

UNIVERSITE DE LIMOGES

Faculté des sciences

UMOP

N° 3-2003

THESE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES
Discipline : Electronique des hautes fréquences et optoélectronique

Présentée et soutenue publiquement par

Charles CORNIC

Le 6 février 2003

Réalisation par gravure RIBE de guides optiques
en polyimide. Contribution à leur caractérisation
dans un modulateur electrooptique

Directeurs de Thèse : André MOLITON, Bruno LUCAS

Jury Président & Rapporteur:

Y. SEGUI	Directeur de Recherche	C.N.R.S Université de Toulouse III.
----------	------------------------	-------------------------------------

Rapporteurs :

J. DAVENAS	Directeur de Recherche	C.N.R.S Université de Lyon I.
------------	------------------------	-------------------------------

P. RAYNAUD	Chargé de Recherche	C.N.R.S Université de Toulouse III.
------------	---------------------	-------------------------------------

Membres du jury :

B. COLOMBEAU	Professeur	Invité
--------------	------------	--------

J.M. DUMAS	Professeur	Université de Limoges
------------	------------	-----------------------

P.N. FAVENNEC	Docteur d'Etat	ENSTB, Lanion
---------------	----------------	---------------

B. LUCAS	MCF	Université de Limoges
----------	-----	-----------------------

A. MOLITON	Professeur	Université de Limoges
------------	------------	-----------------------

J.P. MOLITON	Professeur	Université de Limoges
--------------	------------	-----------------------

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au laboratoire UMOP de l'Université de Limoges.

J'exprime mes remerciements à M. André MOLITON, Professeur à l'Université de Limoges, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire ainsi que pour m'avoir confié ce travail. Je remercie également M. Bruno LUCAS, Maître de Conférence à l'Université de Limoges, pour avoir co-dirigé ce travail et pour son aide et son soutien constant.

Je remercie M. Yvan SEGUI, Directeur de Recherche au CNRS à l'Université Paul Sabatier de Toulouse, de me faire l'honneur de présider ce jury.

Je tiens à remercier M. Joël DAVENAS, Directeur de Recherche au CNRS à l'Université de Lyon, et M. Patrice RAYNAUD, Chargé de Recherche au CNRS à l'Université de Toulouse, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse.

Je remercie également M. Jean-Michel DUMAS, Professeur à l'Université de Limoges, M. Pierre Noël FAVENNEC, Docteur d'Etat, et M. Jean-Pierre MOLITON, Professeur à l'Université de Limoges, d'avoir bien voulu juger ce travail et participer à ce jury de thèse.

Mes remerciements vont aussi à M. Bernard COLOMBEAU, Professeur, pour son aide précieuse dans la partie optique et pour avoir bien voulu participer à ce jury de thèse.

Je tiens également à remercier M. Michel CLAMADIEU pour son aide technique ainsi que pour sa bonne humeur et sa disponibilité constante, et à Mme Anne-Marie ROCHETTE pour son dévouement. Mes remerciements s'adressent aussi à Mme FOURMEAUX, du LGE de Toulouse, ainsi qu'à Mme Christiane DUPRAT, de l'AIME de Toulouse, pour l'aide précieuse apportée durant les processus de dépôt et de photolithographie.

Enfin, je tiens à remercier l'ensemble des personnes du laboratoire UMOP, permanents et thésards.

Ce travail n'a pu être effectué qu'avec le concours de France Telecom R & D (anciennement Centre National d'Etude des Télécommunications, contrat FT.DB.CENT n°97 1B 410).

Résumé en français

Ce travail est consacré à la mise au point de filières technologiques permettant de montrer la faisabilité d'un modulateur de phase à base de matériaux organiques. Il s'agit dans un premier temps d'adapter une technologie semi-conducteur aux polymères pour élaborer des guides d'ondes, puis de réaliser l'empilement de couches de polymères passifs et actifs, compatible avec des procédés sur substrat silicium.

Nous avons décrit les étapes technologiques permettant de réaliser des guides d'ondes optiques à base d'un polyimide fluoré, le 6FDA/MPDA. Elles s'appuient principalement sur l'utilisation de méthodes employées en micro-électronique : la photolithographie et la gravure ionique réactive de type RIBE (Reactive Ion Beam Etching), ou IBAE (Ion Beam Assisted Etching). Grâce à ces procédés de gravure par faisceau d'ions réactifs, nous avons obtenu des guides d'ondes présentant des parois très verticales. Des pertes par propagation de l'ordre de 0,5 dB/cm pour le mode TE à une longueur d'onde de 1,3 μm ont été mesurées par la méthode Cut-Back.

Pour la réalisation d'un modulateur de phase « tout polymère », nous avons utilisé comme couche guidante le même polyimide fluoré fonctionnalisé avec un colorant: le Disperse Red One (DR1) ; cette couche est prise en sandwich entre deux couches de matériaux organiques d'indices inférieurs. Puis à l'aide d'une caméra infra rouge, nous avons montré la propagation de l'onde guidée et validé ainsi tout un ensemble de procédés technologiques.

Mots clés: Gravure RIBE (ou IBAE), Polyimide fluoré, Technologie, Guide d'onde polymère, Modulateur de phase.

Abstract

This work is devoted to the development of technology courses which enables to show the making of a phase modulator based on organic materials. At first, a semi-conductor technology has to be adapted to the polymers to elaborate wave-guides, then to realise the piling up of layers of passive or active polymers, compatible with processes on silicon substrate.

We described the technological stages which enable to realise optical waveguides based on a fluorinated polyimide, 6FDA/MPDA. They mainly rely on the use of methods of microelectronics : photolithography and RIBE (Reactive Ion Beam Etching) or IBAE (Ion Beam Assisted Etching) type reactive ion etching. Thanks to these reactive ion beam etching processes, we obtained waveguides which present very vertical walls. Losses by propagation of about of 0.5 dB/cm for the TE mode at the wavelength of 1.3 μm were measured by the Cut-Back method.

For the realisation of the "all polymer" phase modulator, as guiding layer we used the same fluorinated polyimide mixed with a dye: Disperse Red One (DR1); this layer is sandwiched between two layers of organic materials of lower indexes. Then thanks to an infra red camera, we showed the propagation of the guided wave and thus validated a whole technological process course.

Key-words : RIBE (or IBAE) etching, fluorinated Polyimide, Technology, polymer waveguide, phase modulator.

Table des matières

INTRODUCTION.....	16
CHAPITRE I : MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES PASSIFS ET ACTIFS POLYMERES.....	
19	19
1. LES GUIDES D'ONDES OPTIQUES.....	21
1.1 Différents types de gravure.....	23
1.2 Mesures de pertes dans les guides d'ondes.....	23
1.2.1 Injection dans les guides optiques.....	23
1.2.2 Mesures de pertes.....	24
2 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE.....	26
2.1 Matériaux non linéaires.....	26
2.2 Orientation des chromophores.....	29
2.2.1 Méthode "Corona" [33][34][35].....	30
2.2.2 Orientation électrique.....	31
2.2.3 Orientation photo assistée [36][37].....	32
3. COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES.....	32
3.1 Jonction en Y, (dé)multiplexage.....	32
3.1.1 Jonction en Y.....	32
3.1.2 Interrupteur.....	34
3.1.3 (Dé)multiplexage.....	34
3.2 Modulateurs.....	34
3.3 Limitation des pertes de couplage.....	37
CHAPITRE II : RAPPEL SUR LA THEORIE DES GUIDES D'ONDES.....	42
1. LES EQUATIONS DE MAXWELL.....	42
2. L'EQUATION D'ONDE.....	45
3. PROPAGATION D'ONDES PLANES ELECTROMAGNETIQUES (TEM).....	46
4. REFLEXION ET REFRACTION A L'INTERFACE.....	48
5. REFLEXION TOTALE INTERNE, CHAMP EVANESCENT.....	54
6. ESTIMATION DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION DU CHAMP EVANESCENT.....	58
7. GUIDES D'ONDES DIELECTRIQUE.....	73
8.CONCLUSION.....	79
CHAPITRE III : OPTIQUE NON LINEAIRE.APPLICATION A LA FABRICATION DE MODULATEURS ELECTROOPTIQUES.....	
81	81
1. EQUATION DE BASE DES EFFETS ELECTRO-OPTIQUE.....	81
1.1 Equations habituelles [1].....	81

1.2	Forme de l'imperméabilité électrique.	83
1.3	Application de l'effet Pockels : ordre de grandeur.	84
2.	INTERETS DES MATERIAUX ORGANIQUES. SYSTEME DONNEUR - ACCEPTEUR.	85
2.1	Intérêt par rapport aux milieux inorganiques.	85
2.2	Intérêt lié à la faible permittivité diélectrique des milieux inorganiques	85
2.3	Exemple de systèmes donneur ou accepteur.	88
2.3.1	Influence d'un groupement donneur : NH ₂	89
2.3.2	Influence d'un groupement attracteur : NO ₂	90
2.4	Les molécules utilisées en optique non linéaire.	91
2.4.1	Forme générale des molécules [2].	91
3.	LA DIODE MOLECULAIRE OPTIQUE.	95
3.1	Cas d'une molécule centrosymétrique.	95
3.2	Molécules non centrosymétriques.	99
4.	GENERATION MECANIQUE DE LA SECONDE HARMONIQUE (TRAITEMENT 1D).	103
4.1	Remarque préliminaire : effet d'un champ optique E^{ω} intense.	103
4.2	Mise en équation du problème.	103
4.3	Solutions du problème.	107
4.3.1	Termes du premier ordre.	107
4.3.2	Termes du second ordre	108
5.	EXCITATION A DEUX PHOTONS - EFFET POCKELS.	110
5.1	Excitation à deux pulsations.	110
5.2	Effet Pockels.	111
6.	ETUDE PHENEMOLOGIQUE DE L'EFFET POCKELS DANS LES SYSTEMES DEA (DONNEUR- ESPACÉUR-ACCEPTEUR) ORGANIQUES.	117
6.1	Configuration.	117
6.2	Equation fondamentale de la dynamique.	119
6.3	Expression de la polarisation et de la susceptibilité.	120
6.4	Expression de l'indice; le coefficient électrooptique r .	121
7.	MODULATEUR ELECTROOPTIQUE ORGANIQUE.	125
7.1	Modulateur de phase.	125
7.2	Modulateur d'amplitude.	127
8.	CONCLUSION.	129
CHAPITRE IV : PROCEDES DE FABRICATION DE GUIDES D'ONDES POLYMERES.		131
1.	LES PRINCIPALES TECHNIQUES DE FABRICATION DES GUIDES POLYMERES.	132
2.	DIFFERENTS PROCEDES DE GRAVURE [1].	134
2.1	Utilisation de résines photosensibles pour fabriquer les masques. (figure1)	134
2.2	Gravure de structures optiques (réalisation de guides polymères).	136

3 FABRICATION DE GUIDES PAR GRAVURE RIBE (ou IBAE).....	141
3.1 Gravure RIBE (ou IBAE).....	141
3.1.1 Principe d'un appareil pour la gravure RIBE (ou IBAE).	144
3.1.2 Optimisation des paramètres de gravure.....	146
3.1.3 Observation de structures gravées par RIBE.	150
3.1.3.1 Influence de la qualité du masque d'aluminium sur le profil gravé.....	150
3.1.3.2 Influence de la divergence du faisceau d'ions sur le profil de gravure.....	153
3.1.3.3 Rugosité de la surface obtenue après traitement par faisceau d'ions.....	154
3.2 Elaboration d'un guide d'onde optique pouvant guider la lumière sur au moins 3 centimètres.....	158

CHAPITRE V : VERS LA REALISATION D'UN MODULATEUR DE PHASE "TOUT POLYMERE".

.....	164
1. LISTE DES MATERIAUX UTILISES.	164
1.1 Les polymères passifs.	165
1.2 La couche active: le polyimide 6FDA/MPDA fonctionnalisé par un colorant, le Disperse Red One (DRI).....	169
2. MISE EN FORME DES MATERIAUX ET TECHNOLOGIES UTILISEES POUR LA REALISATION D'UN GUIDE D'ONDE.	171
2.1 Dépôt du polyimide 6FDA/MPDA.....	171
2.2 Technologies utilisées pour la réalisation d'un guide d'onde.....	173
3. MESURES D'ÉPAISSEURS ET MESURES D'INDICES DE REFRACTION.....	180
3.1 Mesures d'épaisseur.	180
3.2 Mesures d'indices de réfraction par la méthode des m-lines.	181
4. CLIVAGE ET VISUALISATION DES ECHANTILLONS.	183
5. CARACTERISATION OPTIQUE DES GUIDES POLYMERES.	188
5.1 Conditions géométriques et optiques établies par Petermann.....	188
5.2 BANC DE CARACTÉRISATION OPTIQUE ET OPTIMISATION DES PERTES DE COUPLAGE.....	190
5.2.1 Banc de caractérisation optique.....	190
5.2.2 Optimisation des pertes de couplage pour l'injection dans les guides.....	194
5.3 Méthode de détermination des pertes de propagation et de couplage: méthode « Cut-back » [8][9].	197
5.4 Mesures des pertes dans le polyimide 6FDA/MPDA en lumière polarisée.	200
5.5 Analyse de la lumière diffusée transversalement. Estimation des pertes par propagation dans le polyimide 6FDA/MPDA fonctionnalisé par le DRI.	203
6. MODULATEUR DE PHASE.	207
6.1 Les différentes configurations de modulateur de phase.	209
6.2 Orientation électrique des molécules de la couche active : poling.	216
6.3 Premiers résultats sur un modulateur "tout polymère".	219

Liste des tableaux

TABLEAU 1 : ÉQUATIONS DE MAXWELL.....	43
TABLEAU 2 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,6$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	67
TABLEAU 3 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,01$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	69
TABLEAU 4 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,02$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	70
TABLEAU 5 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,04$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	70
TABLEAU 6 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,06$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	71
TABLEAU 7 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,08$ ET AVEC $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$	71
TABLEAU 8 : PROFONDEUR DE PÉNÉTRATION DE L'ONDE ÉVANESCENTE POUR UN $\Delta n = 0,1$ ET AVEC	72
TABLEAU 9: DIFFÉRENTES ÉPAISSEURS OBTENUES SELON LES POLYMÈRES UTILISÉS.....	181
TABLEAU 10: MESURES D'INDICES OBTENU À $0,6328 \mu\text{m}$	183
TABLEAU 11: PERTES PAR PROPAGATION DANS DES GUIDES D'ONDES EN 6FDA/MPDA, EN LUMIÈRE POLARISÉE ET NON POLARISÉE POUR DEUX LONGUEURS D'ONDES.....	203
TABLEAU 12: DIFFÉRENTES STRUCTURES POUR LE MODULATEUR DE PHASE.....	209

