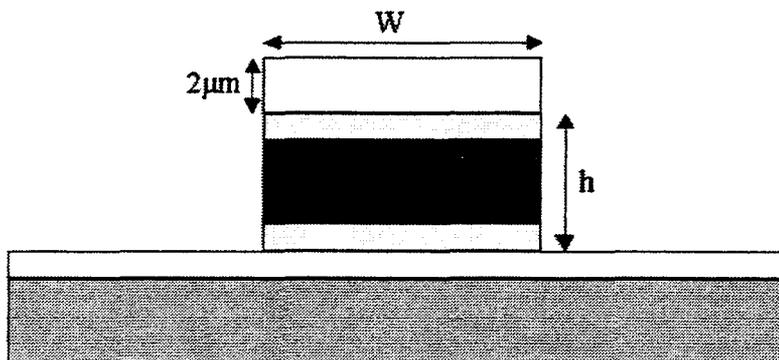


Figure 3.25 Guide multimode avec confinement diélectrique

les épaisseurs des confinements sont égales. Ce guide plan est pris en sandwich entre les électrodes en or d'indice $n = 0,18 - j0,21$ de la ligne micro-ruban. Le tout repose sur un substrat de silice $n = 1,45$. Les résultats de la B.P.M.2D. à $1,55 \mu\text{m}$ ont été rassemblés sur la figure 3.22 de droite. Les simulations mettent en jeu l'épaisseur du cœur et l'épaisseur du confinement. On distingue deux évolutions:

- les pertes diminuent avec l'épaisseur du confinement. Les queues des modes sont de plus en plus éloignées du métal; l'absorption par ondes évanescentes diminue;
- les pertes diminuent avec l'épaisseur du cœur. Plus le guide a un gros cœur, plus le mode est confiné au centre du guide et moins le champ électrique pénètre dans le métal.

De cette simulation émerge l'idée d'une structure particulière de modulateur : le confinement du guide optique serait uniquement métallique. Pour une épaisseur de $10 \mu\text{m}$, la B.P.M. montre que les pertes optiques deviennent inférieures à $0,5 \text{ dB/cm}$. On peut donc imaginer faire un modulateur sans confinement en polymère, ce qui simplifie la technologie du modulateur. L'utilisation d'un seul polymère nous affranchit de la recherche de la recherche du couple de polymère cœur/confinement compatible avec leurs solvants respectifs (pour l'enduction en couches minces), en température (pour le recuit) et en résistance (pour l'orientation des chromophores). Nous ne disposons pas d'analyse modale pour des structures multicouches avec des indices complexes. En d'autres termes si il est relativement aisé de calculer les dimensions d'un guide tricouche sans électrodes métalliques, cette évaluation nous devient délicate dès que l'on introduit les électrodes en or. Cette détermination est d'autant plus difficile que les électrodes se rapprochent du cœur du guide, c'est à dire du mode optique. On retiendra que l'absorption dans le métal est d'autant plus faible que les épaisseurs du cœur et du confinement sont importantes.

4.2.3 Guides optiques envisageables

Nous ne disposons pas de polymères électro-actifs avec des différences d'indices suffisantes pour concevoir un guide monomode à large cœur. La première structure proposée sera donc un guide avec un cœur le plus grand possible. Avec une différence d'indice minimale de $0,05$, l'épaisseur de coupure du premier mode est de $2,6 \mu\text{m}$ donnant des pertes d'insertion de -11 dB fibre à fibre. La prise en compte de pertes optiques dans les rubans métalliques et l'assurance d'un guide monomode conduisent à concevoir des guides avec des confinements de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ pour éloigner suffisamment le mode des électrodes métalliques. Le reste de l'espace sous la ligne micro-ruban est rempli d'un polymère dont il reste à déterminer les caractéristiques (Fig.3.23).

Pour un couplage efficace, nous devons envisager une structure multimode. Avec des dimensions de cœur plus larges, le couplage avec la fibre augmente et les pertes métalliques des rubans de la ligne diminuent. Pour un guide avec un cœur de $3 \mu\text{m}$ de PMMA-DR1 et un confinement en polyimide SF11 de $1 \mu\text{m}$, les simulations montrent que les pertes dans les métaux sont négligeables. Pour des épaisseurs encore plus importantes, de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, les pertes sont de $0,5 \text{ dB/cm}$ avec un confinement métallique. La structure la plus simple que nous puissions imaginer (fig.3.25) est constituée d'un guide optique dont la confinement latéral se fait par l'air et la confinement vertical par le métal avec un rapport d'aspect respectant une impédance caractéristique de 50Ω . Si l'épaisseur du polymère électro-actif déposable est inférieure à $10 \mu\text{m}$, on ajoutera un confinement diélectrique de part et d'autre du cœur (fig.3.24), ce qui éloignera le mode optique des électrodes métalliques sans pour cela chercher à être monomode. Ceux sont ces structures que nous étudierons par la suite.

5 Conclusion

La structure étudiée correspond à la section de guide droit où l'effet électro-optique est mis en jeu. Avec une permittivité moyenne de 3,25 il ressort que le rapport W/h d'une ligne hyperfréquence d'impédance caractéristique 50Ω est proche de 2. Avec des dimensions typiques de 10 à 20 μm de largeur pour le ruban métallique, l'épaisseur d'or minimale pour des pertes ohmiques les plus faibles possibles est de 2 μm . Les pertes hyperfréquences sont alors de l'ordre de -3 à -6 dB à 40 GHz suivant la largeur du ruban. La conception du guide optique est motivée par l'efficacité de couplage avec la fibre et les pertes optiques dans les rubans métalliques. Plusieurs structures sont proposées pour le guide optique: un guide monomode avec un confinement diélectrique, un guide multimode avec un confinement diélectrique et un guide multimode avec un confinement métallique. Si notre étude se limite essentiellement à la section droite des guides hyperfréquences et optiques, la technologie et les performances définiront la structure réalisable.

Références

- [1] COMBES P.F.; Transmission en espace libre et sur les lignes; *Dunod université* ; 1991
- [2] QUÉRE Y; Physique des matériaux; *Collection Ellipses*
- [3] HOFFMANN R.K.; Handbook of Microwave Integrated Circuits; *Artech House*
- [4] ITOH T. et MITTRA R.; Spectral Domain Approach for Calculating the Dispersion Characteristics of Microstrip lines; *I.E.E.E. Transactions on Microwave Theory and Techniques*; Vol.MTT-21; N°1; 1973; P1-8
- [5] ITOH T.; Spectral Domain Immitance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines; *I.E.E.E. Transactions on Microwave Theory and Techniques* ; Vol.MTT-28; N°7; 1980; P733-736
- [6] KINOWSKI D., HURET F.,PRIBÉTICH P. et KENNIS P.; Influence de supraconducteurs sur les caractéristiques de propagation de lignes planaires pour circuits intégrés micro-ondes; *Ann. Télécommun.*; N°5-6; 1990; P334-343
- [7] BELLINI Bob; Etude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques ; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 2000
- [8] LEE D.L.; Electromagnetic principles of integrated optics; *Ed. Wiley*
- [9] HUNSPERGER R.G.; Integrated optics: Theory and Technology; *Springer Serie in Optical Sciences* ; 1985
- [10] TAMIR T., KOGELNIK H., HAMMER J.M., ZERNIKE F. et GARMIRE E.; Integrated Optics; *Spinger-Verlag Berlin Hiedelberg New York Tokyo* ; Vol.7; 1985
- [11] HUARD S.; Polarisation de la lumière; *Ed. MASSON* ; 1993
- [12] MARCATILI E.A.J.; *Bell Syst. Tech. J.*; N°48; 1969; P2071
- [13] JOANNES Luc ; Étude et réalisation de circuits optiques avec micro-miroirs intégrés, sur matériaux diélectriques ; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 1991
- [14] JIN Guanghai; Nouvelles techniques de modélisation optique, applications à quelques composants d'optique intégrée ; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 1997
- [15] MAGNIN Vincent ; Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques ; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 1998
- [16] CHAN R.Y et LIU J.M. ; Time-domain wave propagation in optical structures; *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* ; 1994; Vol.6; P1001
- [17] JIN G.H. , HARARI J. , VILCOT J.P. et DECOSTER D.; An improved time-domain beam propagation method for integrated optical components; *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* ; 1996; Vol.8; P1202
- [18] FEIT M.D. et FLECK J.A.; Computation of mode properties in optical fiber waveguides by a propagation beam method; *Appl. Opt.*; 1980; Vol.19; N°7; P1154-1164
- [19] CHUNG Y et DAGLI N. ; An assessment of finite difference beam propagation method; *I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics* ; 1990; Vol.26; N°8; P1335-1339
- [20] DENG H., JIN G.H., HARARI J., VILCOT J-P et DECOSTER D. ; Investigation of 3-D semivectorial

- finite-difference beam propagation method for bend waveguides; *Journal of Lightwave Technology*; 1998; Vol.16; N° 5; P915-922
- [21] STERN M.S.; Semi vectorial polarised finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles; *I.E.E. Proceedings*; 1988; Vol.135; N° 1; P56-63
- [22] XU C.L., HUANG W.P., STERN M.S. et CHAUDHURI; Full-vectorial mode calculations by finite difference method; *I.E.E. Proc.-Optoelectron.*; 1994; Vol.141; N° 5; P281-286
- [23] Van ROEY J., Van der DONK et LAGASSE P.E.; Beam propagation method: analysis and assessment; *Journal of Optical Society of America*; 1981; Vol.71; N° 7; P803-810
- [24] CHEN J.C. et JUNGLING S.; Computation of higher-order waveguide modes by imaginary-distance beam propagation method; *Optical and Quantum Electronics*; 1994; Vol.26; P199-205
- [25] WHEELER H.A.; Transmission-line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane; *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technology*; 1977; Vol.MTT-25; N° 8; P631-647
- [26] HAMMERSTAD E. et JENSEN O.; Accurate models for microstrip computer aided design; *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*; 1980; P407-409
- [27] CAYREFOURCQ Ian; Conception et fabrication de matrices de commutation optique en vue de la réalisation de modules de synthèse de retards temporels; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 1998
- [28] MOERMAN I., Van DAELE P. et DEMEESTER P.M.; A Review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices; *I.E.E.E. Journal of selected Topics in Quantum Electronics*; 1997; Vol.3; N° 6; P1308
- [29] MASHAYEKHI M., TOUAM T., WANG W.J., BEROLO E. et NAJAFI S.I.; Semiconductor device to optical fiber coupling using low-loss glass taper waveguide; *Optical Ingeneering*; 1997; Vol.36; N° 12; P3476
- [30] CHEN A., CHUYANOV V., MARTI-CARRERA F.I., GARNER S., STEIER W.H., CHEN J., SUN S. et DALTON L.R.; Vertically tapered polymer waveguide mode size transformer for improved fiber coupling; *Optical Engineering*; 2000; Vol.39; N° 6; P1507
- [31] ELDADA L., BEESON K., PANT D., BLOMQUIST R., SHACK-LETTE L.W. et Mc FARLAND M.J.; Polymeric components for all-optical networks; *Optoelectronice Integrated Circuits IV*; Vol.3950; *Proceedings of S.P.I.E.*; 2000; P78-89
- [32] COLLIN R.E.; Field theory of guided waves, second edition; *I.E.E.E. Press*
- [33] PREGAL R., Von REDEN W., HOEKSTRA H.J.W.M. et BAGHDASARYAN H.V.; Beam propagation methods; Photonics Devices for Telecommunications, Chapter 2, Part 1; *Edition GUEKOS G.*
- [34] HUANG W., XU C., CHU S.T. et CHAUDHURI S.K.; The finite-difference vector beam propagation method: analysis and assesement; *Journal of Lightwave Technology*; 1992; Vol.10; N° 3; P295-305
- [35] CHIANG K.S.; Performance of the effective-index method for analysis of dielectric waveguides; *Optics Letters*; 1991; Vol.16; P714-716

TECHNOLOGIE ET CARACTÉRISATION

Avant-propos

Jusqu'à présent les polymères de la micro-électronique se divisaient en deux grandes classes: les résines photosensibles et les polymères de passivation. Les résines photosensibles ne constituent qu'une étape d'un procédé technologique, elles servent à transférer un motif sur le substrat et sont complètement enlevées à la fin de l'étape. Elles sont facilement solubles dans des solvants. Les polymères de passivation, par contre, sont très résistants et donc difficilement travaillés. Peu sensibles aux solvants, ils peuvent aisément servir de support pour une étape technologique ultérieure. Les polymères fonctionnalisés se trouvent à la frontière de ces deux classes, partie intégrante du futur composant, ils doivent être résistants mais on doit aussi pouvoir les travailler. L'expérience montre qu'ils sont encore fragiles; les températures maximales, qu'ils peuvent supporter avant que leurs propriétés ne se dégradent, sont faibles. De plus, ils restent sensibles aux solvants couramment utilisés en micro-électronique.

Un second point important concerne plus particulièrement l'optique intégrée. Les dimensions transverses des guides optiques sont de l'ordre du micromètre à la dizaine de micromètres; par contre les longueurs typiques vont du millimètre pour un commutateur jusqu'au centimètre pour un modulateur à ondes progressives. Le rapport longueur sur largeur est supérieur à 1000, la réalisation d'un ruban de faible largeur sur un long développement reste une étape critique de la photolithographie. De plus, à la vue des dimensions, sur un substrat de deux pouces, on ne peut concevoir qu'une dizaine de modulateurs. Pour indication, sur une plaquette de deux pouces, on réalise plus de dix mille transistors. Avec le même taux de réussite, pour être sûr d'avoir un modulateur avec des performances honorables, nous devons multiplier le nombre d'essais (cent substrats ou plus...). L'optique intégrée est une discipline exigeante, nécessitant une bonne maîtrise des procédés technologiques afin d'avoir un taux de réussite maximum pour finaliser un composant sur un nombre limité d'essais.

Les procédés de fabrication restent sensibles à la nature du polymère utilisé. De ce fait, les standards de la technologie polymère ne sont pas encore établis, ce qui explique en partie le retard de la mise en œuvre des polymères fonctionnalisés dans un processus industriel. Profitant de l'expérience de la plasturgie, des procédés de moulage aux dimensions micrométriques ont été développés [1], [2] et [3]. Malheureusement leur insertion dans un processus micro-électronique classique est difficile. La fabrication du dispositif doit faire appel aux outils de la technologie des semi-conducteurs et elle doit être invariable suivant le type de polymère. Une approche possible est de soumettre le polymère au minimum de contraintes; la structure du dispositif est alors conçue de façon que le dépôt et le recuit du polymère soient les dernières étapes du

processus [4]. En contre-partie, la diversité des structures est limitée, et par là même, les performances des dispositifs. Notre travail a consisté à valider un procédé de fabrication pour une large gamme de polymères, et ceci, avec une technologie classique de la micro-électronique sur semi-conducteur.

1 Polymères

On recense plusieurs méthodes de dépôt de polymère, maîtrisant l'épaisseur et la qualité des surfaces: la centrifugation, le trempage, l'évaporation sous vide [5] et la technique de Langmuir-Blodgett.

La technique de Langmuir-Blodgett [6] permet de former des films déjà orientés mais elle nécessite des molécules spécialement conçues, avec une extrémité hydrophile et l'autre hydrophobe. L'épaisseur du film est limitée à quelques couches moléculaires à cause du désordre engendré par le report de couches supplémentaires. Les films, ainsi formés, sont très dispersifs.

Quelques monomères et oligomères peuvent être déposés par des techniques d'évaporation sous vide. Le choix d'un substrat cristallin ou amorphe offre la possibilité d'un film cristallin ou isotrope. Cette technique est essentiellement limitée par la taille des molécules: l'énergie de sublimation doit être inférieure aux énergies des liaisons covalentes.

La méthode la plus largement utilisée est l'enduction par centrifugation. Développée en microélectronique pour les résines photosensibles, cette technique produit des films uniformes sur de grandes surfaces avec des épaisseurs allant de $0,1 \mu\text{m}$ à une dizaine de micromètres. L'épaisseur est contrôlée par la viscosité de la solution, la vitesse de rotation et le temps de centrifugation. L'exigence principale de cette méthode est la mise en solution du polymère. Le choix du solvant est important. D'une part, la vitesse d'évaporation à température ambiante doit être faible pour que la solution mouille tout l'échantillon. D'autre part, si le solvant s'évapore trop vite, on observe un effet «peau d'orange». Couramment utilisée en micro-électronique, l'enduction par centrifugation est la technique simple et précise de réalisation de films en polymère au sein d'un procédé en micro-électronique.

Dans le tableau suivant, nous avons rassemblé l'ensemble des polymères à notre disposition et ayant une transparence suffisante aux longueurs d'ondes «télécom» pour la réalisation de composants d'optique intégrée. La première remarque que l'on peut faire concerne les températures de recuit. Le P.M.M.A.-D.R.1 est le seul polymère électro-optique. Il constitue le cœur du guide; le confinement supérieur doit donc avoir une température de recuit inférieure à la température de transition vitreuse du P.M.M.A.-D.R.1. Nous limiterons la température du procédé de fabrication après dépôt du P.M.M.A.-D.R.1 à 150°C . Dans ce cas, seul le polymère SU8 est compatible avec le P.M.M.A.-D.R.1, mais il s'agit d'une résine époxy qui se travaille difficilement après réticulation. Pour le confinement supérieur, nous devons recuire le polymère à 150°C . Pour les polymères dont la température de recuit est supérieure à 150°C , nous avons augmenté le temps de recuit.