Liste des figures

FIGURE 1 : STRUCTURE D'UN GUIDE OPTIQUE.	21
FIGURE 2 : INJECTION PAR PRISME.....	24
FIGURE 3 : SCHÉMA DE LA MÉTHODE OEC.....	24
FIGURE 4 : PRINCIPE DE LA DÉCHARGE CORONA.....	30
FIGURE 5: STRUCTURE POUR L'ORIENTATION ÉLECTRIQUE. ELECTRODES SANDWICHS (A), ÉLECTRODES TRANSVERSES (B).	31
FIGURE 6 : JONCTION EN Y.....	33
FIGURE 7 : SÉPARATEUR DE POLARISATION OPTIQUE.....	33
FIGURE 8 : SCHÉMA D'UN MODULATEUR DE TYPE MACH-ZEHNDER.	35
FIGURE 9 : INTÉGRATION DE POLYMÈRES PASSIF ET ACTIF DANS UN CIRCUIT INTÉGRÉ OPTIQUE.	37
FIGURE 10 : ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE INCIDENTE À UNE INTERFACE ENTRE DEUX MILIEUX.	49
FIGURE 11 : REPRÉSENTATION DES COEFFICIENTS DE RÉFLEXION EN ÉNERGIE EN FONCTION DE L'ANGLE INCIDENT POUR LES POLARISATIONS TE (A) ET TM (B), DANS LE CAS OÙ $n_1 > n_2$	54
FIGURE 12 : GLISSEMENT LATÉRAL DE GOSS-HÄNCHEN DU POINT DE VUE L'OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE.	57
FIGURE 13 : COUPE D'UN GUIDE RECTANGULAIRE.....	59
FIGURE 14 : REPRÉSENTATION TYPIQUE DU FONDAMENTAL.	61
FIGURE 15 : SCHÉMA TYPIQUE DE GUIDE ENTERRÉ QUE NOUS AVONS UTILISÉ.....	64
FIGURE 16 : PROFONDEUR À LAQUELLE EST OBTENUE L'ATTÉNUATION DANS LES RÉGIONS 2 ET 4 EN FONCTION DU FACTEUR D'ATTÉNUATION POUR UN $\Delta n=0,6$	68
FIGURE 17: PROFONDEUR À LAQUELLE EST OBTENUE L'ATTÉNUATION DANS LA RÉGION 2 EN FONCTION DU FACTEUR D'ATTÉNUATION POUR DIFFÉRENTES VALEURS DE Δn	72
FIGURE 18 : GUIDE D'ONDE PLAN. LES RAYONS FAISANT UN ANGLE AVEC LA DIRECTION DE PROPAGATION $\theta < \bar{\theta}$ SONT GUIDÉS PAR RÉFLEXION INTERNE TOTALE.....	74
FIGURE 19 : DÉTERMINATION GRAPHIQUE DES $\sin \theta_m$	76
FIGURE 20 : DISTRIBUTION DU CHAMP POUR DES MODES TE GUIDÉS DANS LA COUCHE GUIDANTE.....	77

FIGURE 21 : COUPLAGE D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE ET D'UN CHAMP OPTIQUE TRAVERSANT UN MATÉRIAU ÉLECTROOPTIQUE.....	81
FIGURE 22 : SCHÉMA ÉLECTRIQUE DE LA COMMANDE D'UNE CELLULE DE POCKELS	85
FIGURE 23 : SYSTÈME "GUEST-HOST" (A), CHROMOPHORE GREFFÉ SUR LA CHAÎNE (B), CHROMOPHORE INSÉRÉ DANS LA CHAÎNE (C).....	93
FIGURE 24 : SYSTÈME "GUEST-HOST" (A), CHROMOPHORE GREFFÉ SUR LA CHAÎNE (B) APRÈS ORIENTATION DES CHROMOPHORES.....	94
FIGURE 25 : DÉPLACEMENT D'UNE CHARGE, GÉNÉRATION D'UNE POLARISATION.	96
FIGURE 26 : SCHÉMATISATION DES NUAGES ÉLECTRONIQUES D'UNE MOLÉCULE DE BENZÈNE NON POLARISÉE.....	96
FIGURE 27 : POLARISATION SOUS CHAMP FORT ET SOUS CHAMP FAIBLE D'UNE MOLÉCULE CENTROSYMÉTRIQUE.....	97
FIGURE 28 : POLARISATION D'UNE MOLÉCULE NON CENTROSYMÉTRIQUE.	100
FIGURE 29 : DÉCOMPOSITION DE L'ONDE DE POLARISATION À UNE MOLÉCULE NON CENTROSYMÉTRIQUE.....	101
FIGURE 30 : REPRÉSENTATION DES POTENTIELS HARMONIQUES (A) ET ANHARMONIQUES (B), AINSI QUE LES FORCES CORRESPONDANTES.....	104
FIGURE 31 : DÉCOMPOSITION (B) DU DÉPLACEMENT D'UNE CHARGE PLACÉE DANS UN POTENTIEL ANHARMONIQUE (A).....	105
FIGURE 32 : ÉMISSIONS POSSIBLES D'UN SYSTÈME EXCITÉ À DES PULSATIONS ω' et ω''	110
FIGURE 33 : POSITIONNEMENT DU CENTRE DE GRAVITÉ G_E DES CHARGES ÉLECTRONIQUES POUR UNE MOLÉCULE SYMÉTRIQUE (A), UNE MOLÉCULE NON CENTROSYMÉTRIQUE EN PRÉSENCE OU NON (SEUL X EST MODIFIÉ) D'UN CHAMP OPTIQUE DIRIGÉ SELON OX (B) OU (C); LE CAS (D) CORRESPOND AU CAS (C) AVEC EN PLUS UN CHAMP ÉLECTRIQUE STATIQUE SELON -OX.....	118
FIGURE 34 : VARIATION DU DÉPHASAGE ϕ EN FONCTION DE LA TENSION DE POLARISATION V (A).....	126
FIGURE 35 : MODULATEUR D'AMPLITUDE DE TYPE MACH-ZEHNDER.	127
FIGURE 36 : PRINCIPE DE LA LITHOGRAPHIE POUR LES POLYMÈRES. EN LITHOGRAPHIE « HAUTE ÉNERGIE » ÉPAISSEUR AL : 1 μ M. EN RIE, RIBE OU IBAE AL : 400 NM.....	135

FIGURE 37 : COMPARATIF DES COMPOSANTES INTERVENANT DANS LES PROCESSUS DE GRAVURE (RIE, RIBE, IBAE, GRAVURE SÈCHE NON RÉACTIVE)	139
FIGURE 38 : VUE GÉNÉRALE DU DISPOSITIF POUR LA GRAVURE.	142
FIGURE 39 : SCHÉMA DE PRINCIPE DE L'ENSEMBLE DU DISPOSITIF POUR LA GRAVURE RIBE ET IBAE.....	145
FIGURE 40 : VITESSE DE GRAVURE DU POLYIMIDE 6FDA/ODA EN FONCTION DE LA DENSITÉ DE COURANT POUR DEUX TYPES D'IONS (O^+ et Ar^+) D'ÉNERGIE 3 KEV (PAR LA TECHNIQUE RIBE).	147
FIGURE 41 : VITESSE DE GRAVURE DU POLYIMIDE 6FDA/ODA EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DES IONS POUR DEUX PROCÉDÉS DE GRAVURE : RIBE (UTILISANT DES IONS O^+) ET IBAE (UTILISANT DES IONS Ar^+ ASSOCIÉS À UN FLUX RÉACTIF O_2) À UNE DENSITÉ DE COURANT DE 0,4 mA/cm ²	149
FIGURE 42 : PHOTO OBTENUE AU MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE À BALAYAGE D'UN PROFIL GRAVÉ DU POLYIMIDE 6FDA/ODA PAR LA TECHNIQUE RIBE. (E=2,5 KEV, J=0,4 MA/CM ²).....	151
FIGURE 43 : PHOTO OBTENUE AU MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE À BALAYAGE D'UN PROFIL GRAVÉ DU POLYIMIDE 6FDA/ODA PAR LA TECHNIQUE RIBE. (E=2,5 KEV, J=0,4 MA/CM ²).....	152
FIGURE 44 : (A) FAISCEAU DE GRANDE DIVERGENCE	153
FIGURE 45 : PHOTO AU MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE À BALAYAGE D'UN PROFIL GRAVÉ DU POLYIMIDE 6FDA/ODA PAR LA TECHNIQUE RIBE. (E=2,5 KEV, J=0,4 MA/CM ²).....	154
FIGURE 46 : SCHÉMA DE PRINCIPE DU MICROSCOPE À FORCE ATOMIQUE.....	155
FIGURE 47 : VISUALISATION EN 3D DE LA SURFACE DES ÉCHANTILLONS POLYIMIDE	156
FIGURE 48 : BALAYAGE MÉCANIQUE DE L'ÉCHANTILLON POUR OBTENIR DES LONGUEURS DE GUIDAGE DE 1 À 6 CM.....	158
FIGURE 49 : VISUALISATION DU SIGNAL OPTIQUE LE LONG DU GUIDE AU MOYEN D'UNE CAMÉRA INFRAROUGE.....	160
FIGURE 50: STRUCTURE DU MONOMÈRE 6FDA/MPDA.....	166
FIGURE 51: SPECTRE D'ABSORPTION DU 6FDA/MPDA.....	167
FIGURE 52: STRUCTURE DU MONOMÈRE 6FDA/ODA.....	168
FIGURE 53: STRUCTURE DU PMMA.....	169

FIGURE 54: STRUCTURE DU DR1.	170
FIGURE 55: PRINCIPE DE LA TOURNETTE.	171
FIGURE 56: STRUCTURE DU MASQUE OBTENU PAR PHOTOLITHOGRAPHIE.	174
FIGURE 57: MASQUE DE PHOTOGRAVURE.	174
FIGURE 58: PHOTO AU MEB D'UN DÉFAUT SUR UNE LIGNE D'ALUMINIUM, APRÈS LE PROCESSUS DE PHOTOLITHOGRAPHIE POUR DES RINÇAGES COURTS	178
FIGURE 59: PROCESSUS DE FABRICATION DES GUIDES D'ONDES.	179
FIGURE 60: PRINCIPE DE LA MESURE DES M-LINES.....	182
FIGURE 61: DIFFÉRENTS SIGNAUX ÉMIS PAR UNE SURFACE BOMBARDÉE PAR DES ÉLECTRONS, ET UTILISÉS POUR FAIRE DE LA CARACTÉRISATION.....	184
FIGURE 62: VISUALISATION AU MEB D'UNE FACE D'ENTRÉE, AVEC UN WAFER D'UNE ÉPAISSEUR SUPÉRIEURE À 500 μm , APRÈS CLIVAGE.	186
FIGURE 63: VISUALISATION AU MEB D'UNE FACE D'ENTRÉE, AVEC UN WAFER D'UNE ÉPAISSEUR SUPÉRIEURE À 500 μm , APRÈS CLIVAGE.	186
FIGURE 64: VISUALISATION AU MEB D'UNE FACE D'ENTRÉE CLIVÉE, AVEC UN WAFER D'UNE	187
FIGURE 65: SCHÉMA D'UN GUIDE RUBAN.	189
FIGURE 66: SCHÉMA DU BANC DE CARACTÉRISATION OPTIQUE.....	192
FIGURE 67: PHOTO PRISE AVEC LA CAMÉRA IR DE LA LUMIÈRE GUIDÉE EN VUE DE FACE.....	193
FIGURE 68: PHOTO PRISE AVEC LA CAMÉRA IR DE LA LUMIÈRE GUIDÉE EN VUE DE DESSUS. ...	193
FIGURE 69: INSERTION D'UNE LENTILLE DIVERGENTE ENTRE LA SORTIE DE LA FIBRE ET LA LENTILLE DE FOCALISATION L1.....	194
FIGURE 70: PHOTO EN VUE DE DESSUS DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE PAR LE MÊME GUIDE OBTENUE AVEC LENTILLE DIVERGENTE (A) ET SANS LENTILLE DIVERGENTE (B).	195
FIGURE 71: PRINCIPE DE MESURE DE LA TACHE DE FOCALISATION.	196
FIGURE 72: SCHÉMA DU BANC DE CARACTÉRISATION POUR LA MÉTHODE "CUT-BACK"	197
FIGURE 73: COURBE PERMETTANT D'ANALYSER LES DIFFÉRENTES PERTES OBTENUE PAR LA MÉTHODE "CUT-BACK".....	199
FIGURE 74: MESURE DES PERTES PAR PROPAGATION EN MODE TE, POUR LES LONGUEURS D'ONDES 1,55 ET 1,3 μm	201
FIGURE 75: MESURE DES PERTES PAR PROPAGATION POUR LES MODES TE ET TM À 1,3 μm ...	201

FIGURE 76: PHOTO PRISE AVEC LA CAMÉRA IR D'UN GUIDE EN POLYIMIDE+DR1, EN VUE DE DESSUS (À UNE LONGUEUR D'ONDE DE 1,3 μM).....	204
FIGURE 77: EXEMPLE DE PROFILS HORIZONTAL (A) ET VERTICAL (B).	205
FIGURE 78 : STRUCTURE EN CONFIGURATION MODULATEUR DE PHASE (VUE EN COUPE).	208
FIGURE 79: PHOTO OBTENUE AU MICROSCOPE ÉLECTRONIQUE DU CLIVAGE DE LA STRUCTURE 2.	211
FIGURE 80: REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE DE LA STRUCTURE 4 : <i>Si + SiO₂ + (6FDA / MPDA(200mg / ml) + DR1) + 6FDA / ODA + PMMA</i>	212
FIGURE 81: REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE DE LA STRUCTURE 5. <i>Si + 6FDA / MPDA(200mg / ml) + (6FDA / MPDA(200mg / ml) + DR1) + 6FDA / ODA + PMMA</i>	214
FIGURE 82: PHOTO PRISE AVEC LA CAMÉRA IR D'UNE VUE DE DESSUS D'UNE STRUCTURE GUIDANTE TRI-COUCHE.	215
FIGURE 83: PHOTO DU SUPPORT ET DE L'ÉCHANTILLON COLLÉ SUR LE SUPPORT.....	217
FIGURE 84: CINÉTIQUE DE LA TEMPÉRATURE EN FONCTION DU TEMPS LORS DU POLING.....	218
FIGURE 85: SCHÉMA DU BANC DE CARACTÉRISATION ACTIVE	220
FIGURE 86: PRINCIPE DE DÉTERMINATION DE LA VALEUR DU V_{π}	221
FIGURE 87: PHOTO PRISE AVEC LA CAMÉRA INFRA ROUGE DU MODULATEUR DE PHASE SUR LE BANC D'OPTIQUE	222

Introduction

L'utilisation de matériaux organiques dans la fabrication de composants électrooptiques tels que les modulateurs date d'une vingtaine d'années. Parmi les matériaux organiques, les polyimides constituent une classe importante de matériaux due à leurs différentes caractéristiques : excellentes propriétés mécaniques, faible constante diélectrique, faible perméabilité relative, haute tension de claquage, faibles pertes sur une grande gamme de fréquence, facilité de mise en œuvre, faible coût, une bonne stabilité thermique et chimique qui les rendent compatibles avec les procédés classiques de technologies sur silicium, ce qui est un avantage par rapport à leurs concurrents inorganiques tel que le niobate de lithium ($LiNbO_3$).

Ces polyimides sont donc de bons candidats pour la réalisation de guides d'ondes passifs à faibles pertes. Des guides d'ondes actifs peuvent aussi être facilement réalisables en utilisant des polyimides dans lesquels des molécules à forte hyperpolarisabilité quadratique sont dissoutes (polyimide fonctionnalisé) ou greffées sur la chaîne du polymère. Ces guides sont optiquement actifs à cause de leurs noncentrosymétries dues à l'orientation imposée des chromophores dans la matrice du polymère.

L'application d'un champ électrique statique sur ces guides actifs permet la réalisation de composants électrooptiques grâce à l'effet Pockels. Cet effet va produire un retard de phase de l'onde qui se propage dans le guide et il est directement proportionnel au champ externe appliqué (champ de modulation).

Le but de ce travail dans le cadre d'un contrat avec France Télécom, impliquant plusieurs équipes de physiciens et de chimistes, est de montrer la faisabilité d'un modulateur de phase tout polymère par la validation de processus technologiques.

Dans un premier chapitre, nous passons en revue les divers composants pouvant s'inscrire dans l'intégration de circuits optoélectroniques, allant de simples guides d'ondes polymères, jusqu'aux modulateurs électrooptiques polymères dont les performances sont précisées.

Le deuxième chapitre donne des rappels sur la théorie des guides d'ondes planaires ; il présente aussi une estimation de l'atténuation du champ évanescent dans les couches tampons en fonction des différences d'indices entre la couche guidante et les couches tampons, et de la longueur d'onde de la lumière guidée.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des phénomènes en optique non linéaire et principalement de l'effet électrooptique correspondant à l'effet Pockels.

Les quatrième et cinquième chapitres seront consacrés à la validation des processus de fabrication et à la caractérisation optique des guides d'ondes polymères. Le dispositif de gravure (RIBE ou IBAE) qui a été mis en place dans le laboratoire sera présenté dans le quatrième chapitre ; l'optimisation du faisceau d'ions permet une gravure très anisotrope et nous obtenons ainsi des guides polymères ayant des flans bien droits. Le banc de

caractérisation optique (décrit dans le chapitre 5) que nous avons mis en place, nous a permis d'injecter dans les guides une onde lumineuse, de longueurs d'ondes 1,3 μm ou 1,55 μm . L'optimisation de ce banc nous a permis de minimiser les pertes de couplage et de faire des mesures des pertes par propagation par la méthode Cut-Back. Nous présentons aussi dans ce dernier chapitre les différentes configurations que nous avons testées afin de réaliser des modulateurs de phase électrooptiques "tout polymères".

CHAPITRE I : MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES PASSIFS ET ACTIFS POLYMERES.

L'étude bibliographique que nous présentons dans ce chapitre concerne les différents matériaux polymères utilisés dans la fabrication de guides d'ondes optiques ainsi que dans la fabrication de différents composants optoélectroniques pouvant s'intégrer dans les télécommunications optiques. Le fort développement de celles-ci est justifié par la rapidité, le débit élevé et par le parallélisme offerts par la lumière utilisée comme support de l'information.

Les matériaux organiques pour l'optique sont apparus dans l'optoélectronique depuis une vingtaine d'années comme une voie très prometteuse vers l'accroissement des densités de stockage et des débits requis par les systèmes d'information. Notons les différents avantages des matériaux organiques par rapport à leurs concurrents inorganiques :

- Facilité de mise en œuvre, en particulier en ce qui concerne l'intégration des composants optoélectroniques en un ensemble compact.
- Une plus grande variabilité des structures chimiques permettant la conception de matériaux multifonctionnels.
- De bonnes performances d'un point de vue physique, comme par exemple une bande passante théoriquement supérieure à 100 GHz, où les coefficients électrooptiques des cristaux organiques sont supérieurs à celui du cristal inorganique de référence, le niobate

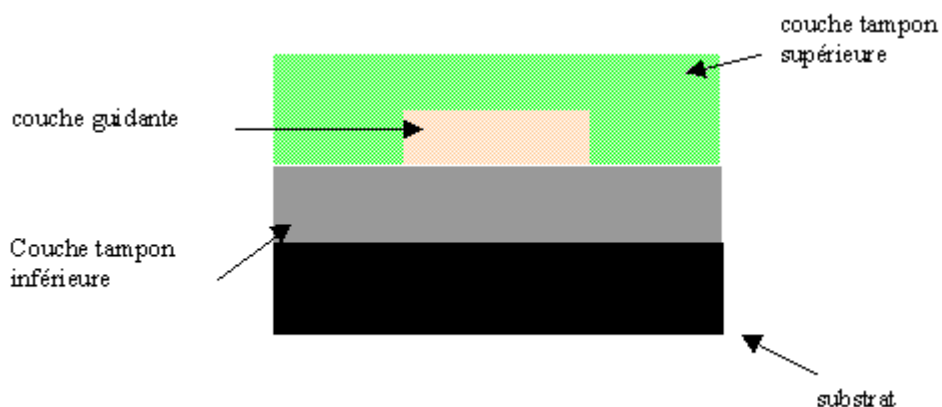
de lithium ($LiNbO_3$). Mais des limitations restent encore à vaincre qui sont dues à des taux d'impuretés encore trop élevés.

Le faible coût potentiel de fabrication est aussi un atout supplémentaire. Les matériaux non linéaires sont les seuls à pouvoir offrir des fonctions à très haut débit et sur une large bande spectrale, pour des composants tels que les modulateurs de phase ou d'amplitude, les commutateurs ou les multiplexeurs. Ces matériaux sont en effet capables d'engendrer de nouvelles fréquences (doubleur ou tripleur de fréquence), de modifier la phase ou l'amplitude d'un signal par l'application d'un champ électrique (effet électrooptique), et de façon plus général d'assurer un traitement rapide de l'information.

1. LES GUIDES D'ONDES OPTIQUES.

La première étape en vue de la réalisation de composants électrooptiques est la fabrication de guides optiques planaires. L'élaboration de ces guides optiques passifs met en œuvre toutes les techniques développées pour la technologie des circuits intégrés sur silicium: « spin coating », photolithographie et gravure. La figure 1 montre la structure typique d'un guide d'onde ; l'onde lumineuse que l'on veut guider est générée par des diodes lasers aux longueurs d'ondes $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$, qui sont les longueurs d'ondes utilisées dans les télécoms.

Figure 1 : structure d'un guide optique.



Afin d'obtenir le confinement optique dans le guide, il faut que l'indice de la couche guidante soit supérieur aux indices des couches tampons inférieure et supérieure.

1.1 Différents types de gravure.

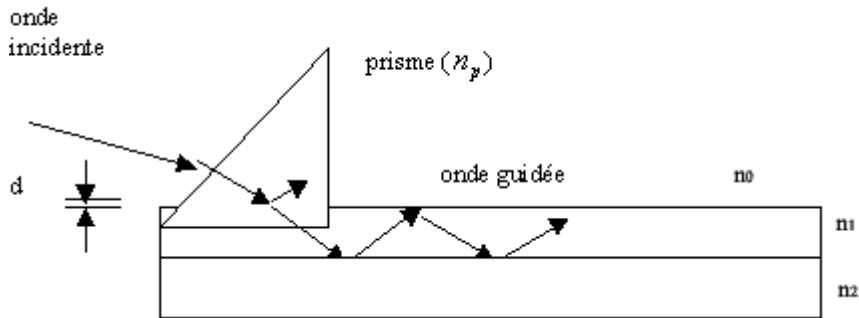
La gravure de la couche guidante peut se faire de différentes façons, la plus répandue étant la gravure plasma (RIE)[1][2][3] ; durant notre travail, nous avons utilisé une autre méthode, la gravure par faisceau d'ions réactifs (RIBE ou IBAE qui sera développée dans le chapitre IV)[4]. Cette dernière présente l'avantage d'avoir l'un des rapports de gravure anisotropique (rapport profondeur de gravure/longueur) les plus élevés qui soient : il a été obtenu dans le cas de la gravure d'un substrat d'AsGa [5] par le procédé IBAE, un rapport de longueur/profondeur de l'ordre de 1/40 ; ce qui correspond à une divergence du faisceau d'ion inférieur à $1,5^\circ$. On obtient ainsi une gravure idéale pour réaliser des guides d'ondes optiques

1.2 Mesures de pertes dans les guides d'ondes.

1.2.1 Injection dans les guides optiques.

Il existe différentes façons d'injecter la lumière dans le guide ; la première est le couplage par prisme, dont l'indice de réfraction est supérieur à la couche guidante. Cette technique nécessite que la couche tampon supérieure soit l'air (figure 2). La lumière est couplée au guide si la distance d est suffisamment faible. Lorsque nous avons des guides enterrés, cette dernière technique n'est plus valable, et pour injecter, soit nous couplons directement la lumière en sortie de fibre sur l'entrée du guide, soit nous injectons la lumière via une lentille convergente. L'injection par une lentille convergente permet aussi l'introduction d'éléments optiques (polariseur, miroir semi-transparent...) entre la sortie de la fibre et l'entrée du guide; dans le cas du polariseur par exemple, cela permet d'injecter une onde polarisée dans le guide.

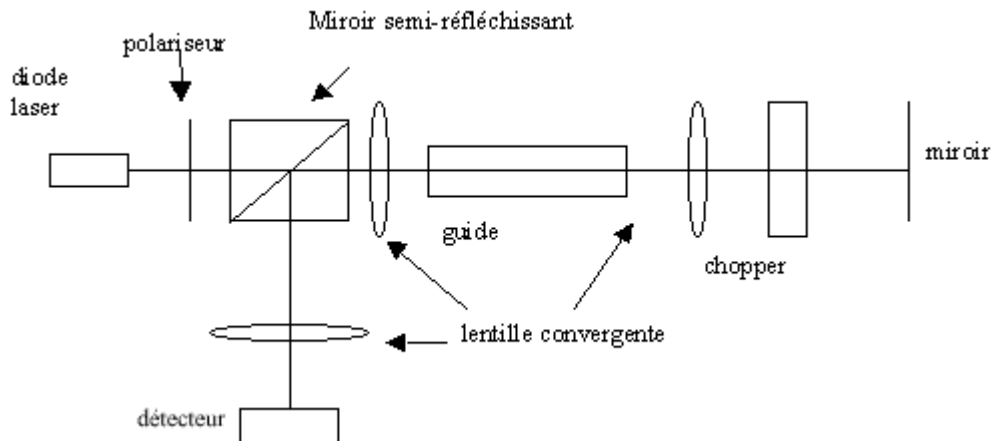
Figure 2 : injection par prisme.



1.2.2 Mesures de pertes

Une première technique pour la mesure des pertes par propagation le long du guide consiste à analyser la lumière diffusée perpendiculairement à la direction de propagation; cette analyse est effectuée soit en faisant une photographie du guidage afin d'en faire une analyse via un ordinateur [6], soit en mesurant avec un détecteur situé au-dessus du guide la décroissance exponentielle de l'intensité de la lumière diffusée le long du guide [7]. Ces deux méthodes ont l'avantage de ne pas être destructives pour l'échantillon, mais ces mesures ne sont pas d'une grande précision. La méthode du Cut-Back (CB) [8] est une méthode qui donne un résultat beaucoup plus précis (elle sera détaillée dans le chapitre V), bien qu'elle ait l'inconvénient d'être destructive. Une autre méthode proche de la méthode CB permet de s'affranchir des pertes induites par le désaccord entre les modes de l'onde incidente et les modes propres de propagation du guide : c'est la méthode OEC (optimum end-fire coupling) [9] (figure 3).

Figure 3 : schéma de la méthode OEC.



Dans la méthode OEC, la lumière est couplée par une lentille dans le guide, et le miroir en sortie de guide renvoie ainsi une onde dont le mode correspond parfaitement à celui du guide. Le chopper permet de moduler l'intensité de cette onde réfléchie et donc de distinguer au niveau du détecteur l'onde incidente et l'onde réfléchie.

La méthode la plus couramment utilisée est la méthode du Cut-Back. Parmi les polymères passifs dont les pertes ont été mesurées, on peut citer le PMMA (1dB/cm à 1,3 μm [10]), et les polymères Ultradel 9020D et 9120D de chez Amoco (respectivement 0,7 et 0,4 dB/cm mesurées à la longueur d'onde 830 nm [11]).

De meilleurs résultats pour les pertes par propagation dans des guides passifs ont été obtenus avec des polyimides fluorés [12][13]. Dans ce cas les couches tampons, ainsi que la couche guidante, sont réalisées avec un mélange de deux polyimides fluorés ; la différence de pourcentage d'un polyimide par rapport à l'autre permet un contrôle précis des indices de réfraction de la couche guidante et des couches tampons. Dans ces guides passifs, des pertes par propagation de 0,3 dB/cm pour le mode TE ont été mesurées à la longueur d'onde 1,3 μm .

D'autres auteurs ont substitué dans le monomère d'un polyimide fluoré l'hydrogène par du deutérium afin de s'affranchir de l'absorption vibrationnelle de la liaison C-H qui se situe justement proche des longueurs d'ondes 1,3 μm et 1,5 μm . Avec ce type de polymère, des pertes par propagation de 0,1 dB/cm ont été mesurées à la longueur d'onde de 1,3 μm [14][15].

2 MATERIAUX POUR L'OPTIQUE NON LINEAIRE.

2.1 Matériaux non linéaires.

Une fois réalisés des guides passifs à faibles pertes, l'étape suivante est la réalisation de composants actifs. Pour ce faire, il faut utiliser des matériaux non centrosymétriques qui vont être le siège de phénomènes non linéaires. Lorsque le matériau est éclairé par une onde lumineuse de fréquence ω , le moment dipolaire induit P peut s'écrire en première approximation par une série de Taylor en perturbation due aux champs électriques:

$$\vec{P} = \vec{P}_0 + \chi^{(1)}\vec{E}^\omega + \chi^{(2)}\vec{E}^\omega\vec{E}^\omega + \chi^{(3)}\vec{E}^\omega\vec{E}^\omega\vec{E}^\omega$$

\vec{P}_0 étant la polarisation linéaire, $\chi^{(1)}$ représente la susceptibilité linéaire du matériau et $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ représentent les tenseurs de susceptibilités non linéaires d'ordre supérieur. Les phénomènes non linéaires d'ordre deux correspondent au tenseur $\chi^{(2)}$; un cas particulier est l'effet électrooptique (appelé aussi effet Pockels); c'est sur cet effet que repose le principe des modulateurs électrooptiques. La variation de l'inverse du tenseur diélectrique ϵ du matériau s'exprime en fonction du tenseur électrooptique r ; ce dernier est relié au tenseur $\chi^{(2)}$ par la relation [16]:

$$\epsilon_{ii}\epsilon_{jj}r_{ijk}(-\omega \mp \Omega; \omega; \omega \pm \Omega) = -2\chi_{ijk}(-\omega \mp \Omega; \omega \pm \Omega)$$

Ω est la fréquence de la tension appliquée au matériau.

Une mesure directe de ces coefficients électrooptiques peut être faite par ellipsométrie modulée [17][18][19].

Au niveau moléculaire, la polarisation induite s'écrit sous la forme:

$$P(E) = \alpha E^\omega + \beta E^\omega E^\omega + \gamma E^\omega E^\omega E^\omega$$

Comme nous nous intéressons plus particulièrement à l'effet électrooptique, nous nous intéresserons donc à l'hyperpolarisabilité β . Ces hyperpolarisabilités peuvent être mesurées par une expérience de génération de second harmonique [20][21].

On choisit le matériau actif de telle manière que la valeur de l'hyperpolarisabilité soit la plus élevée possible (ou un coefficient électrooptique le plus élevé possible). Pour obtenir des polymères non centrosymétriques (voir chap. III), des molécules organiques à forte hyperpolarisabilité (chromophores) vont être introduites dans la matrice polymère, puis orientées. A ce niveau, nous pouvons distinguer trois sortes de polymères:

- Les polymères "dopés", dans lesquels les chromophores sont simplement dissous dans le polymère hôte sans qu'il y ait de réaction chimique entre la chaîne polymère et la molécule active. Nous obtenons ainsi un polymère avec un certain pourcentage en poids de molécules actives.[22]
- Les polymères "greffés". Dans ce cas les chromophores sont liés chimiquement à la chaîne polymère. L'avantage de ce type de polymères par rapport aux polymères "dopés", est que l'on peut avoir une plus grande concentration de chromophores et donc obtenir des coefficients électrooptiques plus élevés[23] ; de plus la stabilité de ce système est améliorée.
- Un autre système peut être obtenu en réalisant des liaisons covalentes entre les chromophores et les chaînes polymères, ce qui peut conduire à une structure réticulée.

Il est à noter que les pertes par propagation mesurées dans ces polymères actifs sont plus importantes qu'avec les polymères passifs. Des pertes de l'ordre de 1,5 dB/cm à 1,3 μm ont été mesurées avec du poly(méthylméthacrylate) (PMMA) greffé avec la molécule non linéaire 4-diméthyl-amino-4'-nitro-stilbene (DANS) [24] ; 1 dB/cm à 1,3 μm a été obtenu avec du méthylméthacrylate (MMA) greffé avec du DANS [25]. Ces pertes peuvent aller jusqu'à 4 dB/cm à 1,3 μm dans le cas d'une structure constituée d'un groupe donneur alkyl-amino incorporé dans du polyuréthane [26].

Les valeurs du coefficient électrooptique varient d'un matériau à l'autre ; dans le cas du Disperse Red One (DR1), qui est un colorant couramment utilisé comme chromophore [27][28][29], on obtient un coefficient électrooptique égal à 12 pm/V avec du PMMA dopé DR1; récemment des molécules ayant de forts coefficients électrooptiques ont été développées :

- Le amino phénylène isophorone isoxaolone (APII) dont le coefficient électrooptique $r = 30 \text{ pm/V}$ à $1,06 \mu\text{m}$. Le PMMA peut être dopé avec ce chromophore [30].
- Le 2-dicyanométh-ylène-3-cyano - 4 -{2-[E- (4-N,N - di(2 -acetoxyéthyl)amino)-phénylène-(3,4-dibuthyl)thien-5]-E-vinyl}-5,5-diméthyl-2,5-dihydrofuan) (FTC) qui a un coefficient électrooptique $r = 83 \text{ pm/V}$ à $1,06 \mu\text{m}$. [31]
- L'aminophényltétraène (CLD) avec $r = 90 \text{ pm/V}$ à $1,06 \mu\text{m}$ [32].