Polymère	Température de recuit (en °C)	Épaisseur typique	Provenance
Ultradel polyimide 9020 et 9120	300	1 à 7 μm	Commerciale
P.M.M.A.	170	0,2 à 1 μm	Commerciale
«Copolymère»	170	0,2 à 1,5 μm	Commerciale
BCB	350	1 à 10 μm	Commerciale
SU8	80	5 à 300 μm	Commerciale
P.M.G.I. SF6 et SF11	250	0,8 à 1,5 μm	Commerciale
P.M.M.A.-D.R.1	150	0,2 à 3 μm	E.N.S.C. de Montpellier
O.I.P16g-T.M.S.	200	0,5 à 1,5 μm	E.N.S.C. de Montpellier
O.I.P14g-T.M.S.	200	0,5 à 1,5 μm	E.N.S.C. de Montpellier

Le second point important pour la compatibilité des polymères concerne les solvants. Il faut que le dépôt d'une couche supérieure ne dégrade pas le polymère du dessous. D'ores et déjà, le P.M.M.A. est éliminé de la liste des confinements possibles; ses solvants sont identiques à ceux du P.M.M.A.-D.R.1. Le P.M.M.A.-D.R.1 ne peut pas se déposer en plusieurs couches: le recuit ne sert qu'à évaporer les solvants et non à réticuler, le film est dissout par le dépôt suivant. Pour les autres polymères, les prédictions sont difficiles et l'expérience, bien que plus coûteuse, fournit une réponse immédiate. Parmi tous les polymères du tableau précédent, seuls les P.M.G.I. SF6 et SF11 et les polyimides Ultradel peuvent être déposés au-dessus du P.M.M.A.-D.R.1.

Concentration (en g/ml)	Paramètres d'enduction			Épaisseur (en μm)	Qualité des surfaces
	Accélération (en tpm/s)	Vitesse (en tpm)	Temps (en s)		
0,1	1000	1000	10	1,2	lisse
0,1	1000	500	10	2	lisse
0,2	2000	2000	15	1,45	lisse
0,2	2000	1000	15	2	lisse
0,3	2000	1500	15	4	légèrement granuleuse
0,4	1500	1500	30	6,5	granuleuse
0,4	1000	1500	10	7,3	lisse
0,1	statique			10	craquelée

Le P.M.M.A.-D.R.1 est soluble dans le 1,1,2-trichloroéthylène. L'épaisseur déposée est représentée sur le tableau précédent en fonction des paramètres de la tournette et de la concentration en poudre dans le solvant. La qualité des surfaces dépend essentiellement de la concentration. Plus la concentration est faible, meilleures sont les qualités des surfaces. Sur le graphique de gauche de la figure 4.1 est représentée l'évolution de l'épaisseur du film en fonction de la concentration en poudre dans le solvant pour une accélération de 1000 tpm/s, une vitesse de 1000 tpm et un temps d'enduction 15 s. Au-delà de 4 μm d'épaisseur, le P.M.M.A.-D.R.1 est contraint et ne peut servir de support à une étape technologique ultérieure. Sur le graphique de droite de la figure 4.1, nous avons représenté le recuit que nous utilisons pour le P.M.M.A.-D.R.1

et les polymères de confinement supérieur. Le recuit est effectué dans une étuve sous azote pour éviter toute réaction possible avec l'oxygène. Nous avons choisi des gradients de température faibles ($1^{\circ}\text{C}/\text{min}$) afin d'évaporer tout le solvant de façon homogène dans le polymère. Franke [7] a observé qu'un recuit trop rapide, pour des températures supérieures à 100°C , augmentait les pertes optiques de 2 dB/cm . Des paliers intermédiaires de 20 minutes contribuent de façon supplémentaire à réduire le gradient de température. Le retour à température ambiante se fait progressivement selon l'inertie thermique du four. Au total, la durée de recuit, partant de 25°C pour de nouveau atteindre 25°C , est d'une journée. Si ce recuit paraît long, il est à noter qu'il permet d'obtenir des couches de P.M.M.A.-D.R.1 de $4\text{ }\mu\text{m}$ non-contraintes. A titre d'exemple, une couche identique, recuite avec un gradient de $5^{\circ}\text{C}/\text{min}$, est fissurée à la sortie du four.

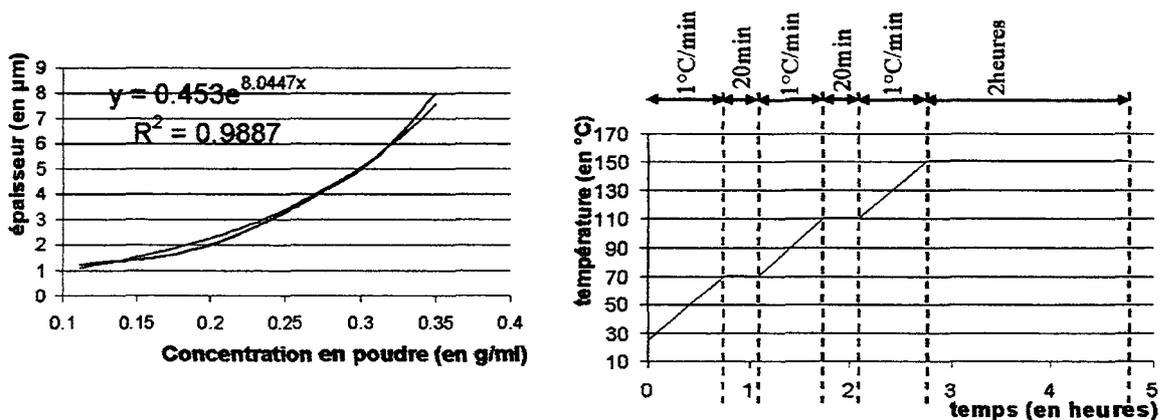


Figure 4.1 Calibrage de l'épaisseur du film en fonction de la concentration dans le solvant ($a=1000\text{tpm/s}$, $v=1000\text{tpm}$ et $t=15\text{s}$) et diagramme de recuit du polymère

2 Définition d'un motif métallique

Voici le premier verrou de la technologie des polymères: pour pouvoir faire une ligne micro-ruban, il est nécessaire de savoir définir un motif métallique sur le polymère. Si en micro-électronique, cette opération est banale, la présence de polymère dans le dispositif complique le process. La technique la plus utilisée en semi-conducteur pour la définition d'un motif métallique est celle du *lift-off*, terme anglo-saxon pour le retrait du métal inutile à l'aide d'un «bain» de l'échantillon dans un solvant. Cette opération dure un quart d'heure à une heure.

2.1 Lift off

Le *lift-off* désigne donc un procédé de réalisation de motifs métalliques. On distingue plusieurs façons de le réaliser:

1^{ère} étape :
Résinage, insolation et révélation

2^{ème} étape :
Dépôt du métal

3^{ème} étape :
Lift-off

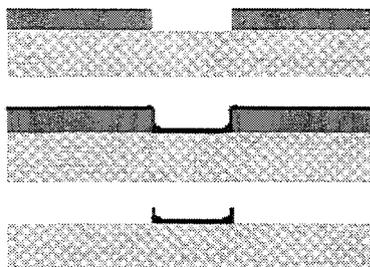


Figure 4.2 Procédé de la résine épaisse

1^{ère} étape :
Réalisation d'un profil en casquette

2^{ème} étape :
Dépôt du métal

3^{ème} étape :
Lift-off

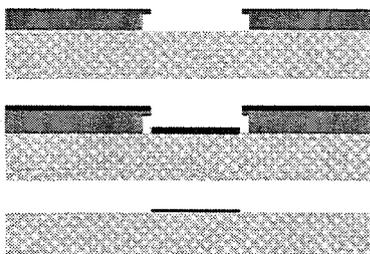


Figure 4.3 Procédé du profil en casquette

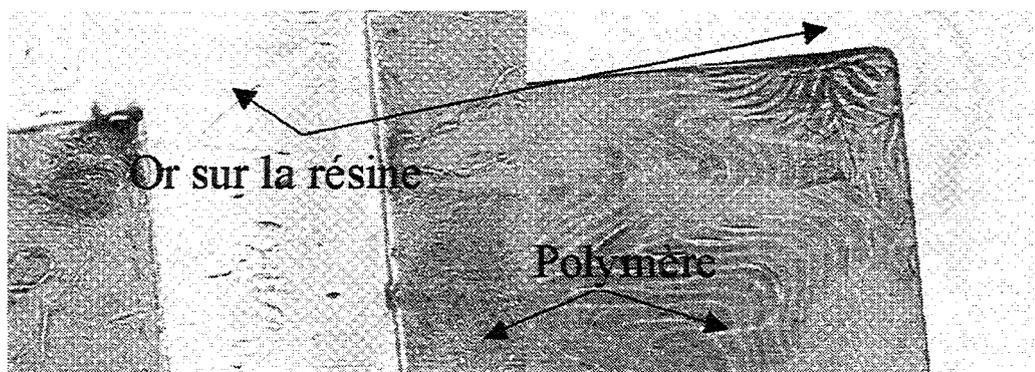


Figure 4.4 Motif métallique et détail de la surface du polymère après *lift-off*

- avec une résine épaisse;
- avec un profil «en casquette».

Dans chaque cas, la résine est déposée sur l'ensemble du substrat. Après insolation et révélation, des fenêtres sont ouvertes aux endroits des futurs motifs. Ensuite le métal est déposé sur l'ensemble du substrat, il n'est en contact avec celui-ci qu'aux endroits où la résine a été ouverte. On effectue alors l'opération du *lift-off*: le solvant dissout la résine et emporte le métal qui est à sa surface. Il ne reste alors que le métal en contact avec le substrat. Comme les flancs sont inclinés ou dans le meilleur verticaux, ils sont recouvert d'une couche de métal, ce qui occasionne plusieurs inconvénients pour la technique de la résine épaisse (fig.4.2):

- le solvant est en contact avec la résine sur de très faibles surfaces. Sa dissolution est donc longue et doit parfois être activée par ultrasons;
- le premier point impose d'avoir une résine plus épaisse que le métal, ce qui nuit à la résolution des motifs;
- les contours des motifs peuvent présenter des filaments métalliques («lchettes»).

La technique de profil «en casquette» (fig.4.3) permet de s'affranchir de ces problèmes. Grâce à une lithographie bicouche ou à un durcissement de la surface, la résine est surrélevée en profondeur (fig.4.3). L'ombre formée par le profil de la résine va permettre aux solvants d'être rapidement et sur une plus grande surface en contact avec la résine lors du *lift-off*. De plus, le profil empêche le dépôt d'or sur les flancs droits de la résine, le motif est parfaitement défini.

La technique du *lift-off* bénéficie d'un avantage certain: les solvants sont inertes avec les semi-conducteurs. Sur polymère, la technique du *lift-off* présente plusieurs inconvénients:

- elle met en contact direct la solution de révélation et les solvants de la résine avec le polymère;
- elle soumet le polymère aux solvants durant un temps assez long.

L'ensemble de ces réactions peut parfois modifier le polymère sans que nous puissions en mesurer l'importance, l'aspect du polymère pouvant rester inchangé.

Lors des premiers essais que nous avons faits sur des polymères commerciaux Ultradel 9020 et 9120, l'or reposant sur le polymère s'est enlevé avant que la résine photosensible soit dissoute (fig. 4.4). Pour diminuer les interactions entre les différents solvants et le polymère, nous avons décidé d'intercaler une couche protectrice entre le polymère et la résine. Nous avons choisi de déposer une couche de 2000 Å de silice par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (P.E.C.V.D.). La température de cette opération (300°C réduit à 200°C) réduit le nombre de polymères adaptés à cette technique.

Dans un premier temps, la silice a été gravée par un procédé auto-aligné avec le profil de la résine par une gravure ionique réactive. Dans ce cas de figure, l'opération du *lift-off* se déroule normalement mais on observe des contraintes à la surface du polymère (fig.4.5) dont les dimensions sont gênantes pour les étapes de lithographie ultérieures.

Dans un second essai, la silice n'a pas été gravée. Après le *lift-off*, des contraintes sont aussi apparues. Sur la figure 4.6, nous observons les contraintes à la surface de la silice. Sur la figure 4.7, on remarque un renflement sur les bords des motifs en métal.

Poreuse et contrainte, la couche de silice ne joue pas son rôle protecteur: les solvants se sont infiltrés entre les deux couches.

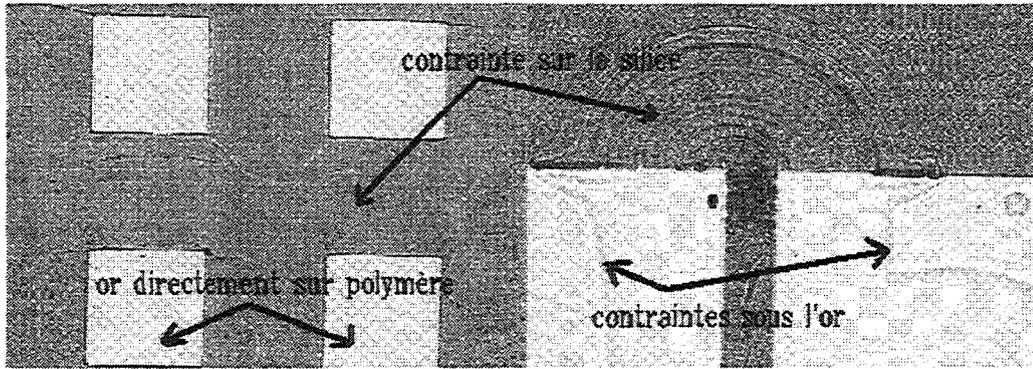


Figure 4.5 Procédé de *lift-off* avec un couche de silice protectrice gravée par auto-alignement (après *lift-off*)

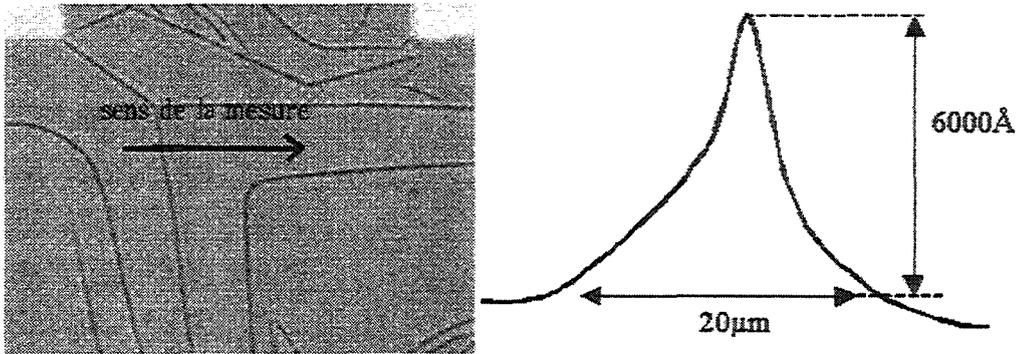


Figure 4.6 Contraintes à la surface de la silice et profil des défauts

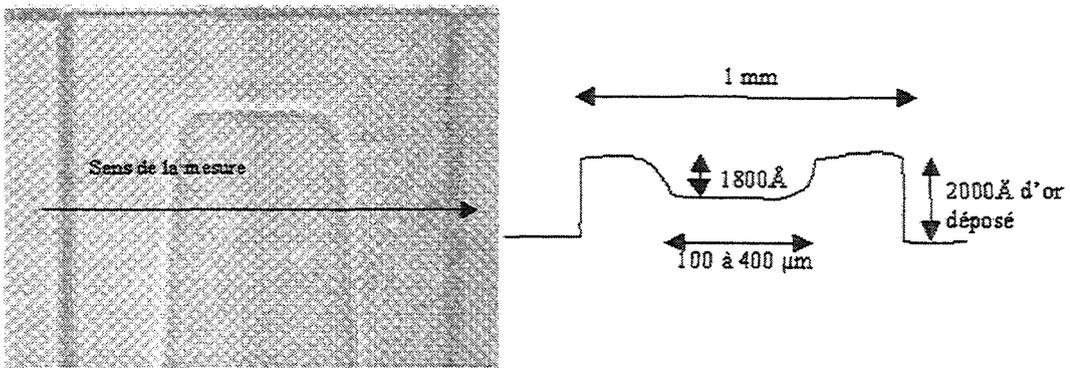


Figure 4.7 Surface d'un plot d'or (en fausses couleurs) et profil des défauts

La technique du *lift-off* n'est pas adaptée pour un procédé sur polymère. L'alternative consiste à graver le métal. Cette technique est plus utilisée en technologie semi-conducteur silicium.

2.2 Gravure des métaux

La méthode de gravure du métal procède à l'inverse du *lift-off*. Le métal est d'abord déposé sur toute la surface de l'échantillon. La photolithographie est faite au-dessus de la couche de métal, la résine va protéger les métaux qui ne doivent pas être gravés, le motif sera reporté sur le métal lors d'une opération de gravure sèche ou humide.