2.2 Orientation des chromophores.

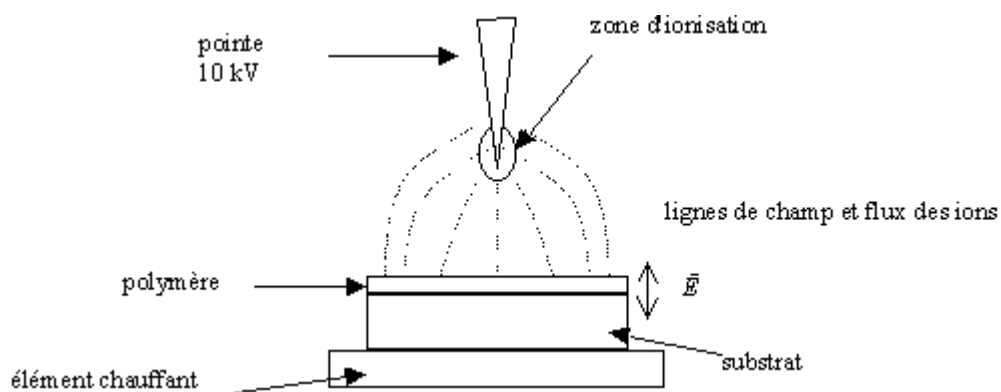
Afin d'obtenir un effet non linéaire, il faut que le matériau présente une non-centrosymétrie ; pour ce faire, il faut procéder à l'orientation des chromophores du matériau. Cette orientation peut s'effectuer de différentes façons ; nous présentons trois méthodes pour procéder à cette orientation avec des films de polymère : la méthode "corona", l'orientation électrique (« poling ») et l'orientation photo assistée.

Cette étape d'orientation est très importante, car la qualité de celle-ci va agir directement sur le coefficient électrooptique, et donc sur la qualité du composant que l'on souhaite réaliser.

2.2.1 Méthode "Corona" [33][34][35]

Pour orienter les chromophores, on réalise le montage de la figure

Figure 4 : principe de la décharge corona

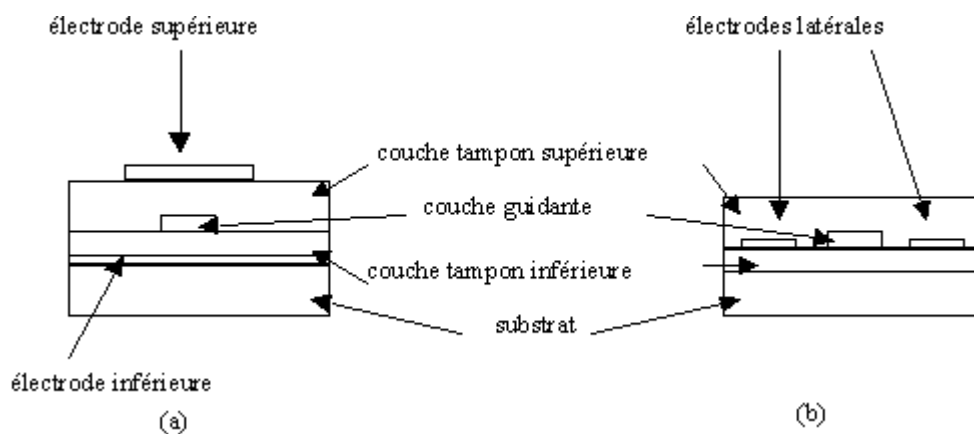


Le principe est simple : l'échantillon est chauffé afin d'augmenter la mobilité des chromophores et une forte tension est appliquée à la pointe ; le champ électrique qui est généré sur la pointe accélère les électrons libres proches de la pointe : ils ionisent l'environnement et les ions ainsi produits, de même signe que le champ électrique appliqué, sont refoulés vers la surface du matériau où ils créent un champ important dans le matériau. Les chromophores vont s'orienter suivant le champ ainsi créé.

2.2.2 Orientation électrique

C'est la technique que nous avons utilisée pour la réalisation de modulateurs électrooptiques polymères.

Figure 5: structure pour l'orientation électrique. Electrodes sandwichs (a), électrodes transverses (b).



Les chromophores vont être orientés par l'application d'un champ électrique externe statique. Comme pour l'orientation par pointe corona, l'échantillon doit être porté jusqu'à une température proche de la température de transition vitreuse afin de faciliter l'orientation des chromophores. Une forte tension électrique (de l'ordre de 500 V) est appliquée entre les deux électrodes; le champ électrique ainsi créé à l'intérieur du matériau va permettre l'orientation. Le chauffage dure environ une vingtaine de minutes, le champ restant appliqué jusqu'à ce que l'échantillon soit redescendu à la température ambiante. Les risques de claquage avec cette technique sont importants.

2.2.3 Orientation photo assistée [36][37]

A partir du principe de la figure 5 (b), on applique un champ statique de l'ordre de 50 V/ μm , à température ambiante. La zone située entre les électrodes est éclairée par un faisceau laser qui est polarisé parallèlement au guide. Cette méthode se base sur la mobilité locale des chromophores par pompage optique à basse température. Grâce à l'excitation optique de leur zone d'absorption, les chromophores peuvent passer de la configuration trans à la configuration cis, cette dernière étant plus compacte et donc plus mobile. La relaxation vers la forme trans s'accompagne d'une orientation de la molécule perpendiculairement à la polarisation du rayon de pompage, pour une polarisation linéaire. L'illumination du matériau couplée à l'application d'un champ statique via les électrodes produit une non-centrosymétrie du matériau. Un des avantages de cette technique est de travailler à température ambiante et donc de diminuer fortement les problèmes de claquage du film liés à l'application du champ d'orientation.

3. COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES.

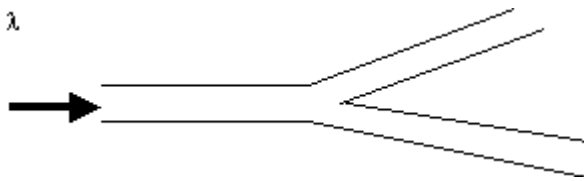
A partir des polymères passifs et actifs précédemment décrits, de nombreux composants peuvent être réalisés, allant des jonctions en Y, jusqu'à des modulateurs d'amplitude insensibles à la polarisation.

3.1 Jonction en Y, (dé)multiplexage.

3.1.1 Jonction en Y.

La figure 6 présente typiquement une jonction en Y

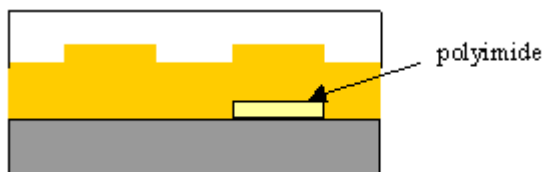
Figure 6 : jonction en Y.



La jonction en Y est la figure basique de tous les composants électrooptiques ; il a été montré, dans du PMMA, que les pertes au niveau de l'embranchement sont négligeables lorsque l'angle entre les deux branches est inférieur à 10° ; cela correspond à un rayon de courbure de $100\ \mu\text{m}$, qui est inférieur d'un ordre de grandeur comparé au LiNbO_3 [38].

Ainsi, des séparateurs de polarisation optique ont été réalisés à partir du PMMA-DR1 ; l'une des branches de la jonction a été insolée aux UV, ce qui a pour effet d'orienter les chromophores par photoisomérisation. Les chromophores sont alignés préférentiellement selon la direction perpendiculaire à la polarisation de la lumière d'insolation [39][40]. Une autre méthode consiste à ajouter une bande de polyimide comme cela est montré sur la figure 7.

Figure 7 : séparateur de polarisation optique.



La bande de polyimide a une large biréfringence (appelée branche TE, l'autre branche étant appelée branche TM). Pour une polarisation incidente en mode TE, l'indice effectif

devient plus important dans la branche TE que dans la branche TM et donc le mode TE se propage dans la branche associé à la bande de polyimide [41].

3.1.2 Interrupteur.

On a démontré la faisabilité d'interrupteur à base de polymère électrooptique à partir de simple jonction en Y [42], ou de coupleurs directionnels [43][44], fonctionnant à très grande vitesse (200 fs pour la fonction interrupteur, 1,5 Tb/s pour la fonction démultiplexeur)[45].

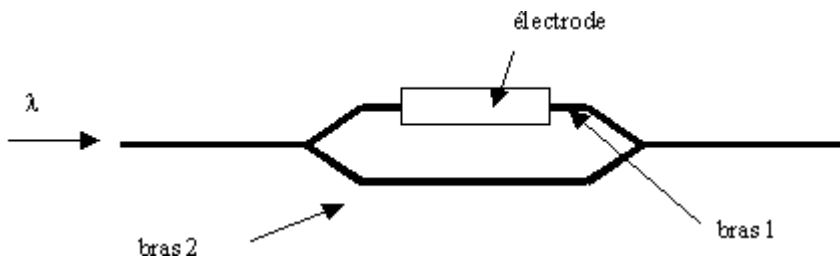
3.1.3 (Dé)multiplexage.

Le principe du multiplexage est lié à la propagation de plusieurs signaux de longueurs d'ondes différentes dans une même fibre. Avant d'injecter tous ces signaux dans la fibre, ceux-ci vont se propager dans des guides d'ondes polymères puis être « mélangés ». Un multiplexeur fonctionnant avec 8 longueurs d'ondes et à 10 Gb/s a été réalisé [46]. Un autre multiplexeur a fonctionné avec 101 guides d'ondes [15].

3.2 Modulateurs.

Le modulateur, qu'il soit de phase ou d'amplitude sert souvent comme démonstrateur. La figure 8 nous montre le principe de fonctionnement d'un modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder.

Figure 8 : schéma d'un modulateur de type Mach-Zehnder.



Dans un modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder, la couche guidante est réalisée avec un matériau non linéaire dont les chromophores ont été orientés. L'onde lumineuse se propage dans les deux bras du modulateur, et si l'on applique une tension électrique au niveau de l'électrode, cela va modifier l'indice de réfraction du bras du modulateur soumis au champ électrique. Si la tension appliquée est égale à la tension nécessaire pour modifier la phase de l'onde de π , lorsque les deux ondes se rejoignent au niveau de la partie commune, elles vont interférer de façon destructive : un minimum d'intensité lumineuse est alors obtenue en sortie de modulateur. Cette tension est généralement prise comme référence pour caractériser ce type de modulateur et est appelée V_{π} .

D. Sun et al. ont mesuré [47] dans un interféromètre de type Mach-Zehnder, comme représenté sur la figure 8, fortement multimodale (à cause de la grande taille du guide) un $V_{\pi}=30$ V.

Dans le but d'obtenir un V_π inférieur, un modulateur peut être conçu en configuration "push-pull", c'est à dire que des électrodes vont être placées sur les deux bras du modulateur. Lors du poling, les chromophores dans chacun des bras sont orientés de façon opposés : pendant le fonctionnement, on appliquera une tension positive sur un des bras du modulateur tandis qu'une tension négative sera appliquée sur l'autre bras. Il en résultera un V_π divisé par deux par rapport à la configuration à une seule électrode [48].

Avec ce type de configuration, Y. Shi et al [49] ont obtenu un $V_\pi=0,8$ V en utilisant comme couche active du PMMA, dopé avec un chromophore, le CLD, qui a un coefficient électrooptique $r=85$ pm/V.

La même équipe a développé un autre modulateur avec comme couche active toujours le PMMA mais dopé avec deux autres chromophores (le FTC et l'APII). Ce modulateur a un $V_\pi=4$ V en configuration "push-pull" mais il peut fonctionner jusqu'à une fréquence de 95 GHz [50].

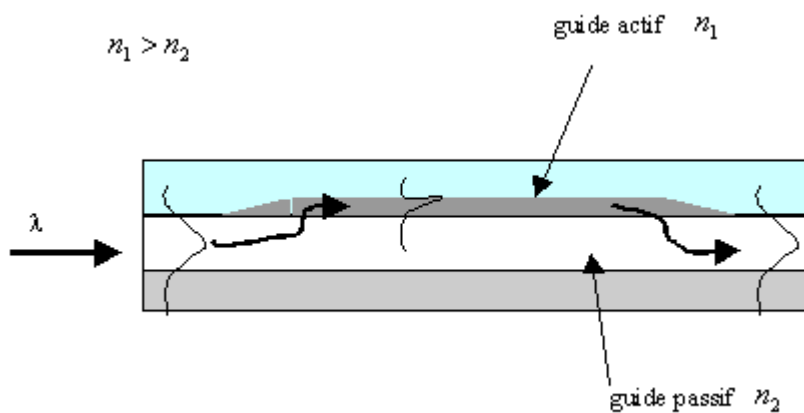
A. Donval et al. [51][52] ont proposé un modulateur de type Mach-Zehnder insensible à la polarisation. La couche active est constituée de MMA greffé DR1, et le V_π moyen qui a été mesuré est de 70 V. Pour être insensible à la polarisation du faisceau incident, ils ont inclus sur chacun des bras du modulateur des électrodes de types sandwichs et transverses (comme montré sur la figure 5) ; les électrodes sandwichs vont avoir plus d'influence sur le mode TM tandis que les électrodes transverses vont avoir plus d'influence sur le mode TE. En plaçant les deux types d'électrodes l'une à la suite de l'autre, le modulateur aura le même comportement, que l'onde incidente soit polarisée ou non.

3.3 Limitation des pertes de couplage.

Malgré de bons résultats obtenus en ce qui concerne les pertes par propagation, les pertes de couplage sont souvent très importantes (de l'ordre de 10 dB). Ceci est principalement dû au fait que la structure guidante a typiquement une section inférieure (une section rectangulaire de l'ordre de $3 \times 5 \mu\text{m}$ donc un mode elliptique) au mode standard d'une fibre optique, qui a une section circulaire de diamètre de l'ordre de $9 \mu\text{m}$.

Pour remédier à ceci Steier et al. [53] [54] ont proposé la structure décrite par la figure 9.

Figure 9 : intégration de polymères passif et actif dans un circuit intégré optique.



L'indice de réfraction du guide actif doit être supérieur à celui du guide passif. Le guide passif a été conçu pour avoir un mode de guidage proche de celui d'une fibre, ce qui a pour effet de diminuer très fortement les pertes de couplage. Du fait de la différence d'indice entre la couche passive et la couche active, l'onde passe progressivement du guide passif au

guide actif pour être totalement confinée dans la partie active, avant de repasser dans la partie passive.

Avec ce type de structure, les pertes de couplage sont inférieures à 1dB. Les pertes dues aux passages d'un guide à l'autre ont été estimées à 1 dB.

Les résultats que nous venons d'exposer montrent l'intérêt des polymères comme guides d'ondes passifs (faibles pertes par propagation aux longueurs d'ondes des télécom 1,3 μm et 1,5 μm) pour amener la lumière d'un composant actif à un autre, et faire du multiplexage; ces polymères peuvent permettre aussi la réalisation de composants actifs en vue d'une intégration dans un circuit optique, du fait de leur forts coefficients électrooptiques potentiels (ce qui implique des tensions de commande plus faibles), ainsi que de leurs facilités de mise en œuvre dans un ensemble compact.

REFERENCES DU CHAPITRE I.

1. O. Joubert, J. Pelletier, Y. Arnal, J. Appl. Phys., 65 , 5096, (1989).
2. H. F. Winters, J. W. Coburn and T. J. Chuang, J. Vac. Sci. Technol. B1 (1983) 469.
3. B. L. Booth, Polymers for Electronic and Photonic Applications, ed., C.P. Wong. Academic Press, Boston, 1993, p. 549.
4. M. A. Bosch, L. A. Col Drew, E. Good, Appl. Phys. Lett., 38, 264, (1981)
5. G.A. Lincoln, M.W. Geis, S. Pang and N.N. Efremow, J. Vac. Sci. Technol. B 1 (4) Oct.-Dec 1983.
6. Y. Okamura, S. Yoshinaka and S. Yamamoto, Appl. Opt., vol 22, n°23, Dec. 1983.
7. W. Shi, C. F. Li, Q. Pan, Q. Gu, D. Xu, H. Wei, J. Yu, Opt. And Lasers Engenn., 33 (2000) 21-28.
8. H. M. Lee et al., Appl. Opt. Vol. 36, n°34 (1997) p. 9021.
9. M. Haruma, Y. Segawaga and H. Nishihara, Electron. Lett. 28, 1612-1613 (1992)
10. Pinsard-Levenson, Thèse de l'université de Grenoble (1992)
11. L. Robitaille et al. IEEE Photonics Technol. Lett., vol 8, n° 12 (1996) p.1647.
12. T. Matsuura et al. Appl. Opt., vol 38, n° 6 (1999) p. 966.
13. J. Kobayashi, T. Matsuura, S. Sasaki and T. Maruno, Appl. Opt., vol 37, n° 6 (1998) p.1032.
14. R. Yoshimura, M. Hikita, S. Tomaru and S. Imamura, J. Lightwave technol., vol 16, n° 6 (1998) p. 1030.
15. T. Watanabe, N. Ooba, S. Hoyashida, T. Kurihara and S. Imamura, J. Lightwave technol., vol 16, n° 6 (1998) p. 1049.
16. A. Donval Thèse de l'université de Paris-Sud (1999).

17. C. C. Teng and H. T. Han, *Appl. Phys. Lett.*, 56 (18) (1990).
18. F. Michelotti, et al. *Appl Phys. Lett.*, 67 (19) (1995).
19. Y. Levi, M. Dumont, E. Chastaing, P. Robin, P. A. Chollet, G. Gadret et F. Kajzar; *Mol. Cryst. Liq. Sci. Technol. Sec. B: Nonlinear Optics*, vol 4, p. 1 (1993).
20. B. F. Levine, C. G. Bethea, *J. of Chem. Phys.* 63 (6) sept. 1975.
21. K. D. Singer, A. F. Gario, *J. of Chem. Phys.* 75 (7) oct. 1981.
22. Singer et al. *Appl. Phys. Lett.* 53 (19) nov. 1988.
23. J. W. Wu et al. *Appl. Phys. Lett.* 59 (18) oct. 1991.
24. M. H. Lee et al. *Thin Solid Films*, 303 (1997) p.287.
25. H. M. Lee, W-Y. Hwang. M. C. Oh, H. Park and T. Zyang, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (26) Dec. 1997, p. 3779.
26. T. Kaino, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2 (2000) R1-R7.
27. R. Pinsard-Levenson, J. Liang, E. Toussaere, N. Bouadma, A. Carencu, J. Zyss, G. Froyer, M. Guibert, Y. Pelous and D. Bosc, *Nonlinear Optics*, 1993, vol 4 pp. 233-243.
28. P. Labbé, A. Donval, R. Hierle, E. Toussaere, J. Zyss, *C. R. Physique* 3 (2002) 1-12.
29. S. S. Lee, S-W. Ahm, S-Y. Shin, *Opt. Commun.*, 138 (1997) 298-300.
30. D. Chen et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol 11 n° 1 (1999) p 54.
31. L. Dalton, A. Harper, A. Ben, F. Wang, G. Todorava, J. Chen, C. Zhang and M. Lee, *Ind, Eng. Chem. Res.* (1999) 38, 8-33.
32. W. H. Steier et al. *Invited Paper OFC*.
33. B. Comizzoli, *J. Electrochem. Soc.: Solid Science and Technology* 134, 424 (1987)
34. M. A. Mortazavi, A. Knoesen, S. T. Kowel, B. G. Higgins and A. Dienes, *J. Opt. Soc. Am. B6*, 733 (1989)
35. F. Kajzar, P. A. Chollet, I. Ledoux, J. Lemoigne, A. Lorin and G. Gradet "Organic Thin Films for Quadratic Optics" in "Organic Molecules for Nonlinear Optics and Photonics" NATO ASI Serie, Serie E, vol 194 pp 403-432 Kluwer Academic.

36. M. Dumont, G. Froc and S. Hosotte, *Nonl. Opt.* 9, 327 (1995)
37. A. Donval, E. Toussaere, S. Brasselet, J. Zyss, *Opt. Mat.* 12 (1999) pp 215-219.
38. J. Ling, R. Levenson, J. Zyss, D. Bosc and F. Foll, *Nonlinear Optics*, 1995, vol 10, pp. 431-437.
39. S. S. Lee, S. Garner, W. H. Steier and S-Y. Shin, *Appl. Opt.*, vol 38, n° 3 (1999) p. 530.
40. S. S. Lee, S. Garner, A. Chen, V. Chuyanov, W. H. Steier, S. W. Ahn and S. Y. Shin, *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol 10, n° 6 (1998) p. 836.
41. M. C. Oh, M-H Lee, H-J Lee, *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol 11, n° 6 (1999) p. 1144.
42. S. S. Lee, S-W. Ahn, S-Y. Shin, *Opt. Commun.*, 138 (1997) 298-300.
43. R. H. de Ridder, A. Driesser, E. Rikkers, P. V. Lambek, M. B. J. Diemeer, *Opt. Mat.*, 12 (1999) pp. 205-214.
44. W. Shi, Y. J. Ding, C. Fang, Q. Pan and Q. Gu, *Optics and Lasers*, à paraître.
45. S. Nakamura, Y. Ueno and K. Tajimu, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol 10, n° 11 (1998) p. 1575.
46. T. Mizuochi, T. Kitayama, K. Shimizu and K. Ito, *J. Lighthwave Technol.*, vol 16, n° 2 (1998) p. 265.
47. D. Sun, X. Lu, D. An, J. Taboada, L. Sun, Q. Zhou, J. Maki, S. Tang, R. T. Chang, *Opt. And Lasers Technol.*, 30 (1998) p. 481.
48. Y. Shi, C. Zhang, H. Zhang, J. H. Bechtel, L. Dalton, B. H. Robinson, W. H. Steier, *Science*, vol 288 (2000) p. 119.
49. Y. Shi, et al. *Appl. Phys. Lett.*, vol 77, n°1 (2000) p. 1.
50. H. Fetterman, et al. *ECOC'98*, 20-24 sep. 1998 Madrid Spain.
51. A. Donval, E. Toussaere, R. Hierle, J. Zyss., *Synthetic Metals*, 115 (2000) 21-27.
52. A. Donval, E. Toussaere, R. Hierle, J. Zyss., *J. Appl. Phys.*, vol 87, n° 7 (2000) p. 3258.
53. W. H. Steier et al., *Chem. Phys.* 245 (1999) 487-506.

54. S. H. Garner, S. S. Lee, V. Chuyanov, A. Chen, A. Yacoubian, W. H. Steier, L. R. Dalton, IEEE J. Quantum Elect., vol 35, n° 8 (1999) p. 1146.

CHAPITRE II : RAPPEL SUR LA THEORIE DES GUIDES D'ONDES.

Pour commencer, nous allons passer en revue les équations de Maxwell; celles-ci vont nous permettre d'obtenir l'équation de propagation des ondes dans un milieu diélectrique infini. Nous verrons les conséquences d'une discontinuité dans le milieu de propagation, ce qui nous amènera aux lois de réflexion et de réfraction à l'interface de deux milieux diélectriques; les concepts de réflexion interne totale et d'onde évanescente seront aussi analysés [1][2]. Nous ferons une estimation de la profondeur de pénétration de cette onde évanescente et nous finirons par l'étude du guide d'onde diélectrique plan.

1. LES EQUATIONS DE MAXWELL.

Les équations de Maxwell s'écrivent en fonction des dérivées partielles couplées par rapport aux variables de temps et d'espace des champs vectoriels \vec{E} et \vec{H} , de la densité de courant \vec{J} et de la densité de charge ρ . Ce sont les quatre équations fondamentales de l'électromagnétisme; elles s'appliquent partout où la distribution de courant de charge est continue. La théorie des guides repose sur ces équations.

$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.1})$
$\nabla \wedge \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.2})$
$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.3})$
$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.4})$

Tableau 1 : équations de Maxwell.

- \vec{E} : champ électrique (V/m)
- \vec{B} : vecteur champ magnétique (Tesla)
- \vec{D} : vecteur déplacement électrique (C/m²)
- \vec{H} : excitation magnétique (A/m)
- \vec{J} : densité du courant (A/m²)
- ρ : densité de charge électrique (C/m³)

Les équations de constitutions qui caractérisent le milieu nous permettent d'écrire les vecteurs \vec{D} , \vec{B} et \vec{J} en fonction des vecteurs \vec{E} et \vec{H} .

$$\vec{D} = [\epsilon]\vec{E} \quad \vec{B} = [\mu]\vec{H} \quad \vec{J} = [\sigma]\vec{E} \quad (\text{II.5})$$

$[\epsilon]$, $[\mu]$ et $[\sigma]$ étant respectivement les tenseurs de permittivité électrique, de perméabilité magnétique et de conductivité électrique.

Les champs \vec{E} et \vec{H} lors de la propagation dans le milieu doivent obéir aux équations de Maxwell; pour un problème donné les solutions particulières de ces équations sont trouvées à partir des conditions aux limites (en particulier, continuité à l'interface de deux milieux 1 et 2). Avec \vec{s} comme vecteur unitaire normal à l'interface entre les milieux 1 et 2; ces conditions générales sont:

Continuité de la composante normale du courant de déplacement électrique:

$$(\vec{s}) \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (\text{II.6})$$

si $\vec{\sigma}_r = 0$ (pas de charges réelles aux interfaces)

Continuité de la composante tangentielle du champ électrique:

$$(\vec{s}) \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (\text{II.7})$$

Continuité de la composante normale de la densité de flux magnétique:

$$(\vec{s}) \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (\text{II.8})$$

Continuité de la composante tangentielle du champ magnétique:

$$(\vec{s}) \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (\text{II.9})$$

si $\vec{j}_s = 0$ (pas de courant réel à l'interface)

Le vecteur \vec{s} est normal à l'interface des milieux 1 et 2.

2. L'EQUATION D'ONDE.

A partir des équations de Maxwell, nous allons développer un autre système appelé équation d'onde qui est beaucoup plus facile à résoudre qu'un système d'équations couplées. Le principal intérêt réside dans le fait que ces équations d'ondes sont découplées (i.e. qu'elles ne font intervenir qu'un seul champ (\vec{E} ou \vec{H})).

Pour obtenir ces équations, prenons d'abord le rotationnel de l'équation (II.1) et en considérant le milieu diélectrique isotrope, sans charges ni perte et non magnétique (i.e. $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ (II.10) et $\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}$ (II.11), $\vec{J} = \vec{0}$) :

μ_0, ϵ_0 et n étant respectivement la perméabilité du vide, la permittivité du vide et l'indice de réfraction.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \wedge \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.12})$$

En utilisant (II.2) et (II.11) et en se servant du fait que

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = -\vec{\nabla}^2 + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \quad (\text{II.13})$$

Nous obtenons

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (\text{II.14})$$

En développant $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$ nous obtenons $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n^2 = 0$ (II.15)

En substituant (II.15) dans (II.14) nous obtenons l'équation générale de l'onde suivante:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (\text{II.16})$$

Pour un milieu homogène l'indice n ne varie pas ce qui entraîne $\vec{\nabla} n = 0$ et donc

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.17})$$

De la même manière nous pouvons obtenir

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.18})$$

Le calcul du champ électromagnétique d'un guide d'onde revient donc à résoudre les équations d'ondes sous certaines conditions aux limites.

3. PROPAGATION D'ONDES PLANES ELECTROMAGNETIQUES (TEM).

Dans la suite nous allons prendre les champs \vec{E} et \vec{H} qui sont des fonctions sinusoïdales du temps de la forme

$$\vec{A} = \text{Re}(\vec{A}e^{j\omega t})$$

\vec{A} étant l'amplitude complexe ne dépendant que des coordonnées d'espace; dans ces conditions particulières, nous pouvons remplacer les dérivées par rapport au temps par le facteur $j\omega$. Nous pouvons donc réécrire les équations de Maxwell (II.1) et (II.2) sous la forme:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} = -jk_0 \eta_0 \vec{H} \quad (\text{II.19})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega \epsilon_0 n^2 \vec{E} = j \frac{n^2}{\eta_0} k_0 \vec{E} \quad (\text{II.20})$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ et $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ (λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide et c la vitesse de la lumière dans le vide).

En utilisant la même méthode que précédemment, en prenant le rotationnel de (II.19) et (II.20) nous obtenons:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{II.21})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (\text{II.22})$$

Nous avons introduit le nombre d'onde k qui est tel que $k = nk_0$

Les équations (II.21) et (II.22) ainsi obtenues sont connues sous le nom d'équations d'Helmoltz; une des solutions élémentaires de ces équations est l'onde plane uniforme:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.23}) \vec{r} \text{ étant le vecteur position}$$

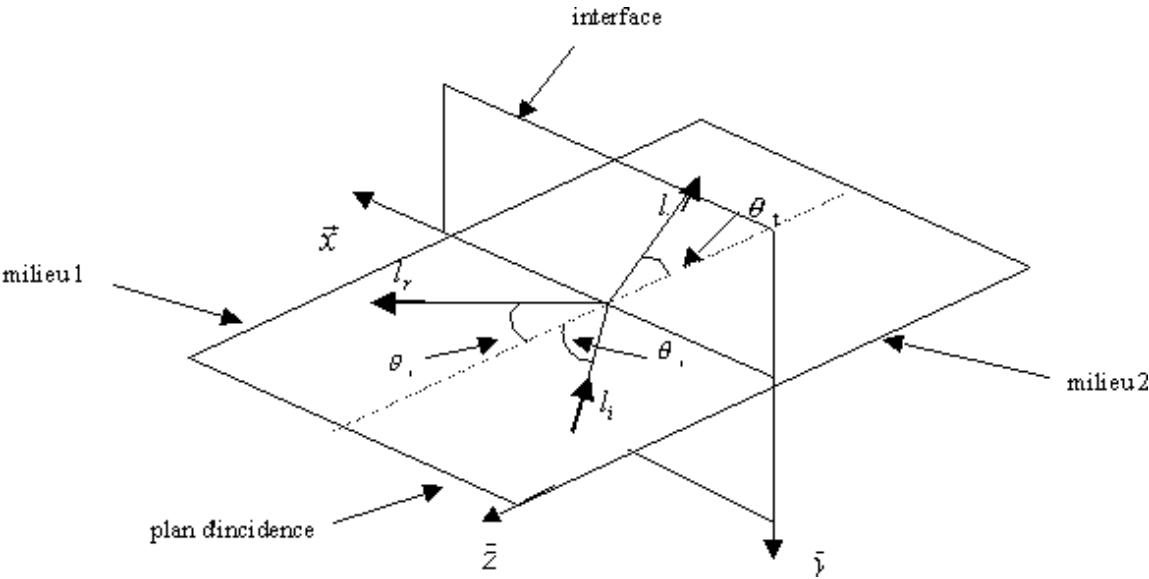
$$\vec{H} = \vec{H}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.24})$$

\vec{E} et \vec{H} étant deux vecteurs contenus dans un plan normal à la direction de propagation, \vec{k} étant le vecteur d'onde orienté dans la direction de la propagation. L'application des équations de Maxwell nous montre que les champs \vec{E} et \vec{H} sont perpendiculaires entre eux et que la direction de propagation est donnée par le produit vectoriel $\vec{E} \wedge \vec{H}$.

4. REFLEXION ET REFRACTION A L'INTERFACE.

Nous allons maintenant voir les conséquences d'une discontinuité dans le milieu de propagation d'une onde plane uniforme, par exemple à l'interface de deux milieux diélectriques d'indices de réfraction différents n_1 et n_2 .

Figure 10 : onde électromagnétique incidente à une interface entre deux milieux.



De façon générale, toute onde incidente est décomposable en deux composantes de polarisation, une dont le vecteur \vec{E} est normal au plan d'incidence (mode TE) et l'autre perpendiculaire à ce dernier (mode TM).