1^{ère} étape :

Enduction, insolation et révélation sur un film d'or

2^{ème} étape :

Gravure de l'or

3^{ème} étape :

Retrait de la résine

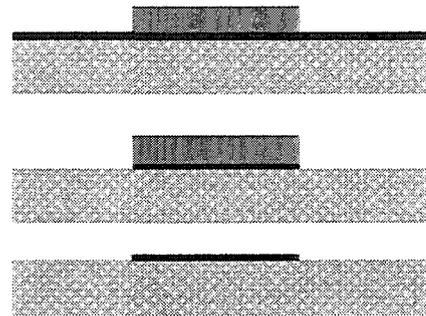


Figure 4.8 Procédé avec gravure du métal

Cette technique présente plusieurs inconvénients:

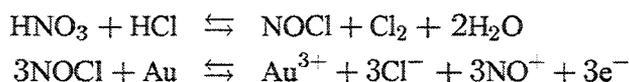
- une métallisation constituée de couches de différents métaux sera gravée strate par strate, les solutions d'attaque sont sélectives. De plus, certains métaux, comme le platine ou le titane, sont très résistants aux attaques chimiques et les solutions très acides ou très basiques peuvent endommager le polymère;
- le film métallique est opaque. Il faut protéger les marques d'alignement pendant le dépôt du métal;
- pour la ligne hyperfréquence, l'épaisseur de métal est supérieure au micromètre. La sous-gravure sera du même ordre de grandeur.

L'or a une faible résistance, un fort potentiel d'oxydo-réduction et il est compatible avec les semi-conducteurs (l'or diffuse peu dans les semi-conducteurs). Sur semi-conducteurs, la couche d'accrochage est constituée par 200 Å de titane. Mais sur polymère, l'or possède une adhérence suffisante [8] pour la réalisation et caractérisation d'un démonstrateur. Ceci réduit au final le film métallique à un dépôt unique d'or. Si, par la suite, l'adhérence s'avérait médiocre pour quelque raison que ce soit, l'ajout d'une couche de titane pour accrochage ne pose pas de problème particulier: nous verrons par la suite que le titane peut s'enlever facilement par une gravure ionique réactive.

L'or se grave essentiellement suivant deux façons: l'eau régale et une solution aqueuse d'iodure de potassium et d'iode bisublimé.

2.2.1 Avec l'eau régale

L'eau régale est une solution aqueuse d'acide nitrique HNO_3 et d'acide chlorhydrique HCl . La réaction va créer un phosgène, lequel va attaquer l'or et le transformer en AuCl_3 .



La première solution, que nous avons testée, a la composition suivante: $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (3/1/6). Cette solution est transparente, elle permet un contrôle visuel de la gravure. La vitesse de gravure est de 900 Å/min. Des mesures au profilomètre ont permis de démontrer que ni la résine, ni le polymère ne sont attaqués. Mais la gravure de l'or est inhomogène, les bords des motifs sont difficilement dégagés (fig.4.9). Deux compositions $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ avec (3/1/6) et (3/1/3) ont été testées pour la définition des motifs (fig.4.10), la solution la plus diluée donne des motifs mal-définis et la plus concentrée donne une sous-gravure importante. Si la solution n'a pas gravé le polymère, si l'aspect du polymère n'a pas changé, sa structure a profondément été modifiée. Les essais faits sur les polyimides Ultradel 9020 et 9120, habituellement résistants à l'acétone et à l'alcool après polymérisation, montrent qu'un jet d'acétone pour retirer la résine suffit à enlever le polymère (fig.4.11). Ceci démontre qu'il est difficile de mesurer l'impact de toute action chimique sur le polymère. L'attaque acide de l'or nécessite des pH bas, agressifs pour le polymère. Nous avons alors testé une gravure à l'aide d'une solution d'iodure de potassium et d'iode bisublimé.

2.2.2 Avec la solution d'iodure de potassium et d'iode bisublimé

Une solution de $\text{I}_2/\text{KI}/\text{H}_2\text{O}$ avec la composition (1g/4g/40ml) a été calibrée pour une vitesse de gravure de 3000 Å/min. Avant toute chose, nous avons essayé cette solution sur un polyimide que nous avons déposé sur un substrat de silicium. Après quelques secondes dans la solution, le polymère, initialement transparent, a viré à la couleur rouge-ocre. Il a absorbé une partie de l'iode, cette hypothèse a été confirmée par un retour à la couleur initiale après quelques mois conservé à température ambiante. Nous avons alors diminué la concentration de moitié: le substrat, plongé plus d'une minute dans cette nouvelle solution, n'a pas changé de couleur. Contrairement à la gravure à l'eau régale, la gravure est plus rapide sur les bords des motifs. Les motifs sont donc bien définis mais la faible concentration en iode réduit les vitesses de gravure et augmente la sous-gravure (fig.4.12). Cette solution est moins agressive pour le polymère: une mesure du pH montre que la solution est initialement neutre, mais s'acidifie avec la quantité d'or gravée. Le film d'or est très mince et, en fin de gravure, le pH se situe entre 4 et 6.

Comme précédemment, nous avons retiré la résine servant de protection avec un jet d'acétone et un rinçage à l'alcool isopropylique. Bien que moins dégradée par rapport à l'eau régale, le résultat montre des défauts de surface, suffisamment importants pour gêner la finalisation du composant (fig.4.13). La solution d'iode bisublimé et d'iodure de potassium est la moins agressive pour le polymère, mais le retrait de la résine photosensible à l'acétone induit toujours beaucoup de défauts. La solution, adoptée pour contourner l'utilisation de l'acétone et de l'alcool, est la suivante: le substrat est insolé en totalité et la résine est révélée. Les ré-

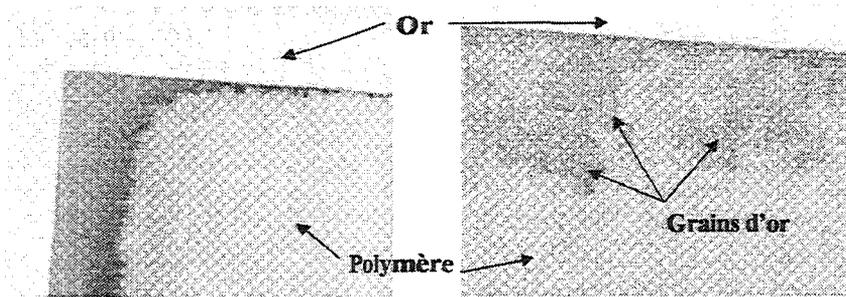


Figure 4.9 Bords d'attaque pendant la gravure et détail de la surface d'or avec une solution $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (3/1/6)

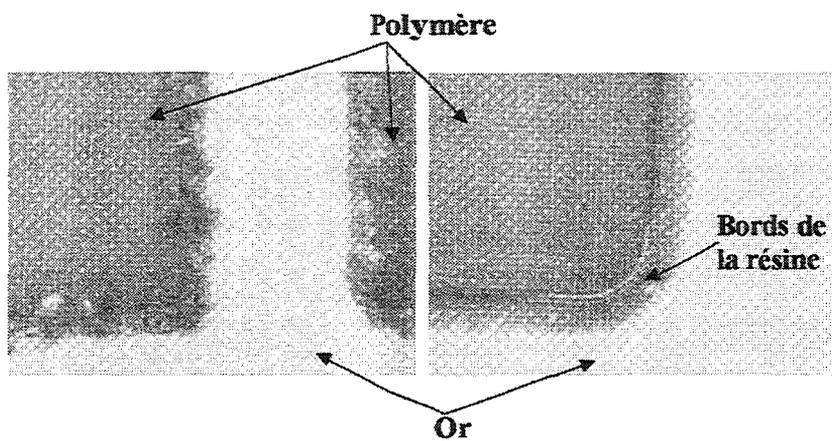


Figure 4.10 Résultats des gravures avec une solution $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (3/1/3) (à gauche) et une solution $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (3/1/6) (à droite)

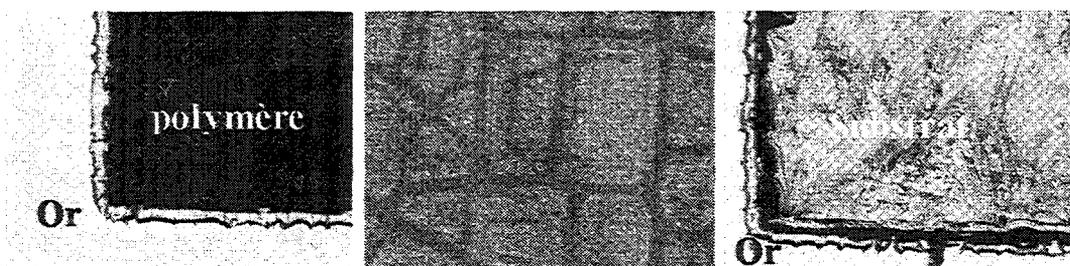


Figure 4.11 Etat du polymère après rinçage à l'acétone et à l'alcool et gravure de l'or avec $\text{HCl}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ ((3/1/3) à gauche et au milieu et (3/1/6) à droite)

sines, que nous utilisons, sont du type Novolak et les révélateurs sont des solutions légèrement basiques, peu agressives pour les polymères. Il est à noter que cette technique est uniquement valable pour des résines positives.

Le rapport entre la largeur de la sous-gravure et l'épaisseur de métal gravé est proche de l'unité. Pour respecter les dimensions des motifs, il faut que le rapport d'aspect entre les dimensions du motif et l'épaisseur de métallisation soit très grand. Du chapitre précédent, nous obtenons $W/t = 5$, ce qui est trop peu pour cette technique (on se limitera à $W/t > 50$). L'électrolyse permet de réduire le rapport d'aspect tout en gardant une bonne définition des motifs.

2.3 Electrolyse

La définition d'un motif métallique recourant à l'électrolyse (fig.4.14) n'ajoute qu'une étape supplémentaire en comparaison à la technique de gravure. Après le dépôt d'une fine couche d'or (400 Å), l'étape de photolithographie ouvre des fenêtres dans la résine aux endroits des motifs. L'électrolyse fait croître l'or dans les ouvertures. Une insolation totale et une révélation retirent la résine devenue inutile, un léger plasma oxygène peut parfois être nécessaire pour enlever les résidus. Enfin, le mince film d'or est gravé avec une solution $I_2/KI/H_2O$ avec la composition (1g/4g/80ml). La solution électrolytique est une préparation commerciale de sel de cyanure d'or. L'électrolyse est effectuée en régime pulsé pour une granulosité plus fine des états de surface, ce qui permet de réduire les pertes ohmiques.

La technique de l'électrolyse présente plusieurs avantages:

- l'électrolyse autorise des épaisseurs de métallisation importantes, ce qui réduit les pertes de propagation hyperfréquences [9] , [10] ;
- le pH de la solution électrolytique est de 7 et la température de croissance de 45°C.
- la couche d'or à graver est très fine, l'attaque ne dure que quelques secondes. Le contact entre le polymère et la solution $I_2/KI/H_2O$ est d'un dizaine de secondes, la diffusion de l'iode dans le polymère est très limitée;
- avec une sous-gravure de l'ordre de l'épaisseur du film, celle-ci devient négligeable; la résolution des motifs est plus précise (fig.4.15).
- pour finir, l'électrolyse nous permet d'envisager une architecture en trois dimensions de la ligne hyperfréquence. Le dépôt par pulvérisation est relativement isotrope, la croissance électrolytique est la même sur les flancs verticaux que sur les plans horizontaux. Cette technique offre un relief au circuit planaire, un flanc vertical d'une dizaine de micromètre n'est plus un obstacle pour un ruban métallique (fig.4.16).

2.4 Méthode retenue

La méthode que nous retiendront pour la réalisation d'un ruban d'une épaisseur de 2 μm sur polymère est la suivante (fig.4.14):

- 1) une couche de 400 Å d'or est déposée à la surface par pulvérisation avec les paramètres suivant: une

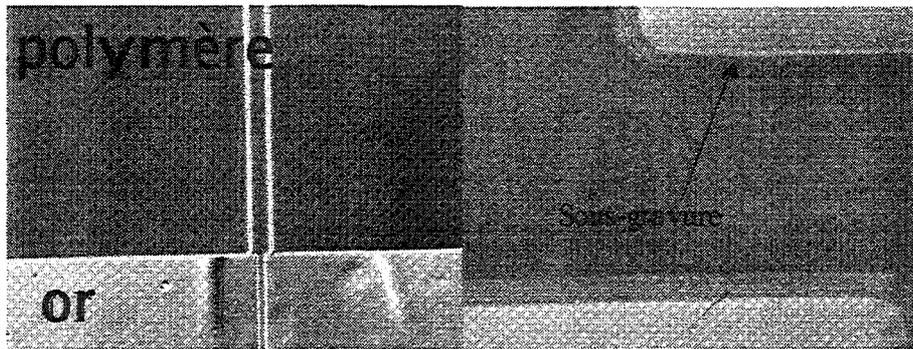


Figure 4.12 Définition des motifs par gravure $KI/I_2/H_2O$ et détail de la sous-gravure

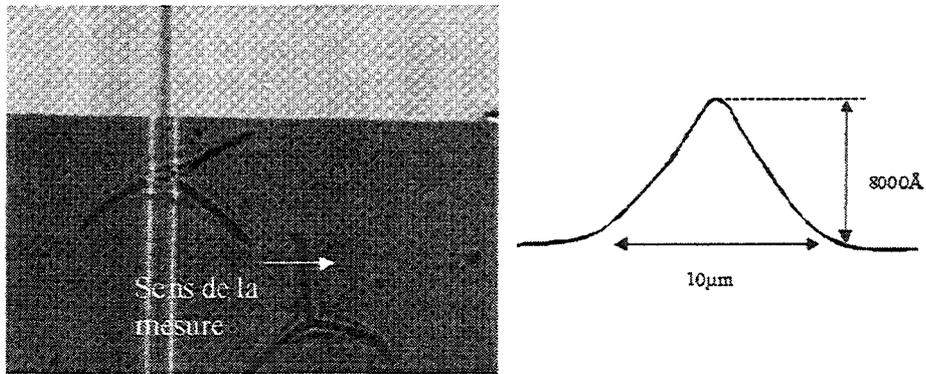


Figure 4.13 Etat de surface du polymère après gravure $I_2/KI/H_2O$ et retrait de la résine avec acétone et alcool

- 1^{ère} étape :
Enduction, insolation et révélation sur un film mince d'or
- 2^{ème} étape :
Croissance électrolytique de l'or
- 3^{ème} étape :
Retrait de la résine
- 4^{ème} étape :
Gravure du film mince d'or

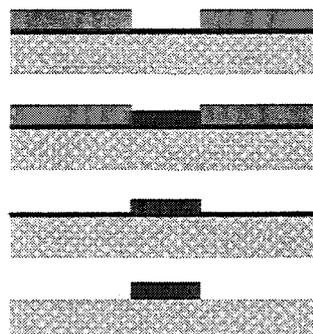


Figure 4.14 Procédé de définition d'un motif métallique à l'aide de l'électrolyse

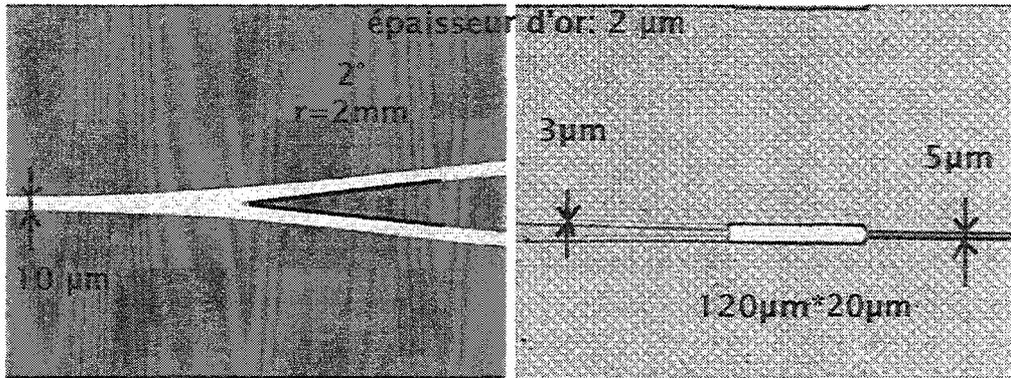


Figure 4.15 Exemple de réalisation de coupleur 3~dB sur P.M.M.A.-D.R.1 (à gauche) et de coupleur 3 dB multimode sur polyimide (à droite)

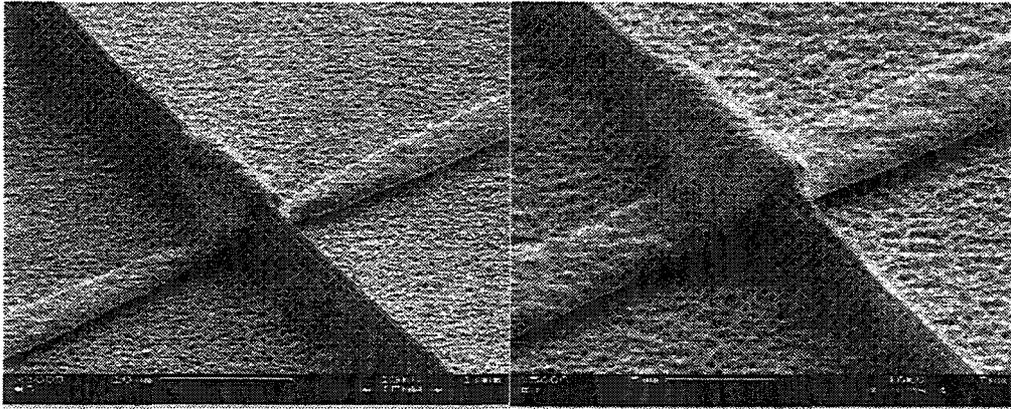


Figure 4.16 Croissance électrolytique d'or sur les surfaces horizontales et verticales d'un ruban de polyimide.

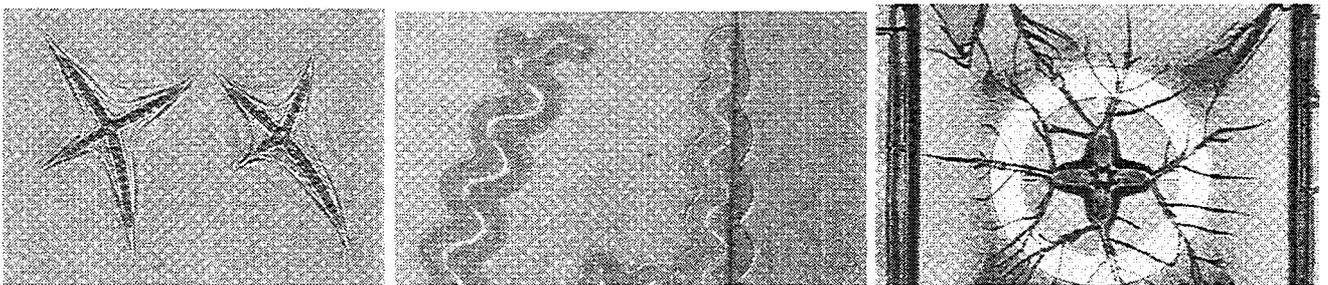


Figure 4.17 Exemples de contaminants sur silice après résinage (à gauche), après révélation (au milieu) et après gravure profonde (à droite)

pression de $9 \cdot 10^{-3}$ Pa, une puissance de 150 W et un temps de 3 min. Les marques d'alignement sont reportées sur l'extérieur du masque. Elle sont protégées pendant la pulvérisation avec un masque physique, un morceau de silicium par exemple;

- 2) l'opération de photolithographie définit les motifs sur la résine. Pour faire monter un ruban d'or sur un flanc droit de polymères, on utilise une résine épaisse: l'AZ4562. Les paramètres d'enduction sont les suivants: 3000 tpm/s pour l'accélération, 3000 tpm pour la vitesse et 40 s pour le temps de centrifugation. La résine est récurée à 100°C pendant 3 min sur plaque. La résine est insolée avec une énergie de 100 mJ/cm² à la longueur d'onde de 400 nm. Les motifs sont révélés dans une solution d'AZ351B/H₂O (1/4) pendant 30s;
- 3) pour retirer les résidus de résine au fond des motifs et améliorer le contact entre la couche d'or et l'or électrolysé, on effectue un plasma oxygène avec une tension de polarisation de 80 eV, une puissance de 50W et un débit de 50 cm³/min;
- 4) l'or est électrolysé en régime pulsé avec une période de 100 μs et un rapport cyclique de 1/10^e. La température du bain est de 45°C avec une concentration de 7 à 10 g/l d'or en masse. La densité de courant est de 1mA/cm². La vitesse de croissance est de 800 Å/min;
- 5) après rinçage à l'eau et séchage à l'azote, l'échantillon est insolé avec une énergie de 100 mJ/cm² à la longueur d'onde de 400 nm. La résine est retirée dans un «bain» d'AZ351B pur le temps de dissoudre toute la résine. L'échantillon est rincé à l'eau désionisée et séché à l'azote;
- 6) pour enlever les résidus, on effectue de nouveau un plasma oxygène comme dans l'étape n°3;
- 7) la fine couche d'or est retirée avec une attaque humide KI/I₂/H₂O (1g/4g/80ml). Un contrôle visuel permet de savoir la fin de la gravure, celle-ci est stoppée par un rinçage à l'eau désionisée.

3 Gravure

Second verrou de la technologie des polymères, la gravure des polymères suit la même philosophie (l'axiomatique de la technologie) que le procédé de définition d'un motif métallique, soit:

- 1 . pas d'acétone;
- 2 . pas d'alcool;
- 3 . des contacts limités avec les solvants des résines;
- 4 . limiter les réactions chimiques;
- 5 . compatibilité en température;
- 6 . pH des solutions proche de 7.

Ces six propositions permettent de définir un procédé de fabrication utilisable pour un large éventail de polymères, il a été validé pour l'ensemble des polymères rassemblés dans le premier tableau (page 104). Dans cette optique, nous n'utiliserons pas les propriétés de photosensibilité, ni la gravure humide des polymères, trop dépendante de la nature du polymère [11]. La gravure sèche du polymère est la voie la plus prometteuse pour la mise en place d'une procédure standard de gravure des polymères. Plusieurs masques sont possibles

pour protéger le polymère: la résine, la silice ou les métaux. Le masque de résine reste le plus courant et le plus simple [12], [16]. Pourtant, nous avons décidé de ne pas l'utiliser pour plusieurs raisons:

- elle ne respecte pas le troisième axiome;
- l'épaisseur de gravure est limitée par les vitesses de gravure relatives polymère/résine.

L'insertion d'une couche de protection permet de pallier ces deux problèmes.

3.1 Masque en silice [17]

C'est une technique répandue pour la gravure des polymères. La silice est habituellement déposée à la température de 300°C, trop élevée pour les polymères électro-actifs (contraire à la cinquième proposition). Nous avons effectué les dépôts à la température de 200°C, mais la couche de silice n'est pas homogène, elle est poreuse et contrainte. Les opérations suivantes de photolithographie feront apparaître des lignes de contraintes (opération de résinage ou de gravure profonde figure 4.17). La gravure avec un masque de silice a été abandonnée au profit d'une gravure avec un masque de métal, plus malléable que la silice.

3.2 Masque métallique

3.2.1 Calibrage de la vitesse de gravure des métaux

Pour s'assurer de la résistance du masque à la gravure par plasma, nous avons, dans un premier temps, calibré la vitesse de gravure de différents métaux. Pour cela, la méthode *in situ* utilisant l'interféromètre est inutilisable, les métaux réfléchissent trop la lumière ou l'absorbent trop. Nous avons utilisé une méthode visuelle permettant de mesurer précisément la vitesse de gravure en jouant avec le contraste de couleur des métaux: une faible épaisseur de métal est déposée sur une forte épaisseur d'un autre métal (fig.4.18), on peut ainsi apprécier au changement de couleur la vitesse de gravure du métal.

Un plasma oxygène pur n'attaque pas les métaux. Les essais ont été réalisés avec les paramètres suivants:

Gaz	O ₂ 20 cm ³ .min ⁻¹
Puissance	100 W
Pression	0,35 Torr

Après 30 minutes de gravure, la surface et l'épaisseur de métal n'ont pas changé. Pour graver les polymères résistants au plasma oxygène, l'ajout d'un gaz fluoré comme CF₄, CHF₃ ou SF₆ est nécessaire. Dans le paragraphe suivant, nous verrons que l'hexafluorure de soufre permet de graver un large spectre de polymères. Nous avons donc testé le plasma suivant: O₂: 20 cm³.min⁻¹; SF₆: 5 cm³.s⁻¹ et une pression de travail de 0,35 Torr. Les résultats des mesures sont rassemblés dans le tableau:

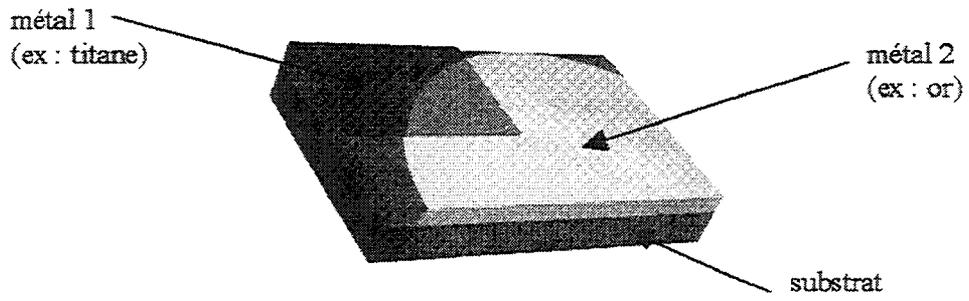


Figure 4.18 Principe de la mesure de la vitesse de gravure des métaux

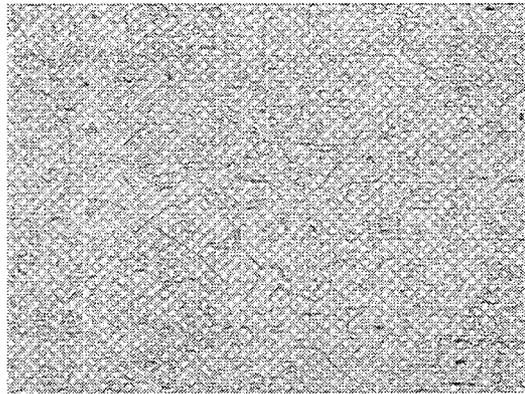


Figure 4.19 Surface du polyimide après retrait du masque d'aluminium

	Or	Titane
150W	100 Å/min	250 Å/min
125W	80 Å/min	170 Å/min
100W	70 Å/min	

Les rapports des vitesses de gravure entre le polymère et le métal sont grands (voir paragraphe «Gravure des polymères»), la gravure est donc sélective. Le choix d'un métal particulier comme masque de gravure est dicté par la facilité à l'enlever sans détériorer le polymère. Dans le tableau suivant sont regroupés les métaux disponibles et les solutions d'attaque.

Métal	Solution d'attaque
Aluminium	HCl/H ₂ O (1/4) Solution de NaOH
Chrome	HCl HNO ₃
Nickel	HNO ₃ /CH ₃ COOH/H ₂ SO ₄ (5/5/2) HNO ₃ /HCl/H ₂ O (1/1/3)
Platine	HNO ₃ /HCl/H ₂ O (1/7/8)
Argent	HNO ₃ /H ₂ O (5/9 ou 1/5) Fe(NO ₃) ₃ /H ₂ O (11 g/9 ml)
Or	HCl/HNO ₃ (3/1) KI/I ₂ /H ₂ O (4 g/1 g/80 ml)

Les axiomes de notre système de pensée déterminent les métaux utilisables. La sixième proposition élimine les métaux dont la solution d'attaque est trop acide ou basique. Il ne reste alors que l'or avec la solution de KI/I₂/H₂O (4 g / 1 g / 80 ml) et l'aluminium avec une solution très diluée de soude. L'aluminium est un élément très réactif, qui s'oxyde très vite. Après retrait du masque d'aluminium, la surface du polymère est dégradée (fig.4.19), ce qui laisse à penser que des liaisons covalentes ont lié le polymère et l'aluminium. Il ne reste alors qu'un seul métal susceptible de répondre à toutes nos exigences: l'or. Le retrait d'une fine couche d'or laisse la surface du polymère propre en fin de processus (fig.4.21).

3.2.2 Gravure des polymères

Après la réalisation du masque d'or, le polymère est attaqué par gravure ionique réactive. Dans un premier temps, nous avons testé un plasma oxygène avec les polyimides Ultradel 9020 et 9120. Les vitesses de gravure en fonction des paramètres du plasma sont rassemblées dans le tableau suivant:

Gaz et débit	Puissance	Pression	Tension	Vitesse de gravure
O ₂ 20 cm ³ .min ⁻¹	100 W	0,35 Torr	300 V	2000 Å/min
O ₂ 20 cm ³ .min ⁻¹	140 W	0,35 Torr	450 V	3000 Å/min
O ₂ 20 cm ³ .min ⁻¹	180 W	0,35 Torr	580 V	3800 Å/min

La gravure par plasma oxygène donne des vitesses de gravure suffisantes pour entamer des épaisseurs de polymère importantes (quelques micromètres), les tensions de polarisation dépassent largement les 100 volts et indiquent que la gravure est autant physique que chimique. La gravure oxygène est aussi très sélective, elle n'attaque que les composés organiques, il n'y a donc pas de compromis entre l'épaisseur du masque, l'épaisseur du polymère à graver et le temps de gravure. Toutefois le procédé est limité par :

- la tension de polarisation. Au dessus de 100 V, la rugosité des surfaces, trop importante, augmente les pertes optiques (fig.4.20) [13] .

- la nature du polymère. Pour que la gravure soit possible, il faut que les composés issus de la réaction soient volatils afin de renouveler les réactifs à la surface du polymère. Or, parfois, des composés inorganiques résistants au plasma oxygène se forment à la surface, comme c'est le cas pour les polymères dont la composition renferme du silicium. Une couche superficielle composée en partie de silice stoppe la progression de la gravure oxygène au bout d'un à deux micromètres. L'adjonction dans la composition du plasma d'un gaz fluoré, réactif avec la silice, est nécessaire [14] [15] .

Polymère	Gaz et débit	Puissance	Pression	Tension	Vitesse de gravure
Ultradel 9020 et 9120	O ₂ 40 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,2 T	200 V	2500 Å/min
Ultradel 9020 et 9120	O ₂ 20 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,2 T	200 V	3000 Å/min
Ultradel 9020 et 9120	O ₂ 20 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	150 W	0,2 T	300 V	6000 Å/min
PMMA greffé DR1	O ₂ 35 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,35 T	100 V	7000 Å/min
OIP	O ₂ 35 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,35 T	100 V	1000 Å/min
Résine photosensible 1518	O ₂ 40 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,2 T	200 V	2700 Å/min
SF11	O ₂ 20 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	100 W	0,2 T	200 V	2200 Å/min
OIP14gTMS	O ₂ 40 cm ³ .mn ⁻¹ SF ₆ 5 cm ³ .mn ⁻¹	150 W	0,2 T	280 V	6500 Å/min

L'hexafluorure de soufre, même avec une pression partielle faible, active la gravure des polymères et réduit la tension de polarisation sans diminuer les vitesses de gravure. Avec une tension de polarisation inférieure à 100 V, l'épaisseur de gravure est limitée à une dizaine de micromètres pour une sous-gravure inférieure au dixième de micromètre. De plus, le quotient surface de polymère sur surface d'or doit être grand pour éviter une charge des plans métalliques, dont l'effet s'oppose au plasma et réduit la vitesse de gravure. Sur la figure 4.21 sont rassemblées les photographies d'un ruban de 5 µm de polyimide gravé avec un masque d'or et une énergie de 100 eV. Sur la première photographie, le masque d'or est encore à la surface du polymère, on

observe que la sous-gravure est faible. Sur l'image du milieu, l'or a été enlevé, la surface du polymère est lisse. Sur la dernière image, un détail des flancs du ruban montre que la rugosité est faible.

3.3 Méthode retenue

La méthode retenue pour la gravure de polymère sera la suivante:

- 1) réalisation d'un masque en or dont l'épaisseur dépend de l'épaisseur et de la nature du polymère à graver. Si le polymère peut être gravé par un plasma oxygène, une épaisseur de $0,1 \mu\text{m}$ d'or est suffisante pour graver plus d'une dizaine de micromètre de polymère. Pour les polymères contenant l'élément silicium, l'épaisseur d'or sera fonction de l'épaisseur à graver.
- 2) une fois la gravure terminée, le masque d'or est retiré avec une solution de $\text{KI/I}_2/\text{H}_2\text{O}$ (1g/4g/80ml). Un contrôle visuel permet de savoir la fin de la gravure, celle-ci est stoppée par un rinçage à l'eau désionisée;
- 3) l'échantillon est séché à l'azote.

En validant les deux étapes élémentaires de la technologie que sont la définition d'un motif métallique sur polymère et la gravure du polymère, nous pouvons envisager la réalisation d'un dispositif. Si la réalisation de la ligne hyperfréquence et du guide optique ne devraient plus poser de problème, il reste encore à étudier la connexion hyperfréquence.

4 Connexion hyperfréquence

Nous n'aborderons le problème de la connexion hyperfréquence qu'ici pour deux raisons:

- il n'existe que peu de modèles analytiques des modifications des dimensions de la ligne et, à plus forte raison, des modifications de la topologie de la ligne;
- la technologie déterminera l'objet réalisable.

Les dimensions des lignes hyperfréquences des modulateurs à ondes progressives sont plutôt atypiques. Sur un substrat d'arséniure de gallium, le rapport W/h d'une ligne micro-ruban d'impédance caractéristique 50Ω est proche de l'unité. La largeur du ruban est donc proche de l'épaisseur du substrat. Pour une connexion hyperfréquence efficace (pour une transformation adiabatique du mode), il faut réduire progressivement la largeur du ruban et par là même l'épaisseur du substrat. Cette solution est technologiquement difficile: d'une part, il faut réduire l'épaisseur du substrat de $400 \mu\text{m}$ à une dizaine de micromètres et, d'autre part, le substrat devient très fragile pour de telles épaisseurs. H.R. Fetterman [16] et D.G. Girton [9] connectent la ligne hyperfréquence directement avec un connecteur micro-ruban/coaxial (connecteur K ou V Wiltron). Mais le diamètre de l'âme centrale de ces connecteurs est de $100 \mu\text{m}$ et les réflexions hyperfréquences sont importantes. Pour réduire les réflexions, la largeur du ruban central a été réduite progressivement, mais dans ce cas, l'impédance caractéristique de la ligne n'est plus adaptée.