Si nous considérons une onde dont le champ \vec{E} est normal au plan d'incidence (mode TE), nous pouvons l'écrire:

$$\vec{E}_I = \vec{E}_{0i} e^{-j\vec{k}_{0i} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.25}) \quad \text{avec} \quad \vec{E}_{0i} = E_{0i} \vec{y} \quad (\text{II.26})$$

Nous allons noter les champs réfléchis et transmis respectivement

$$\vec{E}_R = \vec{E}_{0r} e^{-j\vec{k}_{0r} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.27}) \quad \text{et} \quad \vec{E}_T = \vec{E}_{0t} e^{-j\vec{k}_{0t} \cdot \vec{r}} \quad (\text{II.28})$$

$$\text{Nous avons pour l'onde incidente} \quad \vec{k}_{0i} = k_1 \vec{l}_i \quad (\text{II.29})$$

$$\text{avec} \quad \vec{l}_i = \sin \theta_i \vec{x} - \cos \theta_i \vec{z} \quad (\text{II.30}) \quad \text{et} \quad k_1 = n_1 k_0 \quad (\text{II.31})$$

$$\text{Pour l'onde réfléchie} \quad \vec{k}_{0r} = k_1 \vec{l}_r \quad (\text{II.32}) \quad \text{et} \quad \vec{l}_r = \sin \theta_r \vec{x} + \cos \theta_r \vec{z} \quad (\text{II.33})$$

$$\text{Pour l'onde transmise nous avons} \quad \vec{k}_{0t} = k_2 \vec{l}_t \quad (\text{II.34}), \quad \vec{l}_t = \sin \theta_t \vec{x} - \cos \theta_t \vec{z} \quad (\text{II.35})$$

$$\text{et} \quad k_2 = n_2 k_0 \quad (\text{II.36})$$

En développant les expressions (II.25), (II.27) et (II.28) et en tenant compte des relations (II.29) à (II.36) nous obtenons:

$$\vec{E}_I = \vec{E}_{0i} e^{-jk_1(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)} \quad (\text{II.37})$$

$$\vec{E}_R = \vec{E}_{0r} e^{-jk_1(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)} \quad (\text{II.38})$$

$$\vec{E}_T = \vec{E}_{0t} e^{-jk_2(x \sin \theta_t - z \cos \theta_t)} \quad (\text{II.39})$$

En utilisant les propriétés des ondes TEM (\vec{E} et \vec{H} sont perpendiculaires à la direction de propagation), nous obtenons:

$$\vec{H}_I = \left(\frac{E_{0i} n_1}{\eta_0} \cos \theta_i \vec{x} + \frac{E_{0i} n_1}{\eta_0} \sin \theta_i \vec{z} \right) e^{-jk_1(x \sin \theta_i - z \cos \theta_i)} \quad (\text{II.40})$$

$$\vec{H}_R = \left(\frac{E_{0r} n_1}{\eta_0} \sin \theta_r \vec{z} - \frac{E_{0r} n_1}{\eta_0} \cos \theta_r \vec{x} \right) e^{-jk_1(x \sin \theta_r + z \cos \theta_r)} \quad (\text{II.41})$$

$$\vec{H}_T = \left(\frac{E_{0t} n_2}{\eta_0} \cos \theta_t \vec{x} + \frac{E_{0t} n_2}{\eta_0} \sin \theta_t \vec{z} \right) e^{-jk_2(x \sin \theta_t - z \cos \theta_t)} \quad (\text{II.42})$$

Maintenant, nous appliquons les conditions de continuité pour les composantes tangentielles de \vec{E} et \vec{H} à l'interface située à $z=0$.

$$\vec{z} \wedge (\vec{E}_I + \vec{E}_R) = \vec{z} \wedge \vec{E}_T \quad (\text{II.43})$$

$$\vec{z} \wedge (\vec{H}_I + \vec{H}_R) = \vec{z} \wedge \vec{H}_T \quad (\text{II.44})$$

En substituant les équations (II.37) à (II.39) dans (II.43) et en substituant les équations (II.40) à (II.42) dans les équations (II.43) et (II.44) respectivement, nous obtenons pour $z=0$:

$$(E_{0i} e^{-jk_1 x \sin \theta_i} + E_{0r} e^{-jk_1 x \sin \theta_r}) = (E_{0t} e^{-jk_2 x \sin \theta_t}) \quad (\text{II.45})$$

$$(E_{0i} n_1 \cos \theta_i e^{-jk_1 x \sin \theta_i} - E_{0r} n_1 \cos \theta_r e^{-jk_1 x \sin \theta_r}) = (E_{0t} n_2 \cos \theta_t e^{-jk_2 x \sin \theta_t}) \quad (\text{II.46})$$

Comme ceci doit être vrai pour tout x , ceci implique que les phases doivent être les mêmes de part et d'autre des équations (II.45) et (II.46). Nous avons donc:

$$\sin \theta_i = \sin \theta_r$$

$$\text{et } n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$

Puisque $k_1 = n_1 k_0$ et $k_2 = n_2 k_0$, les équations (II.45) et (II.46) peuvent se réduire respectivement en les équations (II.47) et (II.48)

$$E_{0i} + E_{0r} = E_{0t} \quad (\text{II.47})$$

$$E_{0i} n_1 \cos \theta_i - E_{0r} n_1 \cos \theta_r = E_{0t} n_2 \cos \theta_t \quad (\text{II.48})$$

Ceci conduit au fait bien connu que l'angle de l'onde incidente est égal à l'angle de l'onde réfléchi. La condition qui donne l'angle de l'onde transmise en fonction de l'angle de l'onde incidente est connue comme étant la loi de Snell-Descartes. A partir des équations (II.47) et (II.48), nous pouvons obtenir les coefficients de réflexion et de transmission (équations de Fresnel) pour une polarisation TE:

$$\Gamma_{TE} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (\text{II.49})$$

$$\tau_{TE} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = 1 + \Gamma_{TE} \quad (\text{II.50})$$

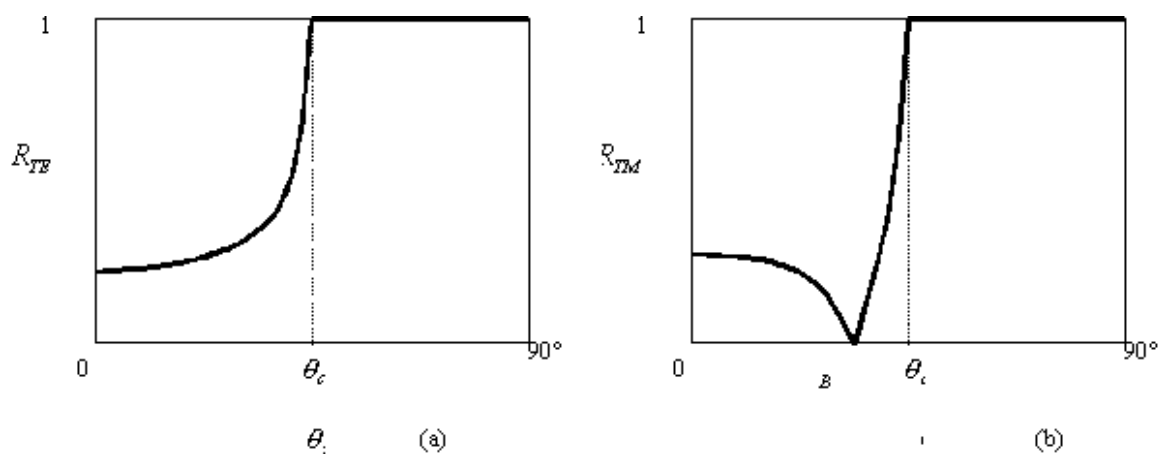
Si nous prenons un champ \vec{E} parallèle au plan d'incidence (mode TM), nous pouvons obtenir les équations de Fresnel pour une polarisation TM

$$\Gamma_{TM} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (\text{II.51})$$

$$\tau_{TM} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} = \frac{n_1}{n_2} (1 + \Gamma_{TM}) \quad (\text{II.52})$$

Sur la figure 2, nous avons représenté les amplitudes des coefficients de réflexion en énergie R (avec $R = |\Gamma|^2$) en fonction de l'angle de l'onde incidente en polarisation TE (a) et TM (b) (θ_B représentant l'angle de Brewster qui est défini par $\tan \theta_B = \frac{n_2}{n_1}$).

Figure 11 : représentation des coefficients de réflexion en énergie en fonction de l'angle incident pour les polarisations TE (a) et TM (b), dans le cas où $n_1 > n_2$.



5. REFLEXION TOTALE INTERNE, CHAMP EVANESCENT.

Si nous prenons $n_1 > n_2$ et si θ_i est supérieur à un angle critique θ_c , tel que $\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}$, la loi de Snell-Descartes qui s'écrit : $\sin \theta_t = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_i$; elle montre que l'angle θ_t peut prendre des valeurs imaginaires puisque son sinus peut être supérieur à 1.

Nous allons examiner le champ transmis lorsque θ_i tend vers θ_c . En utilisant la relation $\cos \theta_t = \left[1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i \right]^{1/2}$, nous pouvons écrire l'équation du champ transmis en fonction de θ_i :

$$\vec{E}_T = \vec{E}_{0i} e^{-jk_2 \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 x \sin \theta_i - z \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i} \right]} \quad (\text{II.53})$$

Lorsque $\theta_i = \theta_c$ l'équation (II.53) devient $\vec{E}_T = \vec{E}_{0i} e^{-jk_2 x}$ et le champ se propage le long de l'interface, et lorsque $\theta_i > \theta_c$ nous pouvons écrire

$\sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i} = -j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i - 1}$; le signe négatif provient de la condition limite sur

l'énergie quand z tend vers moins l'infini. En substituant cette dernière expression dans (II.53), nous obtenons pour le champ transmis:

$$E_T = E_{0i} e^{+\eta z} e^{-j\beta x} \quad (\text{II.54})$$

$$\text{avec } \eta = k_2 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2 \theta_i - 1} = n_1 k_0 \sqrt{\sin^2 \theta_i - \sin^2 \theta_c}$$

$$\text{et } \beta = \frac{k_2 n_1}{n_2} \sin \theta_i = n_1 k_0 \sin^2 \theta_i$$

L'onde transmise a alors un double comportement, elle se propage selon les x avec une constante de propagation β , et elle s'atténue exponentiellement selon les z avec une constante d'atténuation η .

Nous avons montré que lorsqu'une onde électromagnétique se propageant d'un milieu d'indice n_1 vers un milieu d'indice n_2 , sous un angle d'incidence supérieur à $\theta_c = \frac{n_2}{n_1}$, cette

onde est totalement réfléchi vers le milieu d'indice n_1 avec l'apparition d'une onde évanescente dans le milieu d'indice n_2 .

Faisons maintenant le calcul de la phase de l'onde pour une réflexion totale. Dans ce cas, les équations (II.49) et (II.51) peuvent se réécrire:

$$\Gamma_{TE} = \frac{E_R}{E_I} = \frac{n_1 \cos \theta_i + j \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i - j \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} \quad (\text{II.55})$$

$$\Gamma_{TM} = \frac{E_R}{E_I} = \frac{-n_2 \cos \theta_i - j(n_1/n_2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_2 \cos \theta_i - j(n_1/n_2) \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} \quad (\text{II.56})$$

Ces deux termes sont de la forme:

$$\Gamma = \pm \frac{A + jB}{A - jB} \quad (\text{II.57})$$

que nous pouvons écrire

$$\Gamma = \frac{\sqrt{A^2 + B^2} e^{j \arctan(B/A)}}{\sqrt{A^2 + B^2} e^{-j \arctan(B/A)}} = e^{2j \arctan(B/A)} = e^{j\Phi} \quad (\text{II.58})$$

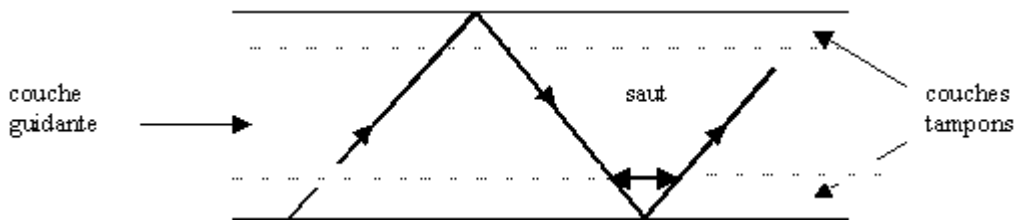
Nous avons donc

$$\Phi_{TE} = 2 \arctan \left(\frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i} \right) \quad (\text{II.59})$$

$$\Phi_{TM} = 2 \arctan \left(\frac{n_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_2 \cos \theta_i} \right) \quad (\text{II.60})$$

Φ_{TE} et Φ_{TM} représentent des sauts de phase du champ électrique réfléchi par rapport au champ électrique incident. Ces sauts sont liés à un glissement latéral du faisceau lors d'une réflexion totale. Ce déplacement est appelé effet Goss-Hänchen (du nom des deux chercheurs ayant mesurés ce phénomène [3][4][5]). Ce saut de phase peut être interprété en considérant que le faisceau doit traverser une distance supplémentaire dans la couche tampon (figure 3).

Figure 12 : glissement latéral de Goss-Hänchen du point de vue l'optique géométrique.

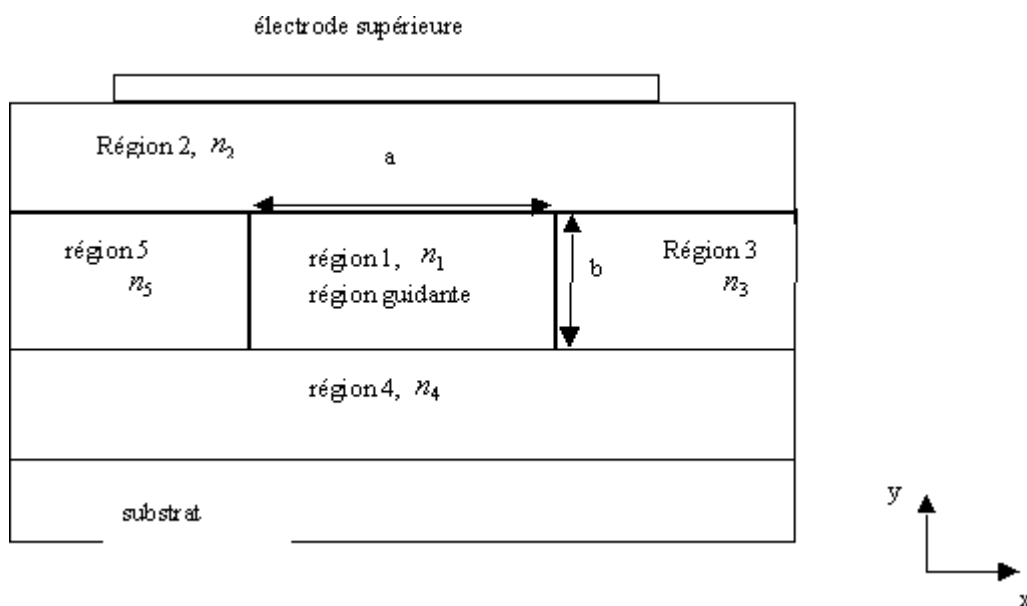


6. ESTIMATION DE LA PROFONDEUR DE PENETRATION DU CHAMP EVANESCENT.

Dans le type de structure que nous voulons employer (figure 4) cette onde évanescente peut être très handicapante pour le guidage; en effet si le substrat (ou l'électrode supérieure) se trouve à une distance du guide telle que l'atténuation de l'onde évanescente ne soit pas suffisante, alors toute ou une grande partie de l'énergie de l'onde se trouve absorbée par le substrat ou l'électrode, avec pour conséquence de supprimer le guidage sur une longueur suffisante. Dans la partie qui suit nous allons déterminer la profondeur de pénétration de cette onde évanescente en fonction des différents indices des matériaux, de sa géométrie (nous prendrons un guide rectangulaire) et de la longueur d'onde de l'onde incidente. A partir de ceci nous pourrons faire une estimation de l'épaisseur des couches tampons nécessaire pour ce type de guide (figure 13).

La solution exacte dans le cadre d'un guide d'onde rectangulaire est très compliquée; cependant Marcatili a donné une solution approchée pour ce type de guide qui reste assez générale [6]. La principale hypothèse dans l'analyse de Marcatili est que les modes sont bien guidés, c'est à dire que la plus grande partie de l'énergie de l'onde reste dans la région guidante, de telle sorte que le champ décroît de façon exponentielle dans les régions entourant le guide. Le guide d'onde peut supporter un nombre discret de modes; que nous pouvons grouper en deux familles E_{pq}^x et E_{pq}^y où les chiffres p et q correspondent aux nombres de pics dans la distribution du champ respectivement dans les directions x et y (cf. figure 11). Sur la figure 5, nous avons représenté le mode E_{11}^y (le fondamental). Notons k_x et k_y les constantes de propagations dans la région 1.