La méthode la plus aisée pour la réduction de la taille du mode hyperfréquence, tout en gardant une impédance caractéristique de 50Ω , est d'utiliser une ligne coplanaire dont la largeur du ruban central est réduite progressivement [10], [18]. Lorsque le ruban central a la même largeur que celui de la ligne micro-ruban, il

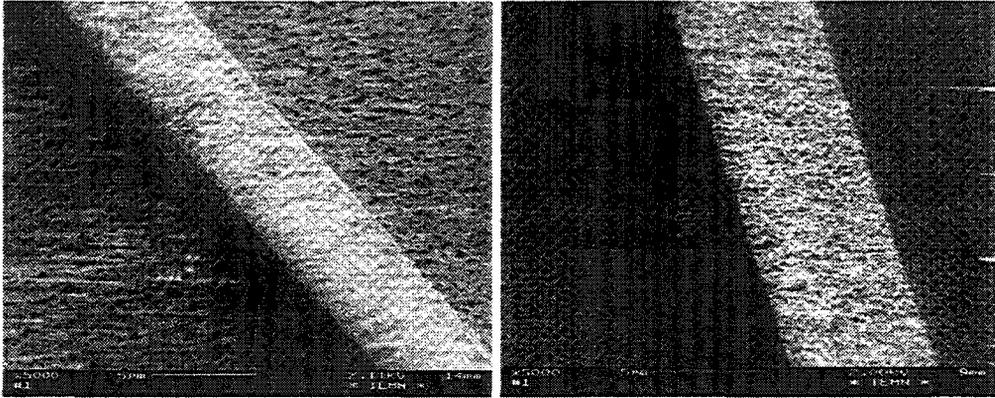


Figure 4.20 Etat des surfaces pour deux polarisations: à gauche 200 eV et à droite 100 eV



Figure 4.21 Ruban de polymère avec un masque d'or, puis retrait du masque et détail des flancs de gravure (de gauche à droite)

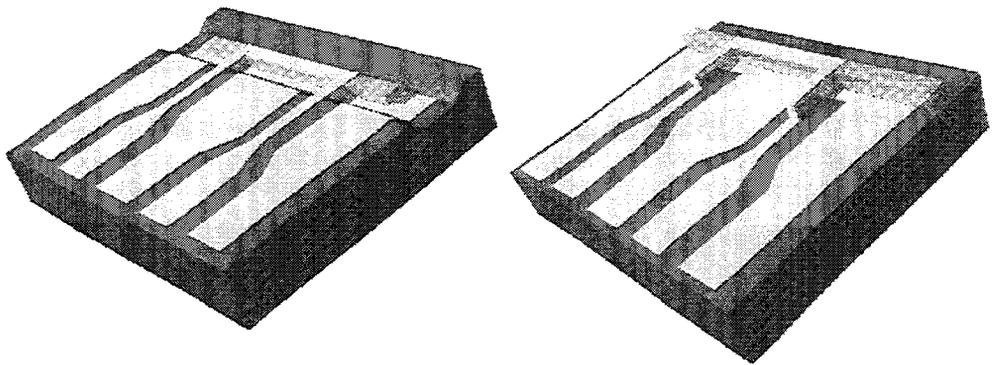


Figure 4.22 Deux topologies de transitions envisagées faisant appel à la gravure orientée et à l'électrolyse

faut réaliser une transition coplanaire/micro-ruban. Pour cela, on peut envisager de faire descendre les plans de masse (fig.4.22 à gauche) ou de faire monter le ruban central (fig.4.22 à droite). La transition la plus intéressante est la première; avec un plan incliné, le mode de la ligne coplanaire se modifie progressivement pour s'adapter à la ligne micro-ruban.

Dans ce but, nous avons étudié la gravure orientée des substrats. Le silicium et l'arséniure de gallium sont des structures de type zinc-blende ou diamant, les plans (111) sont plus serrés que les plans (100) et ainsi la gravure est moins rapide dans cette direction (111). Pour le silicium, on insérera alors une couche isolante entre le substrat et la ligne coplanaire.

4.1 Gravure orientée du silicium [19] , [20]

La solution la plus communément utilisée pour une gravure orientée du silicium est une solution de KOH à 80°C. Le rapport des vitesses de gravure pour les plans (100) et (111) est de 100. La gravure d'un substrat de silicium orienté (100) à travers un masque de silice crée une gravure en forme de V, les flancs étant formés par les plans (111), avec un angle de 54,7° par rapport au plan (100) de la surface (fig.4.23).

4.2 Gravure orientée de l'arséniure de gallium [21]

Presque toutes les gravures de l'arséniure de gallium opèrent en premier lieu par une oxydation de la surface et ensuite dissolvent l'oxyde, enlevant par là même quelques atomes de gallium et d'arsenic. Généralement, la solution contient un composant qui agit comme l'oxydant et l'autre comme agent de dissolution. La solution, que nous utiliserons, est $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$. Le peroxyde d'hydrogène est l'agent oxydant et l'acide sulfurique dissout l'oxyde. Comme pour le silicium, les plans {111} jouent un rôle important dans la gravure orientée. Dans l'arséniure de gallium, on distingue les plans {111}A constitués d'atomes de gallium et les plans {111}B constitué d'atomes d'arsenic. La gravure orientée de l'arséniure de gallium est donc plus sensible que celle du silicium et les résultats font apparaître de nombreux plans cristallins (fig.4.24). Par contre, elle présente l'avantage de pouvoir faire des flancs avec une angle approximativement de 45° dans une direction et de 90° dans l'autre direction. Cette configuration permet d'approcher la fibre à quelques micromètres du guide optique (fig.4.25).

4.3 Remplissage

Le plan incliné terminé, il faut:

- réaliser le guide optique dans la fond de la gravure;
- aplanir la surface pour poser le ruban de la ligne micro-ruban.

Pour aplanir la surface de la gravure, il faut que l'épaisseur de polymère déposés soit au moins dix fois supérieure à la profondeur de gravure. La seule épaisseur que nous pouvons modifier est celle du confinement supérieur, mais l'épaisseur maximale du polyimide SF11 est de 1,5 μm . Nous devons donc ajouter une ou plusieurs couches supérieures de polymères pour réduire les dénivelés. Cette méthode est difficile à mettre en œuvre:

- il faut que les polymères aient des propriétés d'aplanissement. Les polymères SF11, PMMA et

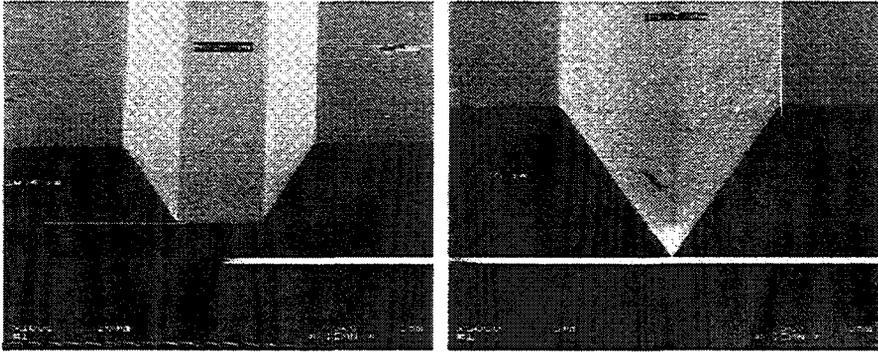


Figure 4.23 Gravure orientée d'un substrat de silicium (100)

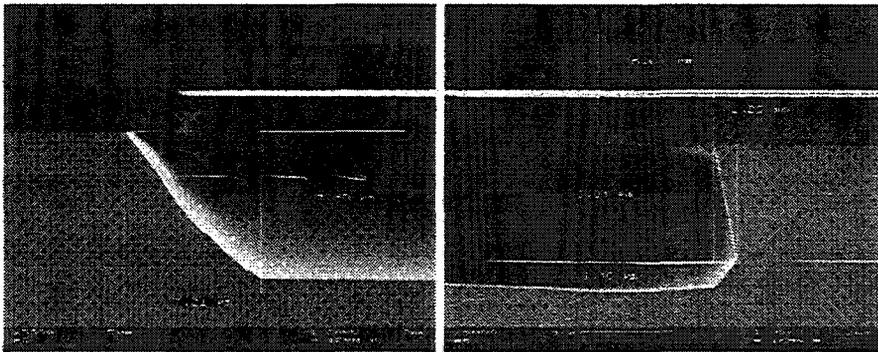


Figure 4.24 Gravure orientée de l'arséniure de gallium avec une solution de $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ (1/1/8) dans la direction $[0-1-1]$ (à gauche) et dans la direction $[0 1-1]$ (à droite)

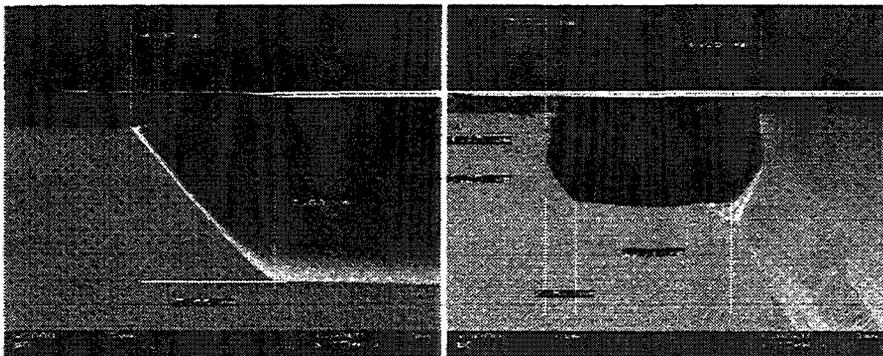


Figure 4.25 Gravure orientée de l'arséniure de gallium avec une solution de $H_2SO_4/H_2O_2/H_2O$ (1/1/16) dans la direction $[0-1-1]$ (à gauche) et dans la direction $[0 1-1]$ (à droite)

PMMA-DR1 suivent parfaitement les contours des gravures. Après dépôt, le dénivelé est identique à celui de la gravure;

- il faut que les vitesses de gravure des polymères soient sensiblement les mêmes pour garder la planéité de la surface;

- pour des dépôts en multicouche, il faut adapter les températures de recuit. Avec un recuit identique pour toutes les couches, les premières déposées sont les plus recuites, les plus dures, et la gravure fait ressortir les profils des résines.

De nombreux essais nous ont démontré que l'aplanissement des gravures est fonction des polymères et de la tailles des motifs. De plus, le dépôt de couches épaisses de polymère au-dessus des structures est contraint. La gravure révèle des fissures dans les polymères du guide optique. Difficile, non-reproductible et consommatrice de matériau, nous avons abandonné cette solution pour la deuxième proposition (fig.4.22 de droite).

5 Orientation des chromophores

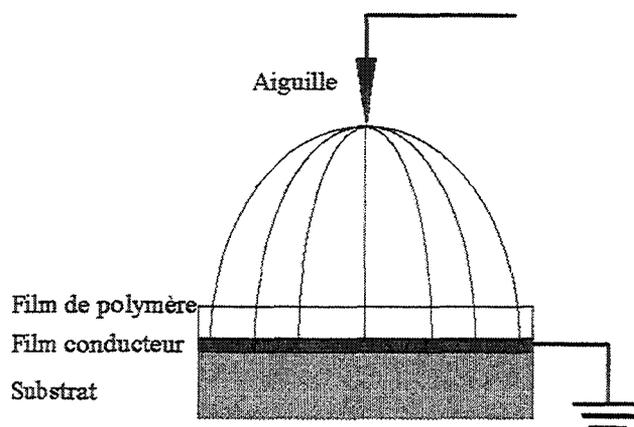


Figure 4.26 Orientation corona

Pour induire une non-linéarité du second-ordre dans un matériau, il faut briser l'équidistribution des chromophores dans la matrice polymérique. La technique la plus utilisée est l'orientation sous champ électrique. Le film de polymère est chauffé jusqu'à sa température de transition vitreuse, température à laquelle les molécules deviennent relativement mobiles. On applique alors un champ électrique orientant les chromophores. Toujours en présence du champ électrique, le film est alors refroidi en-dessous de la température de transition vitreuse, figeant les molécules dans l'alignement du champ.

Le champ électrique est appliqué de deux façons possibles:

- l'orientation corona (fig.4.26). L'échantillon est placé entre un plan conducteur et une aiguille.

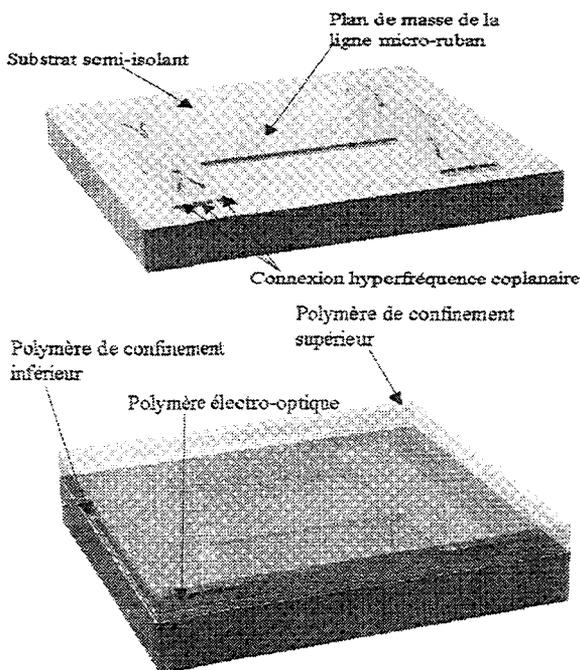
L'aiguille est à environ 1 à 3 cm au dessus de l'échantillon. De cette distance dépend l'aire de polymère orienté. La tension appliquée varie de 5 à 10 kV. Avec cette méthode, il n'y pas de risque de claquage.

- l'orientation entre deux électrodes. Le champ électrique est directement appliqué à partir des électrodes qui constitueront le dispositif. La tension appliquée est d'une centaine de volts. Mais avec cette méthode, il faut que le film de polymère soit parfait, de façon à éviter tout courant de fuite entre les deux électrodes. L'utilisation d'une résine par dessus l'électrode supérieure pourra être utile pour augmenter la tension de claquage.

L'orientation des chromophores ou *poling* reste un étape critique du process, non pas en elle-même mais concernant son insertion dans le processus technologique. Si l'opération s'effectue à une température proche de la transition vitreuse, la perte de l'orientation des chromophores apparaît pour des températures plus basses. Dans le cas du P.M.M.A-D.R.1, après orientation, les températures du processus technologique ne doivent pas dépasser 100°C. Malheureusement, la majorité des résines photosensibles doivent être recuites à plus de 100°C.

6 Procédé complet

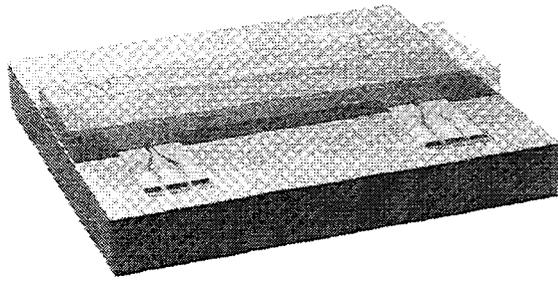
Nous présentons ici à titre d'exemple le procédé suivi pour la réalisation d'un modulateur électro-optique multimode avec une transition coplanaire/micro-ruban, pour la connexion hyperfréquence.



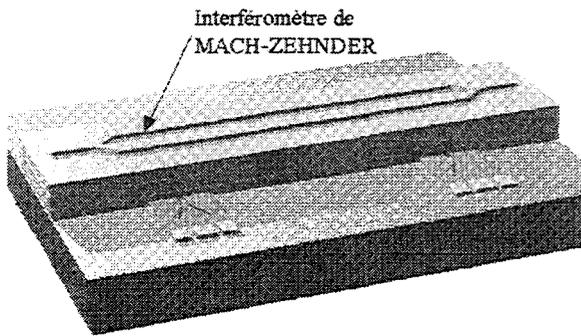
Étape 1: Dépôt par *lift-off* des lignes coplanaires et du plan de masse de la ligne micro-ruban.

Étape 2: Dépôt et recuit des polymères de confinement inférieur, de cœur et de confinement supérieur. L'orientation des chromophores peut avoir lieu à cette étape par effet corona.

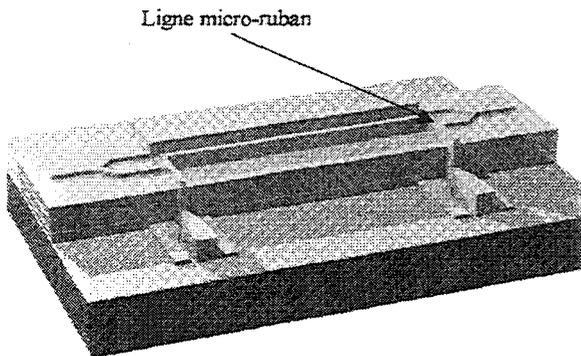
Étape 3: Les contacts avec les lignes coplanaires sont dégagés par une gravure ionique réactive, avec une couche d'arrêt en or.



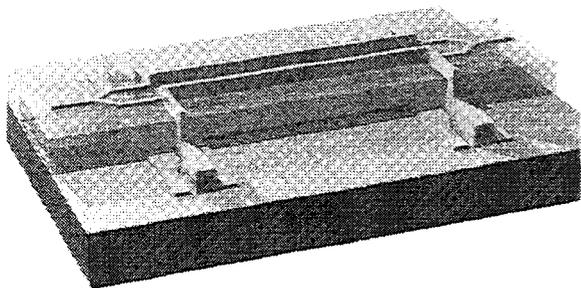
Étape 4: Après une pulvérisation d'or et une étape de photolithographie, le masque de l'interféromètre de MACH-ZEHNDER est défini par électrolyse. La résine est retirée par insolation totale et révélation.

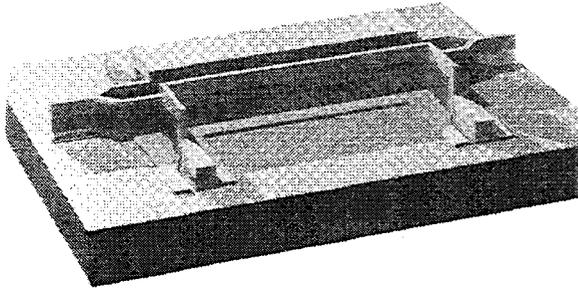


Étape 5: On réalise les lignes hyperfréquence par électrolyse. La transition coplanaire/micro-ruban est complète.

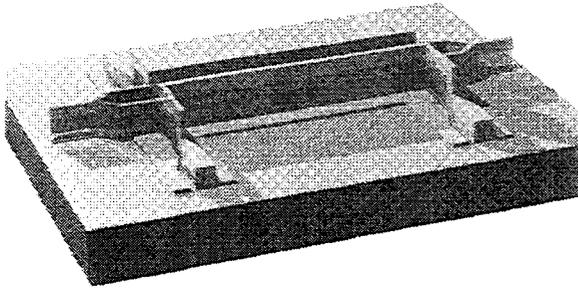


Étape 6: Le film d'or, déposé par pulvérisation, est enlevé avec une solution d'iodure de potassium et d'iode bisublimé.





Étape 7: Les guides optiques sont définis par gravure ionique réactive. L'interféromètre de MACH-ZEHNDER est terminé.



Étape 8: Le masque d'or de l'interféromètre est enlevé avec une solution d'attaque or. Le *poling* peut aussi intervenir à cette étape. L'orientation des chromophores utilise alors les électrodes.

7 Caractérisation

La technologie des lignes hyperfréquences et des guides optiques est identique. A chaque guide optique caractérisé correspond une ligne hyperfréquence, qui a été réalisée en même temps que le guide optique. De ce fait, à chaque caractérisation d'une ligne hyperfréquence correspond la caractérisation d'un guide optique adapté à la ligne.

7.1 Guides optiques

7.1.1 Méthodes de mesure

Nous disposons de trois configurations de bancs de caractérisation de guides optiques:

- la mesure fibre à fibre. Le guide optique est inséré dans une chaîne de transmission de l'onde optique (fig.4.27). Avec cette méthode, nous mesurons les pertes de propagation et les pertes d'injection en entrée et en sortie. La technique des clivages successifs permet de séparer les pertes de propagation des pertes de couplage. Si l'on fait l'hypothèse que les pertes de couplage ne changent pas avec le clivage, alors la mesure des pertes de propagation se déduit de la mesure des pertes totales P_1 et P_2 de deux guides identiques de longueurs différentes L_1 et L_2 . Les pertes de propagation se déduisent alors par: $\alpha = \frac{P_2 - P_1}{L_2 - L_1}$ en posant $L_2 > L_1$. Les pertes de couplage par face se déduisent des pertes de couplage totale si l'on fait l'hypothèse que celles-ci ne sont liées qu'au recouvrement des modes. Dans ce cas, les pertes de couplage pour une face d'injection P_i sont: $P_i = P_2 - \alpha L_2 = P_1 - \alpha L_1$.
- la mesure en champ proche en sortie de guide. Le profil du faisceau optique est observé à l'aide d'une caméra sensible aux longueurs d'ondes utilisées (fig.4.28). Cette mesure permet d'observer facilement les diviseurs de puissance et la commutation contrairement à la méthode fibre à fibre, où l'alignement de plusieurs fibres devient difficile. Elle permet, de plus, de vérifier le caractère monomode ou multimode d'un guide. Sur la figure 4.30 sont représentés les trois premiers modes d'un guide multimode avec un confinement métallique. Les modes sont séparés en modifiant l'injection.
- la mesure de la lumière diffusée (fig.4.29). La caméra au-dessus du guide donne une image de la puissance rayonné par la surface supérieure du guide. Nous faisons alors l'hypothèse que celle-ci est proportionnelle à la puissance guidée. Dans ce cas, les pertes de propagation sont estimées par la pente moyenne de la diminution de l'intensité en fonction de la distance de propagation. Cette méthode suppose que le confinement supérieur soit transparent et que les pertes de rayonnement soient suffisantes pour obtenir une image du guide sur la caméra. B. Bellini [23] a caractérisé de cette façon des guides enterrés dont la structure est représentée sur la figure 4.31. Les résultats des caractérisations à $\lambda_0 = 633$ nm sont rassemblés dans le tableau à droite de la figure 4.31.

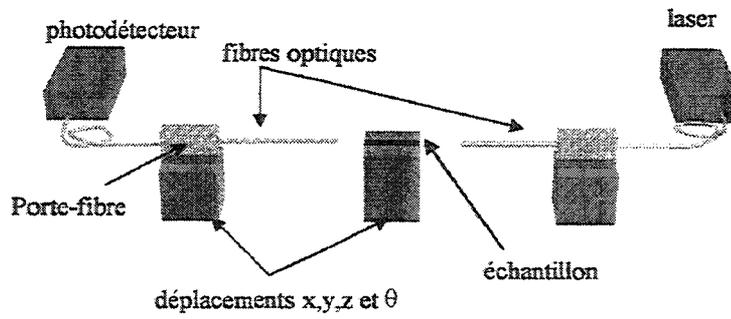


Figure 4.27 Mesure fibre à fibre

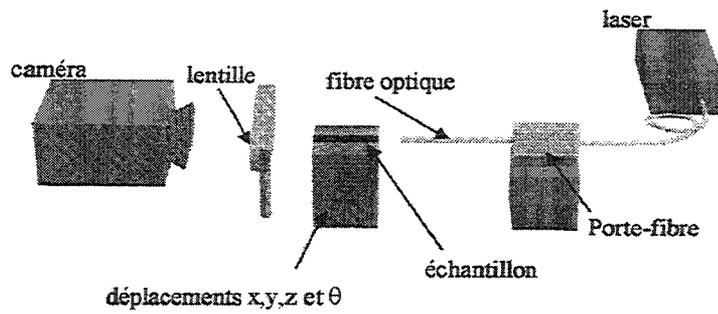


Figure 4.28 Caractérisation du profil de mode en champ proche

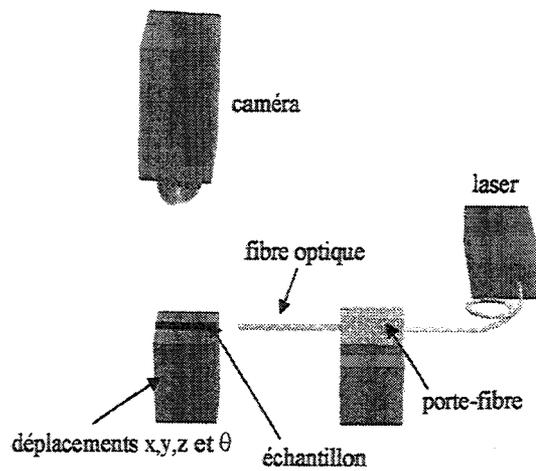


Figure 4.29 Mesure de la lumière diffusée

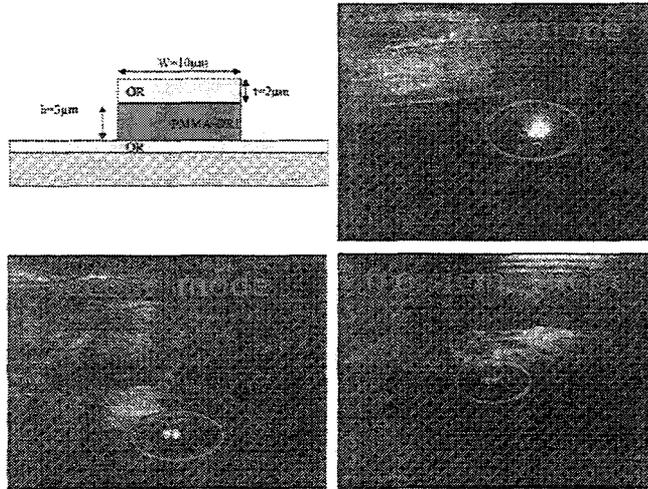


Figure 4.30 Observation en champ proche des trois premiers modes du guide en haut à gauche

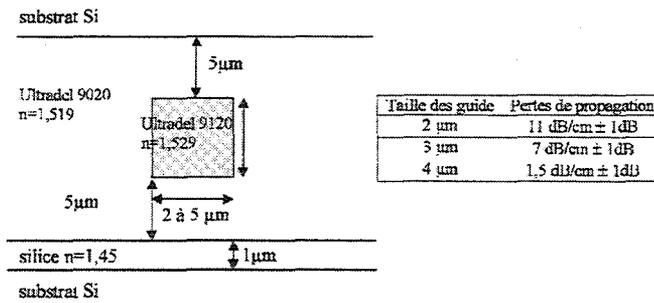


Figure 4.31 Structure des guides enterrés et caractérisation optique

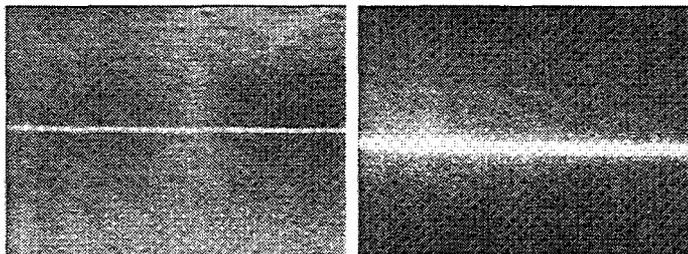


Figure 4.32 Caractérisation en champ proche de guides plans

7.1.2 Mesures

Parmi les guides optiques proposés dans le paragraphe «guides optiques envisageables» page 99, la solution, la plus séduisante pour sa simplicité technologique, est le guide optique confiné par le métal (fig.4.24 page 98). Les simulations prévoient qu'un guide optique de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec un confinement en or donnent des pertes de propagation de $0,5\ \text{dB/cm}$. En respectant le rapport W/h proche de 2, on obtient une ligne $50\ \Omega$ avec des pertes hyperfréquences de $3\ \text{dB/cm}$ à $40\ \text{GHz}$. La structure de ce modulateur simplifie la technologie: dépôt monocouche, pas de recherche de polymères dont les solvants sont compatibles et pas de problème de résistance électrique des matériaux pour le poling. La seule contrainte réside dans l'épaisseur de la couche à déposer: $10\ \mu\text{m}$. Or l'épaisseur maximale de PMMA-DR1 est de $3\ \mu\text{m}$ (voir paragraphe «Polymères» page 104). Au préalable nous avons caractérisé des guides plans, ceci permet:

- d'estimer des pertes dans les rubans métalliques de part et d'autre du guide optique. Par la suite, on peut alors quantifier les pertes par rayonnement liées à la rugosité des flancs de gravure en retranchant les pertes dans les rubans métalliques des pertes globales de propagation.
- de comparer l'efficacité des confinements optiques;

Nous avons testé deux types de guide plan. Le premier est composé de deux plans métalliques séparés par $3\ \mu\text{m}$ de PMMA-DR1. Le second est composé de deux plans métalliques séparés par trois couches de polymère arrangées de la façon suivante: polyimide SF11 ($1\ \mu\text{m}$)/PMMA-DR1 ($3\ \mu\text{m}$)/polyimide SF11 ($1\ \mu\text{m}$). Sur la figure 4.32 sont représentées les mesures en champ proche à la longueur d'onde de $1,3\ \mu\text{m}$ du premier guide plan à gauche et du second guide plan à droite et ce pour une même longueur de propagation. La figure 4.32 est suffisamment explicite pour démontrer l'intérêt de la couche de confinement diélectrique, l'intensité lumineuse du guide plan avec confinement est beaucoup plus grande. Des mesures fibre à fibre donnent une différence d'environ $15\ \text{dB/cm}$ de pertes de propagation entre ces deux guides. Enfin, la caractérisation des guides plans reste à développer notamment pour l'étude de la diffusion des métaux dans les polymères, leur influence sur les pertes de propagation et les différentes barrières de diffusion possibles.

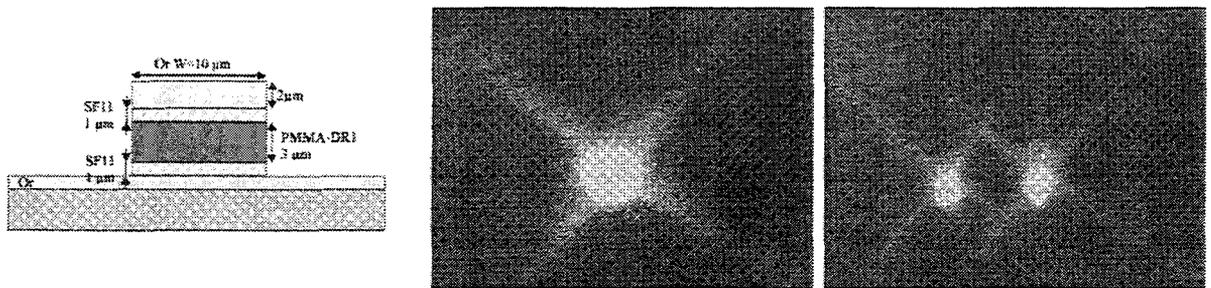


Figure 4.33 Structure et mesure en champ proche d'un guide droit et d'un coupleur 3~dB

En deuxième lieu, nous avons caractérisé des guides à confinement latéral. Compte tenu des mesures précédentes, nous avons choisi la seconde structure pour le confinement optique. L'épaisseur totale de diélectrique est alors de $5\ \mu\text{m}$; pour une ligne micro-ruban d'impédance caractéristique de $50\ \Omega$ la largeur du ruban métallique est de $10\ \mu\text{m}$. Le guide optique est représenté sur la figure 4.33 de gauche. Le guide est multimode;

les calculs sur le logiciel commercial OWMS donnent 25 modes. Les caractérisations en champ proche d'un guide droit et d'un coupleur 3 dB sont représentés respectivement au milieu et à droite. Pour le coupleur 3 dB, la distance entre les deux guides est de 100 μm avec un rayon de courbure de 7 mm et un angle de 7° , ce qui est possible à cause de fort confinement latéral (habituellement, pour un guide monomode, l'angle dépasse rarement 2°). La longueur de propagation est d'un centimètre. À titre de comparaison, la longueur de propagation des guides de la figure 4.30 est de 3 mm (les mêmes réglages du banc sont identiques à ceux de la figure 4.33).

L'estimation de pertes de propagation est difficile avec cette structure. La présence du métal au dessus du guide empêche l'utilisation de la méthode en champ proche au-dessus du guide. La méthode des clivages successifs s'impose mais elle est difficile à mettre en œuvre avec les guides polymères. D'une part, il faut des guides de très grandes longueurs. Ph. Robert [22] présente la caractérisation de guides optiques sur semi-conducteur par différents laboratoires. L'écart type moyen entre les mesures de pertes fibre à fibre est de 2 dB, lié aux conditions d'injection. Les pertes optiques dans les guides polymères sont inférieures à 0,5 dB/cm [2], [4] et [24]. Pour s'affranchir des conditions d'injection, il faut donc des guides d'au moins 4 centimètres, chose délicate en technologie. D'autre part, la méthode de clivages successifs nécessite que les faces d'injection soient toujours similaires. Or avec les polymères, les clivages ne sont pas reproductibles, le polymère est généralement souple, il ne suit pas un plan de clivage ou/et se déchire. Sur la figure 4.34, nous avons rassemblé différents cas possibles:

- sur la figure de gauche, le clivage d'un guide PMMA-DR1 entre deux couches métalliques. On remarque que la face d'injection n'est pas droite et qu'elle est en retrait par rapport au plan de clivage du substrat.
- sur la figure du centre, on peut voir le clivage d'un guide en ruban avec une couche d'arrêt métallique en surface. Le métal s'est soulevé et gêne l'alignement avec la fibre.
- sur la figure de droite, un guide en polyimide Ultradel avec une couche d'arrêt en silice a une adhérence faible sur la silice. Le clivage du substrat ne s'accompagne pas du clivage du guide, celui-ci reste suspendu dans le vide. À la surface du guide, on observe les reliquats de la couche d'arrêt en silice.

Dans ces conditions, la dispersion des mesures fibre à fibre est trop importante pour extraire une valeur de perte de propagation. Ceci met en valeur un problème clé de la technologie des polymères: les faces d'injection. L'amélioration de la qualité des faces d'injection s'opère sur deux niveaux:

- au niveau des propriétés des polymères. Il faut une bonne adhérence du polymère sur le substrat pour que la contrainte du clivage se transmette au polymère. Il faut que le polymère soit cassant pour que la contrainte se propage dans le polymère. C'est le cas par exemple des polymères thermo-durcissables, mais ceux-ci sont généralement difficilement travaillables.
- au niveau de la technique. Les faces d'injection sont préparées avant clivage par une gravure R.I.E. profonde ou une découpe au laser. Le clivage se fait alors le plus proche possible de la face d'injection. La dernière technique consiste à découper à la scie le polymère en même temps que le substrat, mais elle nécessite l'optimisation de nombreux paramètres comme le choix du matériau de la scie, la vitesse, la pression...

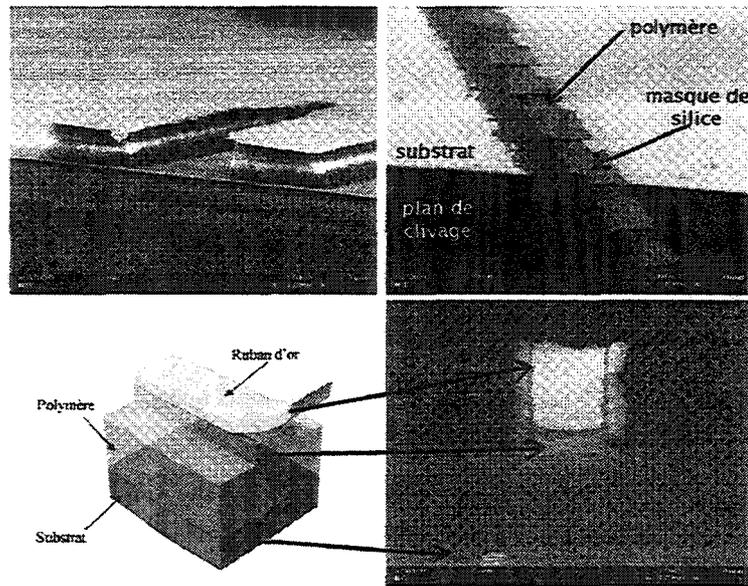


Figure 4.34 différents cas de figure de clivage de guides polymères

7.2 Lignes hyperfréquences

La ligne hyperfréquence de notre modulateur est représentée sur la figure 4.35. Elle est constituée d'un accès coplanaire pour la connexion avec la source hyperfréquence et la mesure sous pointes. Les dimensions transversales de la ligne coplanaire sont réduites progressivement jusqu'à la largeur de la ligne micro-ruban pour une transformation adiabatique du mode. Le ruban central de la ligne coplanaire passe alors au-dessus du polymère et le plan de masse en-dessous, de manière à former une ligne micro-ruban (fig.4.35). Pour une connexion optique et hyperfréquence aisée, les accès hyperfréquences sont renvoyés sur le côté. En utilisant la méthode B. Bianco et P. Parodi présentée dans le second chapitre, nous avons caractérisé chaque élément de la ligne: la ligne coplanaire, la transition coplanaire/coplanaire, la transition coplanaire/micro-ruban, le coude de la ligne micro-ruban et la ligne micro-ruban.

7.2.1 Transition coplanaire-coplanaire

La configuration de la ligne coplanaire permet la transformation de la taille du mode hyperfréquence sans perte de puissance tout en gardant une impédance 50Ω . La transition étudiée est de forme triangulaire (fig.4.36) tout en respectant le rapport W/h pour garder l'impédance constante. Les pertes dans la transition sont étudiées en fonction de la longueur L et de la différence de largeur D (fig.4.36). Nous avons déterminé les pertes de propagation dans les lignes coplanaire sur GaAs semi-isolant pour des rubans de largeur de $35 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$. Les pertes en dB/cm sont rassemblées sur le graphique à gauche de la figure 4.37. Le coefficient de réflexion de la ligne étant faible, nous pouvons en première approximation déduire les pertes dans la transition en retranchant les pertes de propagation du coefficient de transmission. Dans ce cas, pour le cas le plus défavorable (largeur de la ligne de $10 \mu\text{m}$), les pertes dans une transition d'une longueur

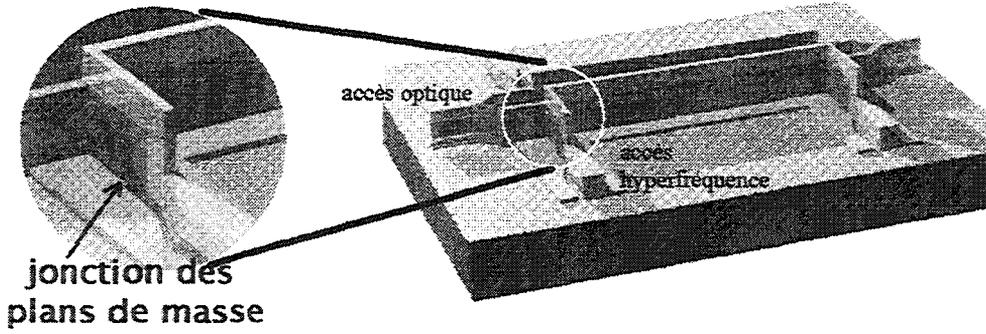


Figure 4.35 Modulateur électro-optique

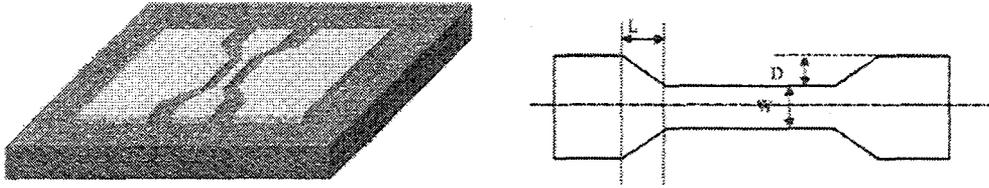


Figure 4.36 Transition coplanaire/coplanaire

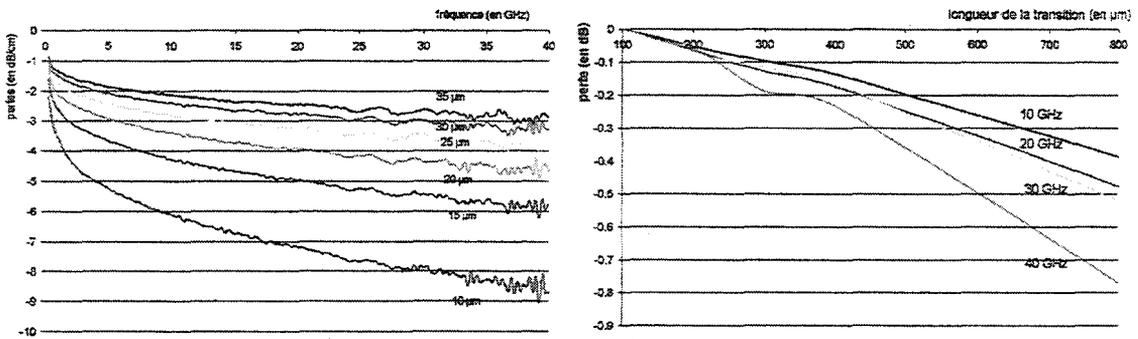


Figure 4.37 A gauche: pertes de propagation des lignes coplanaires en fonction de la fréquence et de la largeur W du ruban et à droite: pertes rapportées par la transition en fonction de la longueur L pour $W=20\text{ }\mu\text{m}$

de $100 \mu\text{m}$ sont inférieures à $0,1 \text{ dB}$ sur toute la gamme de 250 MHz à 40 GHz . Nous avons aussi mesurer les pertes en fonction de la longueur L de la transition pour $W=20 \mu\text{m}$. Elles sont représentées pour différentes fréquences à droite sur la figure 4.37. Plus la transition est longue, plus les pertes dans la transition sont importantes. Nous avons alors mesuré les pertes dans une transition abrupte. Dans ce cas, le coefficient de réflexion est supérieur à celui d'une transition progressive. La transition de la ligne hyperfréquence du modulateur sera donc de forme triangulaire avec une largeur passant de $35 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ sur une longueur de $100 \mu\text{m}$.

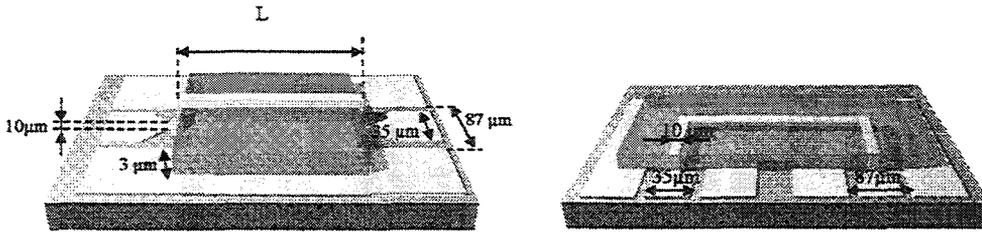


Figure 4.38 Lignes micro-ruban droite et coudée

7.2.2 Ligne micro-ruban sur polymère avec accès coplanaire

Pour caractériser complètement la ligne micro-ruban sur polymère, nous avons réalisé une ligne droite (fig.4.38 de gauche) et une ligne coudée (fig.4.38 de droite). La ligne droite permettra de calculer les pertes dans les transition micro-ruban/ coplanaire et la ligne coudée les pertes dans les angles. Parallèlement à la caractérisation optique, nous avons testé des lignes micro-ruban d'une largeur de $10 \mu\text{m}$ sur une épaisseur de $3 \mu\text{m}$ de P.M.M.A.-D.R.1 avec une métallisation en or de $2,5 \mu\text{m}$.

7.2.2.3 Pertes de propagation

Nous avons testé différentes géométries (fig.4.39) au niveau de la transition coplanaire/micro-ruban essentiellement pour rechercher la configuration donnant le meilleur accès à la ligne hyperfréquence et pour la sensibilité à la technologie. Les lignes, dont la jonction des plans de masse est proche de la transition coplanaire/micro-ruban (fig.4.35), présentent des coefficients de réflexion importants, signe de la présence d'un contact électrique entre les deux conducteur. En revanche, la géométrie de la jonction des plans de masse influence peu les qualités de la transition les deux lignes, mais la plus à gauche de la figure 4.39 donne les meilleures performances (on gagne $0,3 \text{ dB}$ sur toute la gamme de fréquence).

Les coefficients de réflexion et de transmission de la ligne sont représentés sur la figure 4.40. On peut remarquer que S_{12} et S_{21} , S_{11} et S_{22} sont confondus, signe que les transitions sont symétriques et donc la technologie est reproductible. Les coefficients de transmission sont constants sur la bande de 5 GHz à 40 GHz et les coefficients de réflexion inférieurs à 10 dB . Des mesures des coefficients de transmission et de reflexion, Eric Paleczny de l'équipe Electromagnétisme des Circuite de l'I.E.M.N. a extrait les valeurs de la constante de propagation complexe de la ligne micro-ruban seule (fig.4.41). L'atténuation augmente faiblement avec la fréquence. Les valeurs de la constante de phase recouperont parfaitement celles de la si-

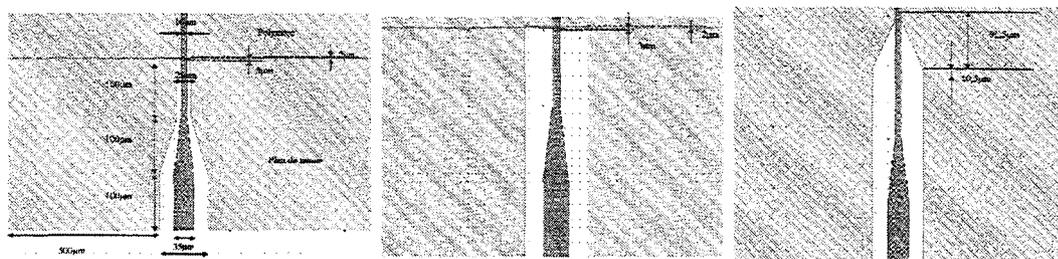


Figure 4.39 Différents types de transition coplanaire testée

mulation faite sur le logiciel H.F.S.S. par Jean-François Légier de l'équipe Electromagnétisme des Circuits de l'I.E.M.N.; les valeurs simulées sont représentées par des étoiles sur la figure 4.41. Par contre, les valeurs de l'absorption sont sous-estimées. Les droites de régression des deux courbes suivent pratiquement la même évolution, la différence entre elles provient probablement de la valeur de la résistance de l'or que nous avons choisie. Celle que nous avons utilisée pour les modélisation est issue des caractérisations diélectriques: l'or avait été déposé par pulvérisation. Mais l'or des lignes micro-ruban est déposé par électrolyse et on peut raisonnablement penser que la conductivité de celui-ci est plus faible que celle de l'or déposé par pulvérisation. La partie réelle de l'impédance est proche de 40Ω . La ligne est légèrement désadaptée, ce qui est prévisible puisque le rapport W/h est proche de 3 et de plus l'épaisseur de métallisation contribue à réduire l'impédance caractéristique.

7.2.2.4 Pertes dans les coudes

La ligne hyperfréquence doit être coudée pour dissocier les accès hyperfréquences et les accès optiques. Nous avons testé deux types de coudes: l'angle droit et le chanfrein (fig.4.43). Les dimensions du chanfrein sont données par les relations analytiques des dimensions optimales pour la transmission de la puissance électrique [25]. Sur la figure 4.42 sont rassemblés les coefficients de réflexion (S_{11} et S_{22}) et de transmission (S_{12} et S_{21}) de la ligne micro-ruban coudée (fig.4.38 de droite). La longueur de la ligne est de 1 cm. Les coefficients de réflexion et de transmission sont plus sensibles à la fréquence dans le cas de l'angle droit que dans le cas du chanfrein, le coefficient de réflexion est plus grand. En faisant la même approximation que dans le paragraphe précédent, les pertes dans les coudes peuvent être estimées à 0,4 dB sur la bande de mesures.

7.2.2.5 Ligne micro-ruban avec guide optique tri-couche

Parallèlement à la caractérisation des guides optiques tri-couches, nous avons testé des lignes micro-ruban avec les trois couches de polymère formant une épaisseur de $5 \mu\text{m}$ ($1 \mu\text{m}$ de SF11/ $3 \mu\text{m}$ de P.M.M.A.-D.R./ $1 \mu\text{m}$ de SF11) séparant le ruban métallique du plan de masse. En comparant les valeurs des mesures de la figure 4.40 avec celles de la figure 4.44, on peut voir qu'elles sont quasiment identiques. On peut faire alors l'hypothèse que les caractéristiques des lignes sont similaires. Le comportement en basse fréquence fait

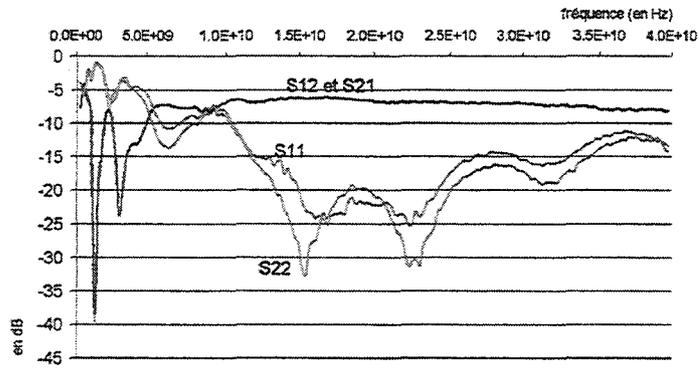


Figure 4.40 Coefficients de réflexion (S11,S22) et coefficients de transmission (S12,S21) en fonction de la fréquence

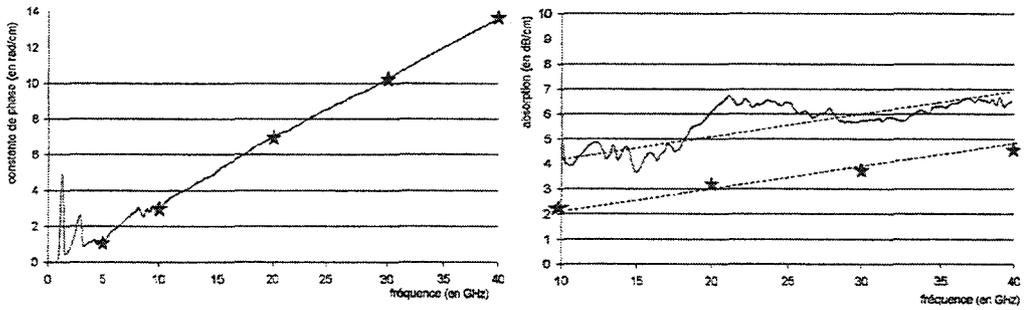


Figure 4.41 Détermination expérimentale de la constante de phase (à gauche) et de l'atténuation (à droite). Les étoiles représentent les simulations sur HFSS.

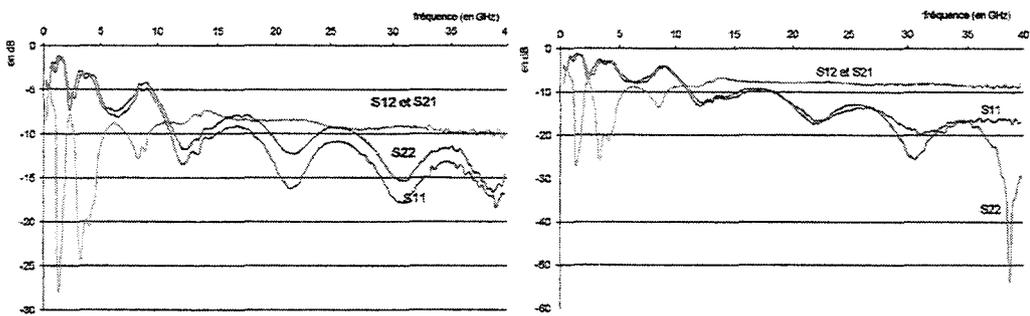


Figure 4.42 Coefficients en réflexion et en transmission de la ligne coudée en angle droit (à gauche) et avec un chamfrein (à droite)

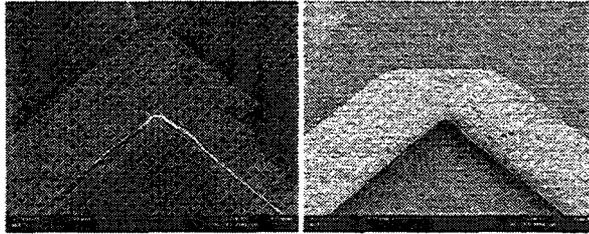


Figure 4.43 Angle droit et angle chamfreiné de la ligne micro-ruban

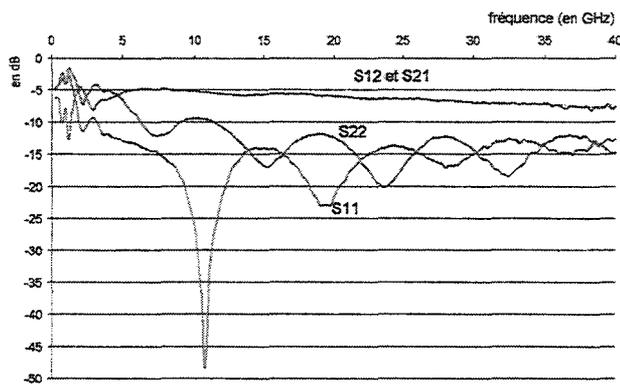


Figure 4.44 Mesure des coefficients de transmission (S11 et S22) et de réflexion d'une ligne avec $5\text{-}\mu\text{m}$ d'épaisseur de polymères en tri-couche préfigurant un guide optique

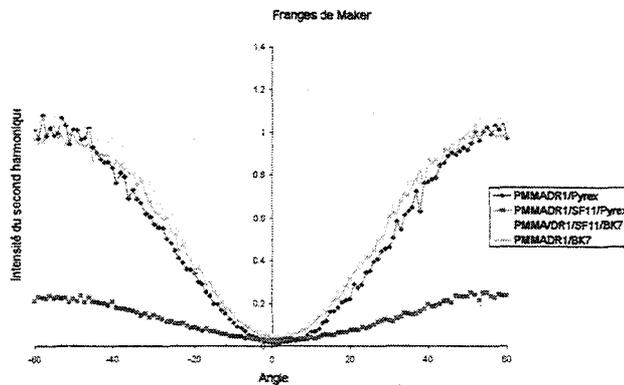


Figure 4.45 Mesures de l'intensité des franges de Maker

actuellement l'objet de simulations afin de déterminer l'origine des perturbations et de déterminer le cas échéant une structure adaptée sur une plus grande plage de fréquences.

7.3 Orientation des chromophores

Des essais d'orientation des chromophores sous champ électrique, dénommée habituellement sous la terminologie anglo-saxonne «poling», ont été faits à l'École Normale Supérieure de Cachan par Éric Toussaere. Nous avons essayé différents échantillons composés de:

- d'une couche de P.M.M.A.-D.R.1 de $3 \mu\text{m}$ d'épaisseur déposée sur des lames de microscope en BK7 et en Pyrex dont la conductivité est faible devant celle du polymère,
- d'un guide plan tricouche composé d'un micromètre de SF11, de $3 \mu\text{m}$ de P.M.M.A.-D.R.1 et d'un micromètre de SF11 déposés sur des lames de microscope identique au premier échantillon,
- du même guide plan entre deux électrodes d'or sur un substrat d'arséniure de gallium. Ce substrat sera ensuite traité pour la fabrication d'un modulateur.

Les deux types d'orientation, corona et sous électrodes, ont été testés. Pour les essais d'orientation avec les électrodes (troisième échantillon), des courants trop importants ont été mesurés à température ambiante, ce qui laisse présager des risques de claquage pour des températures proches de la transition vitreuse. Les échantillons ont été polarisés par effet corona à 120°C pendant 20 mn avec une tension de polarisation de 5 kV à 10 kV. Les échantillons sur des lames de microscope ont permis une caractérisation par la méthode des franges de Maker. Les mesures (fig.4.45) montrent l'intensité du second harmonique [26] en fonction de l'angle d'incidence du faisceau lumineux. Les valeurs des échantillons sont similaires avec ou sans confinement diélectrique, on peut en conclure que la résistivité des couches de confinement est proche de celle de la couche de P.M.M.A.-D.R.1. Nous avons déduit de ces mesures une valeur de $d_{33} = 35 \text{ pm/V}$ et un coefficient r_{33} proche de 12 pm/V .

8 Conclusion

Pour intégrer les polymères dans une technologie semi-conducteur et pour valider un procédé utilisable pour un large spectre de polymères, nous avons posé les prémices d'une axiomatique de la technologie polymère. En imposant ces conditions du processus technologique, nous espérons limiter les réactions du polymère avec les différents actifs chimiques. Nous avons développé les étapes élémentaires du procédé de fabrication que sont la définition d'un motif métallique sur polymère et la gravure du polymère. Ces deux étapes ont été validées pour l'ensemble des polymères dont nous disposons. A elles seules, elles suffisent à la fabrication complète d'un dispositif avec des polymères fonctionnalisés. Le point important de cette technologie réside dans le fait qu'elle n'utilise pas d'acétone ou d'alcool, éléments incontournables de la technologie semi-conducteur.

Nous avons caractérisé séparément les deux guides du modulateur électro-optique à ondes progressives: le guide optique et la ligne hyperfréquence. Nous retiendrons des mesures des pertes de propagation optique l'importance d'un confinement de façon à éloigner les modes des électrodes métalliques et la nécessité de s'investir dans la mise au point de faces d'injection lisses. Pour la ligne hyperfréquence, on estime les pertes

de propagation quasiment constante sur l'ensemble de la bande de fréquence de 5 GHz à 40 GHz et de l'ordre de 5 dB/cm.

Références

- [1] KIM J.-H. et NEYER A.; Design and simulation of polymeric waveguide devices fabricated by replication technologies; *Journal of Optical Communications*; 1996; Vol.17; p.172-175
- [2] FISCHER D. et VOGES E.; Multimode polymeric waveguide devices fabricated by two component injection moulding; *Electronics Letters*; 1997; Vol.33; p.1626-1627
- [3] NEYER A., KNOCHE T. et MUELLER L.; Fabrication of low-loss polymer waveguides using injection molding technology; *Electronics Letters*; 1993; Vol.29; p.399-400
- [4] LEE K.-Y, LIN K.-C. et LEE W.-Y; Inverted-rib polymer waveguides fabricated by wet etching: a simple technic; *International Journal of Optoelectronics*; 1997; Vol.11; p.105-107
- [5] TATSURA S., SOTOYAMA W. et YOSHIMURA T.; Electro-optic polymer waveguide fabricated using electric-field-assisted chemical vapor deposition; *Applied Physics Letters*; 1992; Vol.60; n°14; p.1661-1663
- [6] HORNAK LAWRENCE A.; Polymers for lightwave and integrated optics: technology and applications; *Marcel Dekker Inc.*; 1992
- [7] FRANKE H., KNABKE G. et REUTER R., Design and fabrication of low-loss polymer waveguide components for on-chip optical interconnection; *Proceedings of S.P.I.E.*; 1986
- [8] NGUYEN H.; Electrical properties and adhesion of metal/polymer layered structures for cross-linked polymer electro-optic modulators; *Microwave and optical technology letters*; 1997; Vol.16; n°2
- [9] GIRTON D.G., KWIATKOWSKI S.L., LIPSCOMB G.F. et LYTEL R.S.; 20 GHz electro-optic polymer Mach-Zehnder modulator; *Applied Physics Letters*; 1991; Vol.58; n°16; p.1730-1732
- [10] TENG C.C.; Traveling-wave polymeric optical intensity modulator with more than 40 GHz of 3-dB electrical bandwidth; *Applied Physics Letters*; 1992; Vol 60; n°13; p.1538-1540
- [11] LIAN S.-M., CHEN K.-M., LEE R.-J., PAN J.-P. et HUNG A.; Chemical etching of polyimide film; *Journal of Applied Polymer Science*; 1995; Vol.58; n°9; p.1577-1584
- [12] DALTON L., HARPER A., REN A., WANG F., TODOROVA G., CHEN J., ZHANG C. et LEE M.; Polymeric electro-optic modulators: from chromophore design to integration with semiconductor very large scale integration electronics and silica fiber optics; *Ind. Eng. Chem. Res.*; 1999; Vol.38; n°1; p.8-33
- [13] CHEN A., KAVIANAI K., REMPLE A.-W., KALLURI S., STEIER W.-H., SHI Y, LIANG Z. et DALTON L.-R.; Optimized oxygen plasma etching of polyurethane-based electro-optic polymer for low loss optical waveguide fabrication; *Journal of Electrochemical Society*; 1996; Vol.143; n°11; p.3648-3651
- [14] HAND B., LONG T., DEMS B.C. et RODRIGUEZ F.; Reactive ion etching of selected polymers in O₂ and in CF₄/O₂; *Journal of Applied Polymer Science*; 1993; Vol.47; n°12
- [15] JURGENSEN C.-W. et RAMMELSBURG A.; Oxygen reactive ion etching of organic and organosilicon polymers; *Journal of vacuum sciences technologies*; 1989; Vol.7; n°6; p.3317-3324
- [16] SHI Y, WANG W., BECHTEL J.H., CHEN A., GARNER S., KALLURI S., STEIER W.H., CHEN D., FETTERMAN H.R., DALTON L.R. et YU L.; Fabrication and characterization of high-speed polyurethane-disperse red 19 integrated electro-optic modulators for analog system applications; *I.E.E.E. Journal of Se-*

- lected Topics in Quantum Electronics*; 1996; Vol.2; n°2; p.289-299
- [17] TOUSSAERE E.; Cours d'optique non-linéaire dans les milieux moléculaires: Polymères électrooptiques; 1997
- [18] NGUYEN H.; Optimized transition between coplanar waveguide and the microstrip electrode of polymer electro-optic modulators; *Microwave and Optical Technology Letters*; 1997; Vol.16; n°5; p.283-287
- [19] BEAN K.E.; Anisotropic etching of silicon; *I.E.E.E. Transactions on Electronic Devices*; 1978; Vol.25; n°10; p.1185-1193
- [20] KOVACS G.T.A., MALUF N.I. et KURT P.E.; Bulk micromachining of silicon; *Proceedings of I.E.E.E.*; 1998; Vol.86; n°8; p.1536-1550
- [21] WILLIAMS R.; Modern GaAs processing methods; *Artech house*; 1990
- [22] ROBERT P.; Comparison of experimental results; Photonics Devices; *SPRINGER*; 1999
- [23] BELLINI Bob; Etude théorique et expérimentale de guides optiques à base de polymères pour la réalisation de commutateurs électro-optiques; Thèse présentée à l'Université des Sciences et Technologies de LILLE; 2000
- [24] Van TOMME E., Van DAELE P.P., BAETS R.G. et LAGASSE P.E.; Integrated optic devices based on non-linear optical polymers; *I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics*; 1991; Vol.27; n°3; p.778-786
- [25] HOFFMANN R.K.; Handbook of Microwave Integrated Circuits; *Artech House*
- [26] PINSARD-LEVENSON Régine; Étude des propriétés non-linéaires de matériaux organiques et réalisation de composants optoélectroniques sur polymères; Thèse présentée à l'Institut National Polytechnique de GRENOBLE; 1992

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Pour la réalisation d'un modulateur électro-optique, on peut résumer les propriétés des différents matériaux utilisés de la façon suivante:

- sur niobate de lithium, la constante diélectrique est deux fois plus grande aux longueurs d'ondes millimétriques qu'aux longueurs d'ondes optiques. La bande passante est limitée par la différence de vitesse des deux ondes. On cherchera donc un matériau dont les permittivités en hyperfréquence et en optique sont proches. De plus, la fragilité du cristal impose une configuration de ligne hyperfréquence coplanaire, ce qui a pour effet d'augmenter la tension demi-onde;
- sur arséniure de gallium, l'utilisation d'une couche dopée comme plan de masse d'une ligne micro-ruban introduit une charge d'espace qui réduit la vitesse de propagation de l'onde. On cherchera alors un matériau diélectrique.

Les polymères répondent à ces deux critères. D'une part, dans le second chapitre, nos caractérisations démontrent que les permittivités ont des valeurs semblables en optique et en hyperfréquence. D'autre part, le polymère s'intègre facilement dans une configuration micro-ruban. Les démonstrateurs déjà réalisés convergent tous vers cette structure associant faible tension demi-onde et adéquation des célérités des ondes hyperfréquence et optique.

Notre démarche pour la conception d'un modulateur électro-optique à ondes progressives a été tout d'abord de définir une ligne hyperfréquence large bande adaptée à 50Ω , puis de rechercher une structure de guide d'onde optique compatible avec cette ligne hyperfréquence et avec les polymères disponibles à l'I.E.M.N. Dans le troisième chapitre, nos modélisations montrent l'importance du rapport d'aspect entre l'épaisseur de polymère et la largeur du ruban pour l'adaptation d'impédance, mais surtout la nécessité d'une forte épaisseur de polymère et de métallisation pour obtenir une large bande passante. Mais le gain en bande passante s'accompagne d'une augmentation de la tension demi-onde, le facteur de qualité de la ligne micro-ruban (bande passante/tension demi-onde) convergent vers une valeur limite. Il est clair que l'amélioration du facteur de qualité passe par une augmentation du coefficient électro-optique du polymère actif.

Les modélisations terminées, nous sommes descendus en salle blanche pour la réalisation des guides passifs ou actifs, de lignes hyperfréquences et d'accès hyperfréquences. Nous avons voulu intégrer les polymères dans une technologie classique de micro-électronique sur semi-conducteur. Pour cela, il a fallu valider les étapes technologiques élémentaires, notamment la définition d'un motif métallique sur polymère et la définition d'un motif en polymère. Ces étapes ont été éprouvées pour les différents types de polymères disponibles à l'I.E.M.N. Nos études ont abouti à l'établissement d'une axiomatique de la technologie des polymères qui, nous l'espérons, permettra de définir un procédé de fabrication applicable à un large spectre de polymères. Nos essais technologiques ont permis de développer une transition coplanaire/micro-ruban pour la connexion de la ligne micro-ruban mais aussi pour permettre des mesures sous pointes. Nos caractérisations montrent des coefficients de réflexion faibles et des coefficients de transmission constants sur toute la bande de 5 GHz à 40 GHz. La caractérisation des guides optiques montrent l'importance des faces d'injection et la nécessité d'un confinement diélectrique pour éloigner le mode optique des électrodes de la ligne micro-ruban.

Nos travaux ont abouti à la réalisation d'un objet qui combine ligne hyperfréquence large bande adapté à 50Ω , guides optiques à faibles pertes de transmission et bon couplage avec la fibre: il s'agit d'un interféromètre de Mach-Zehnder. Il reste néanmoins, pour aboutir à un dispositif électro-optique fonctionnel, à intégrer le procédé d'orientation des matériaux actifs.

L'ensemble de ce travail constitue une première approche de l'utilisation des polymères à propriétés non-linéaires pour la modulation à large bande. Il met en relief les points clefs des futurs travaux:

- mettre à profit les études dans le domaine de la chimie de la C.T.I. qui ont récemment abouti à la synthèse d'un polymère électro-optique à coefficient fort;
- insérer dans le procédé de fabrication du modulateur l'étape d'orientation des chromophores. La température de transition vitreuse du P.M.M.A.-D.R.1 est de l'ordre de 120°C et la température de recuit des résines photosensibles poches de 100°C ; ce qui empêche toute étape de photolithographie après orientation des chromophores;
- réduire les pertes hyperfréquences en doublant la largeur du ruban tout en restant adapté 50Ω ;
- diminuer le coût de production en utilisant un substrat en silicium dopé. On pourra étudier la possibilité de réduire les pertes hyperfréquences avec une couche de polymère d'une centaine de micromètres d'épaisseur. La résine SU-8 pourrait être une solution pour cette application;
- réaliser une ligne coplanaire chargée par capacité permettrait d'augmenter le facteur de qualité et de réduire la tension de polarisation sans réduction de la bande passante. Cette structure s'inspire des travaux de Bob Walker sur les modulateurs électro-optique sur arséniure de gallium;
- améliorer les faces d'injection des guides optiques avec des techniques de gravure profonde ou de découpe à la scie;
- améliorer le couplage optique en ajustant les indices de réfraction des polymères comme l'ont déjà fait les chercheurs d'Allied Signal. Confions aux chimistes le soin de synthétiser le couple de polymère cœur/confinement.