Figure 13 : coupe d'un guide rectangulaire.



Avec $n_1 > n_2, n_3, n_4$ et n_5

Nous pourrions alors résoudre les équations de Maxwell avec des solutions exponentielles et sinusoïdales grâce aux conditions de continuités entre la région 1 et les quatre autres régions, avec v qui identifie le numéro de la région considérée. Les composantes du champ dans les cinq régions selon Marcatili sont de la forme [7]:

$$H_{xv} = \exp(-ik_z z + i\omega t) \begin{cases} M_1 \cos(k_x x + \alpha) \cos(k_y y + \beta) & \text{pour } v = 1 \\ M_2 \cos(k_x x + \alpha) \exp(-ik_{y2} y) & \text{pour } v = 2 \\ M_3 \cos(k_y y + \beta) \exp(-ik_{x3} x) & \text{pour } v = 3 \\ M_4 \cos(k_x x + \alpha) \exp(ik_{y4} y) & \text{pour } v = 4 \\ M_5 \cos(k_y y + \beta) \exp(ik_{x5} x) & \text{pour } v = 5 \end{cases} \quad (\text{II.61})$$

$$H_{yv} = 0 \quad (\text{II.62})$$

$$H_{zv} = -\frac{i}{k_z} \frac{\partial^2 H_{xv}}{\partial x \partial y} \quad (\text{II.63})$$

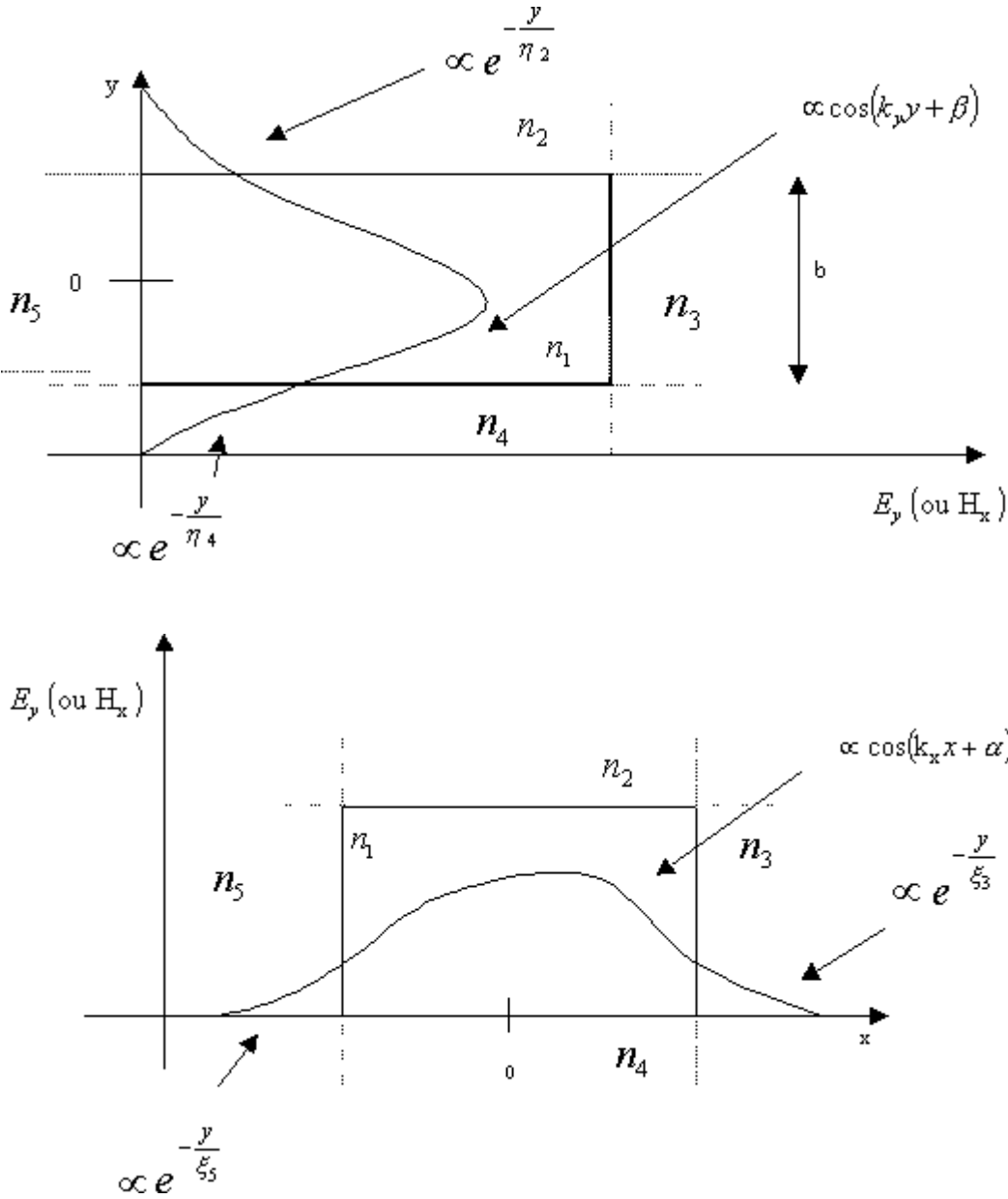
$$E_{zv} = \frac{i}{\omega \varepsilon_0 n_v^2} \frac{\partial H_{xv}}{\partial y} \quad (\text{II.64})$$

$$E_{xv} = -\frac{1}{\omega \varepsilon_0 n_v^2 k_z} \frac{\partial^2 H_{xv}}{\partial x \partial y} \quad (\text{II.65})$$

$$E_{yv} = \frac{k^2 n_v^2 - k_{yv}^2}{\omega \varepsilon_0 n_v^2 k_z} H_{xv} \quad (\text{II.66})$$

M_v représente l'amplitude, les k_{xv} et k_{yv} représentent les constantes de propagation transverses respectivement selon les directions x et y , α et β déterminent le maximum et le minimum du champ dans la région 1.

Figure 14 : Représentation typique du fondamental.



Les conditions de continuité imposent:

$$k_{x1} = k_{x2} = k_{x4} = k_x, \text{ et } k_{y1} = k_{y3} = k_{y5} = k_y \quad (\text{II.67})$$

$$\text{Nous avons aussi } k_z = (k_1^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2} \text{ avec } k_1 = kn_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1$$

k_1 étant la constante de propagation d'une onde plane de longueur d'onde dans le vide λ_0 , dans un matériau d'indice de réfraction n_1 .

Les conditions aux limites pour la région 1 conduisent aux équations transcendantes:

$$\begin{cases} k_x a = p\pi - \arctan k_x \xi_3 - \arctan k_x \xi_5 \\ k_y b = q\pi - \arctan \frac{n_2^2}{n_1^2} k_y \eta_2 - \arctan \frac{n_4^2}{n_1^2} k_y \eta_4 \end{cases} \quad (\text{II.68})$$

Dans les équations précédentes, les fonctions arctan sont prises dans le premier quadrant, où

$$\xi_v = \frac{1}{|k_{xv}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_v} \right)^2 - k_x^2 \right]^{1/2}}, \quad v = 3 \text{ ou } 5 \quad (\text{II.69})$$

$$\text{et } \eta_v = \frac{1}{|k_{yv}|} = \frac{1}{\left[\left(\frac{\pi}{A_v} \right)^2 - k_y^2 \right]^{1/2}}, \quad v = 2 \text{ ou } 4 \quad (\text{II.70})$$

On pose
$$A_v = \frac{\pi}{(k_1^2 - k_v^2)^{1/2}} = \frac{\lambda_0}{2(n_1^2 - n_v^2)^{1/2}}$$

Les équations (II.68) ne peuvent se résoudre exactement, mais si nous considérons que les modes sont bien confinés dans le guide, nous pouvons écrire

$$\left(\frac{k_x A_i}{\pi}\right)^2 \ll 1 \quad \text{et} \quad \left(\frac{k_y A_j}{\pi}\right)^2 \ll 1 \quad (\text{II.71})$$

En prenant en compte ceci et en faisant un développement en série de puissance de la fonction arctan et en ne gardant que les deux premiers termes nous obtenons :

$$k_x = \frac{p\pi}{a} \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-1} \quad \text{et} \quad k_y = \frac{q\pi}{b} \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-1} \quad (\text{II.72})$$

En substituant nous pouvons obtenir les expressions pour $k_z, \xi_3, \xi_5, \eta_2$ et η_4

$$k_z = \left[k_1^2 - \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-2} - \left(\frac{\pi q}{b}\right)^2 \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-2} \right]^{1/2} \quad (\text{II.73})$$

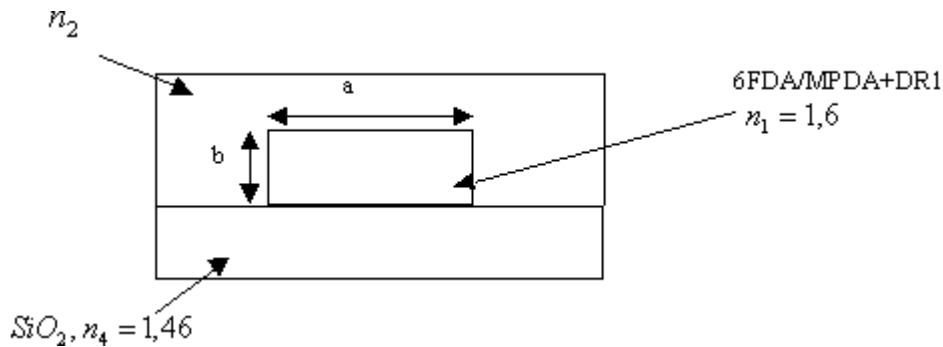
$$\xi_v = \frac{A_v}{\pi} \left[1 - \left(\frac{pA_v}{a} \frac{1}{1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad \text{avec } v = 3 \text{ ou } 5 \quad (\text{II.74})$$

$$\eta_v = \frac{A_v}{\pi} \left[1 - \left(\frac{qA_v}{b} \frac{1}{1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad \text{avec } v = 2 \text{ ou } 4 \quad (\text{II.75})$$

A partir de la formule de η_2 et de η_4 nous allons déterminer la distance à partir de laquelle l'amplitude de l'exponentielle dans les régions 2 et 4 va être $10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ et 10^{-4} fois plus faible que l'amplitude de l'exponentielle à l'interface des régions 1 et 2, et des régions 1 et 4, pour une longueur d'onde $1,31 \mu\text{m}$, pour le mode fondamental ($q=p=1$), pour une hauteur de guide $b = 2,8 \mu\text{m}$ et ce pour différentes valeurs de $\Delta n = n_1 - n_2$.

Nous allons pour cela partir de la structure suivante :

Figure 15 : schéma typique de guide enterré que nous avons utilisé.



La forme du champ dans les régions 2 ou 4 est exponentielle (en $e^{-y/\eta}$) ; la profondeur à laquelle l'amplitude est 10^{-1} fois plus faible qu'à l'interface (nous donnons le nom de facteur d'atténuation à cette valeur, qui est prise ici égale à 10^{-1}) est donnée par :

$$\frac{e^{-y/\eta}}{e^0} = 10^{-1} \Rightarrow -\frac{y}{\eta} = \ln(10^{-1}) = -2,30$$

$$\Rightarrow y = 2,30.\eta$$

De même, nous allons avoir un facteur d'atténuation de :

$$10^{-2} \Rightarrow y = 4,61.\eta$$

$$10^{-3} \Rightarrow y = 6,41.\eta$$

$$10^{-4} \Rightarrow y = 9,21.\eta$$

Expérimentalement, nous avons constaté que pour avoir un bon guidage dans une structure de type : région 4 SiO_2 , région 1 $6\text{FDA}/\text{MPDA} + \text{DR1}$ et région 2 air ($n=1$), il nous fallait une épaisseur de SiO_2 d'au moins $3 \mu\text{m}$; ce qui correspond à un facteur d'atténuation compris entre 10^{-3} et 10^{-4} (tableau 2 et figure 7).

Dans le tableau 2, nous donnons les profondeurs de pénétration dans les régions 2 et 4 pour la structure SiO₂ ; 6FDA/MPDA+DR1 ; Air

$$A_2 = \frac{1,31}{2(1,60^2 - 1)^{1/2}} = 0,524 \text{ } \mu\text{m} \quad \text{et} \quad A_4 = \frac{1,31}{2(1,60^2 - 1,46^2)^{1/2}} = 1 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\eta_2 = \frac{0,524}{\pi} \left[1 - \left(\frac{0,524}{2,8} \frac{1}{1 + \frac{1 \times 0,524 + 1,46^2}{1,6^2 \times 2,8 \times \pi}} \right)^2 \right]^{-1/2} = 0,169 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\eta_4 = \frac{1}{\pi} \left[1 - \left(\frac{1}{2,8} \frac{1}{1 + \frac{1 \times 0,524 + 1,46^2}{1,6^2 \times 2,8 \times \pi}} \right)^2 \right]^{-1/2} = 0,336 \text{ } \mu\text{m}$$

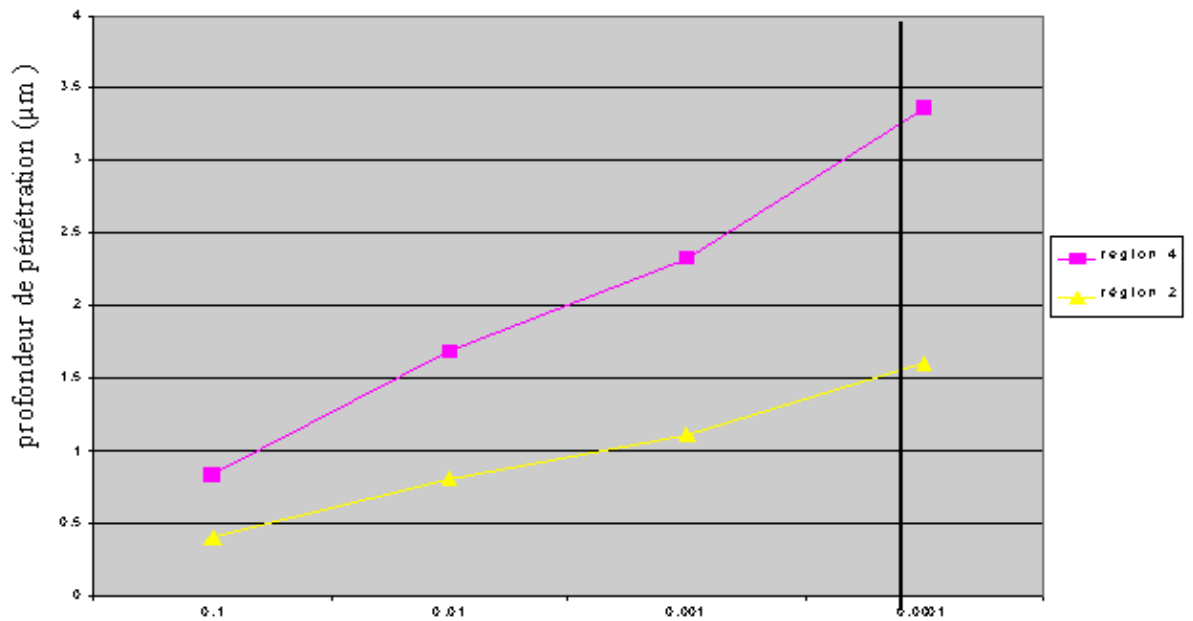
	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n=0,6$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 0,169 \text{ } \mu\text{m}$)	0,388 μm	0,779 μm	1,08 μm	1,55 μm

Profondeur de pénétration dans la région 4, ($\eta_4 = 0,336 \mu\text{m}$)	0,773 μm	1,54 μm	2,15 μm	3,094 μm
--	---------------------	--------------------	--------------------	---------------------

Tableau 2 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n = 0,6$ et avec $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$.

Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 par rapport à sa valeur à l'interface entre 1 et 2

Figure 16 : profondeur à laquelle est obtenue l'atténuation dans les régions 2 et 4 en fonction du facteur d'atténuation pour un $\Delta n=0,6$.



Remarque : si nous prenons $\lambda=1,55\mu\text{m}$, les profondeurs de pénétrations sont plus importantes.

De la même façon nous donnons dans les tableaux 3 à 8, les profondeurs de pénétration en fonction du facteur d'atténuation de l'onde, pour des Δn variant de 0,01 à 0,1, avec une longueur d'onde de $1,31\mu\text{m}$.

	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n=0,01$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 2,362 \mu\text{m}$)	5,43 μm	10,88 μm	15,14 μm	21,75 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4, ($\eta_4 = 0,327 \mu\text{m}$)	0,752 μm	1,50 μm	2,09 μm	3,01 μm

Tableau 3 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n=0,01$ et avec $\lambda=1,31 \mu\text{m}$.

	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n=0,02$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 1,10 \mu\text{m}$)	2,53 μm	5,07 μm	7,05 μm	10,13 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4, ($\eta_4 = 0,329 \mu\text{m}$)	0,756 μm	1,52 μm	2,10 μm	3,03 μm

Tableau 4 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n=0,02$ et avec $\lambda=1,31$ μm .

	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n=0,04$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 0,68 \mu\text{m}$)	1,56 μm	3,13 μm	4,35 μm	6,26 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4, ($\eta_4 = 0,331 \mu\text{m}$)	0,761 μm	1,52 μm	2,12 μm	3,04 μm

Tableau 5 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n=0,04$ et avec $\lambda=1,31$ μm .

	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n=0,06$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 0,532 \mu\text{m}$)	1,22 μm	2,45 μm	3,41 μm	4,9 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4,	0,76 μm	1,53 μm	2,12 μm	3,05 μm

$(\eta_4 = 0,332 \text{ } \mu\text{m})$				
---	--	--	--	--

Tableau 6 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n = 0,06$ et avec $\lambda = 1,31 \text{ } \mu\text{m}$.

	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n = 0,08$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 0,451 \text{ } \mu\text{m}$)	1,037 μm	2,079 μm	2,89 μm	4,15 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4, ($\eta_4 = 0,333 \text{ } \mu\text{m}$)	0,766 μm	1,53 μm	2,13 μm	3,07 μm

Tableau 7 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n = 0,08$ et avec $\lambda = 1,31 \text{ } \mu\text{m}$.

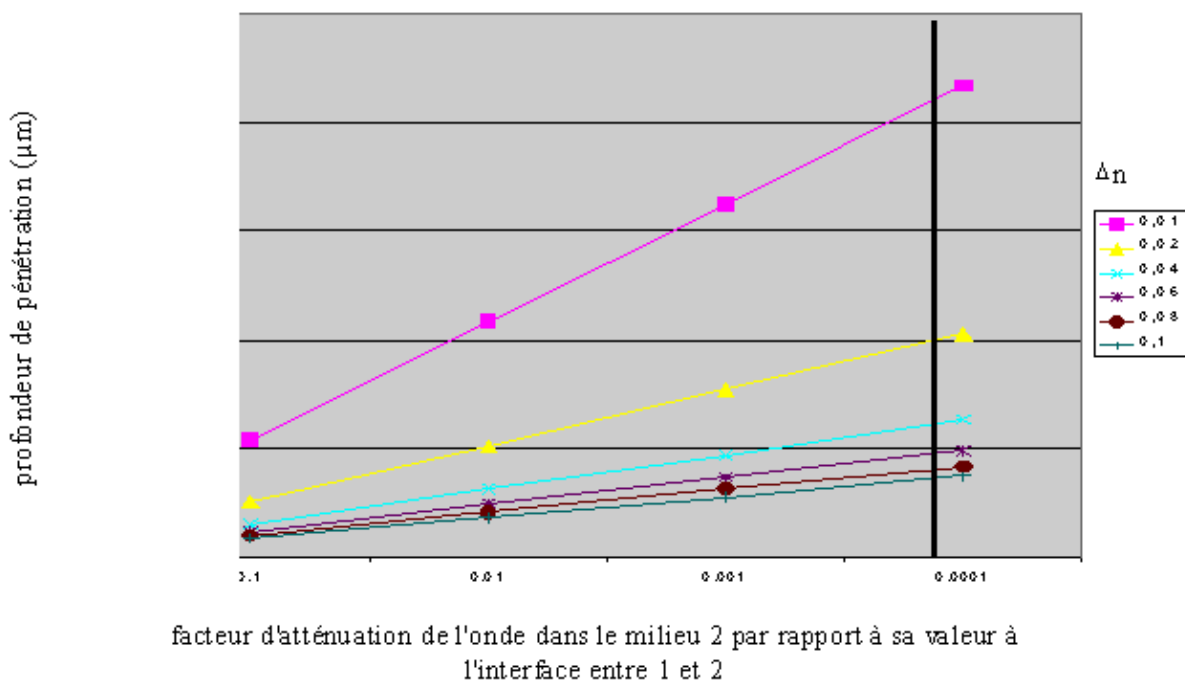
	Facteur d'atténuation de l'onde dans le milieu 2 (ou 4) par rapport à sa valeur à l'interface entre les milieux 1 et 2 (ou entre les milieux 1 et 4)			
Pour $\Delta n = 0,1$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
Profondeur de pénétration dans la région 2, ($\eta_2 = 0,399 \text{ } \mu\text{m}$)	0,917 μm	1,84 μm	2,56 μm	3,674 μm
Profondeur de pénétration dans la région 4,	0,765 μm	1,54 μm	2,13 μm	3,07 μm

$(\eta_4 = 0,333 \mu\text{m})$				
--------------------------------	--	--	--	--

Tableau 8 : profondeur de pénétration de l'onde évanescente pour un $\Delta n = 0,1$ et avec $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$.

Figure 17, nous avons représenté graphiquement les profondeurs de pénétration dans la région 2 de l'onde en fonction du facteur d'atténuation, pour différents Δn .

Figure 17: profondeur à laquelle est obtenue l'atténuation dans la région 2 en fonction du facteur d'atténuation pour différentes valeurs de Δn .



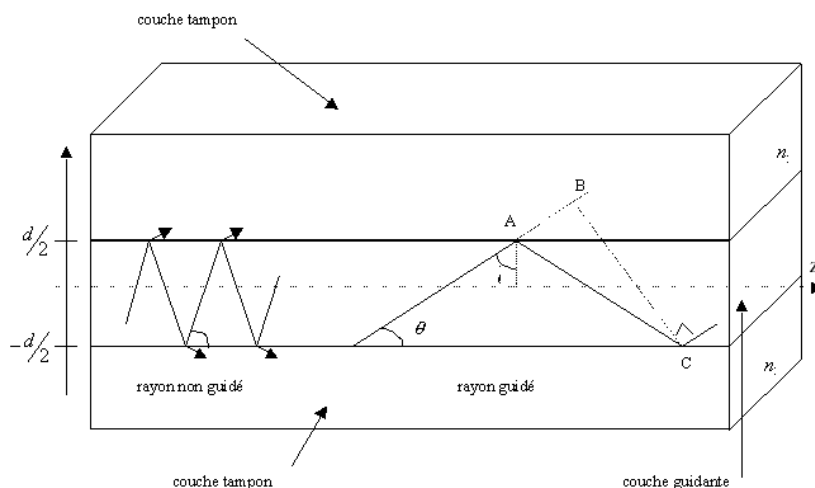
Sur ce graphe, nous pouvons voir que plus le Δn est petit (i.e. plus n_2 est proche de n_1) plus l'onde pénètre profondément dans le matériau de la couche tampon (inférieure ou supérieure).

Donc par exemple pour un Δn de 0,01 nous obtenons une profondeur de pénétration supérieure à 15 μm pour un facteur d'atténuation de 10^{-3} . Ce qui n'est pas réaliste d'un point de vue expérimental, ce type d'épaisseur est difficilement réalisable, le clivage des échantillons serait aussi très délicat en vue de l'injection dans ce type de structure. Le choix des matériaux pour la couche guidante ainsi que les couches tampons (qui va nous imposer le Δn) est très important pour la réalisation d'une structure tri-couche comme celles des figures 4 ou 6 pour avoir des épaisseurs de couches tampons faciles à mettre en œuvre et pouvant guider de la lumière.

7. GUIDES D'ONDES DIELECTRIQUE.

Un guide d'onde diélectrique plan est un ruban de matériau diélectrique (couche guidante d'indice de réfraction n_1) entouré de milieu (couche tampon inférieure ou supérieure) d'indice de réfraction inférieur (n_2)(sans quoi il ne peut pas y avoir de guidage). La lumière est guidée à l'intérieur du guide par des réflexions internes totales. Comme nous l'avons vu précédemment, pour qu'il y est réflexion interne totale, il faut que l'angle du rayon guidé soit inférieur au complémentaire de l'angle critique $\bar{\theta}_c$ (tel que $\bar{\theta}_c = \pi/2 - \arcsin(n_2/n_1) = \arccos(n_2/n_1)$) (figure 18).

Figure 18 : guide d'onde plan. Les rayons faisant un angle avec la direction de propagation $\theta < \bar{\theta}$ sont guidés par réflexion interne totale.



Si nous considérons que le champ dans la région guidante à la forme d'une onde plane monochromatique TEM de longueur d'onde $\lambda = \lambda_0 / n_1$ (λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide), elle se propage en faisant un angle θ avec la direction de propagation z (angle inférieur au complémentaire de l'angle critique $\bar{\theta}_c$). Cette onde se déplace à une vitesse $c_1 = c_0 / n_1$ (c_0 étant la vitesse dans le vide), et dont les composantes du vecteur d'onde sont: $k_x = 0$, $k_y = n_1 k_0 \sin \theta$ et $k_z = n_1 k_0 \cos \theta$. Pour déterminer les modes de propagation, nous imposons que l'onde se retrouve identique après deux réflexions.

L'onde en C est la contribution d'au moins deux ondes : celle qui n'a pas été réfléchie et celle qui a subi deux réflexions. Ces deux contributions ont donc une différence de marche correspondant aux trajets $AC - AB = AC - AC \cdot \cos 2\theta = 2d \sin \theta$. Il y a aussi une différence de phase φ , induite à chaque réflexion. Pour pouvoir retrouver l'onde identique à elle-même après deux réflexions, il faut que la différence de phase entre ces deux ondes soit nulle ou un multiple de 2π :

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2d \sin \theta - 2\varphi_r = 2\pi m \quad (\text{II.76})$$

$$\text{ou } 2k_y d - 2\varphi_r = 2\pi m \quad (\text{II.77})$$

La différence de phase introduite par une réflexion est une fonction de θ . Elle dépend aussi de la polarisation de l'onde incidente; pour le mode TE par exemple nous avons.

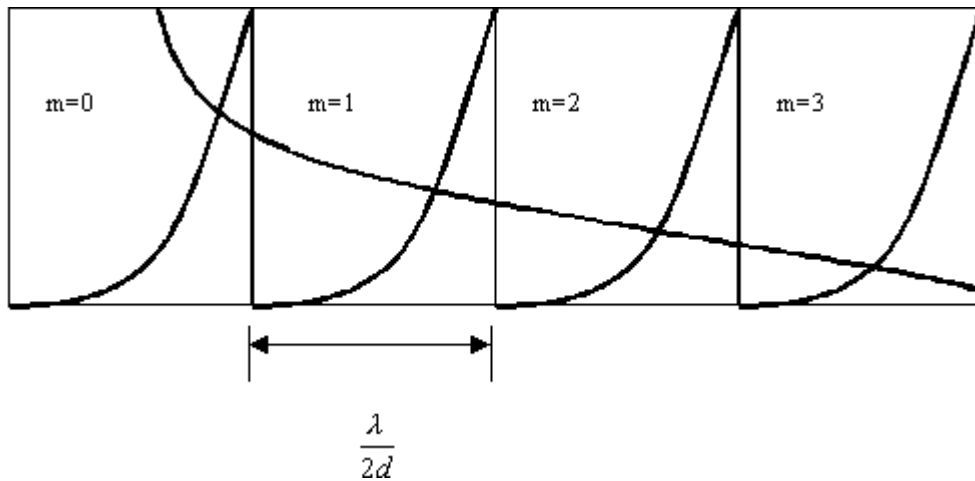
$$\tan \frac{\varphi_r}{2} = \left(\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} \right)^{1/2} \quad (\text{II.78})$$

Nous pouvons donc réécrire l'équation (II.76) sous la forme:

$$\tan \left(\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta - m \frac{\pi}{2} \right) = \left(\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \theta} - 1 \right)^{1/2} \quad (\text{II.79})$$

Sur la figure 19, nous avons représenté la solution graphique de l'équation (II.79) en fonction de $\sin \theta$, les intersections déterminent les $\sin \theta_m$.

Figure 19 : détermination graphique des $\sin \theta_m$.



L'équation (II.79) est une équation transcendante à une seule variable $\sin \theta$; ses solutions donnent les angles θ_m des différents modes. Les valeurs de θ_m varient de 0 à θ_c .

Pour déterminer le nombre de modes qu'un guide peut supporter, il suffit de se reporter à la figure 19, ce nombre correspond aux nombres d'intersections entre les deux courbes. Le nombre de modes TE correspond au plus petit entier plus grand que $\frac{\sin \bar{\theta}_c}{\frac{\lambda}{2d}}$, nous avons

donc

$$M = \frac{\sin \bar{\theta}_c}{\frac{\lambda}{2d}} \quad (\text{II.80})$$

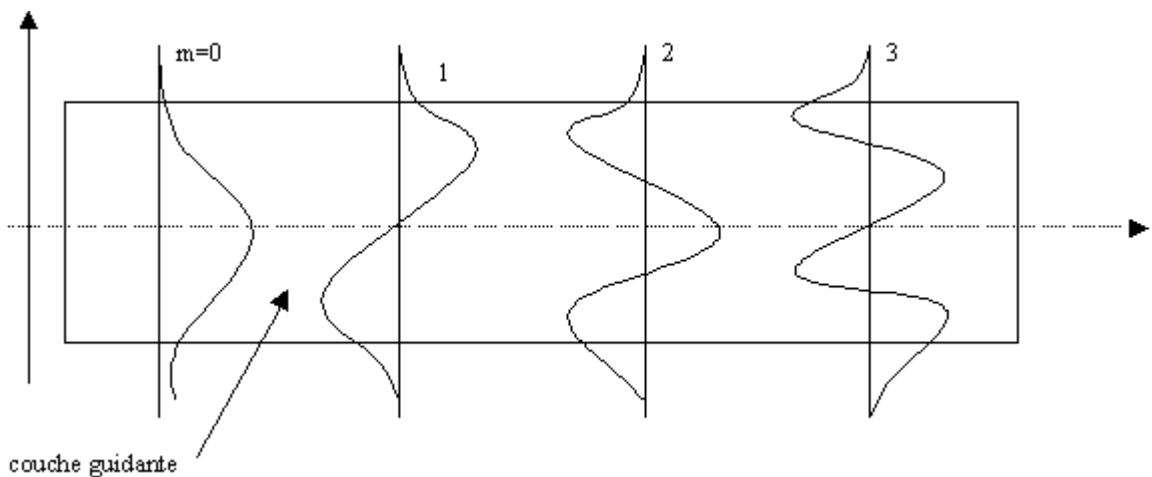
où le signe $\dot{=}$ désigne que $\frac{\sin \bar{\theta}_c}{\frac{\lambda}{2d}}$ est augmenté jusqu'à l'entier supérieur.

En introduisant l'ouverture numérique (ON) comme étant $(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$, nous pouvons réécrire l'équation (II.74) comme:

$$M \dot{=} 2 \frac{d}{\lambda_0} ON \quad (\text{II.81}) \text{ nombres de modes TE.}$$

Le champ électromagnétique dans la couche guidante se décompose en deux ondes planes TEM qui se déplacent avec des angles θ_m et $-\theta_m$ par rapport à la direction de propagation; elles ont la même amplitude et déphasées de $m\pi$ au centre de la couche guidante. Sur la figure 20, nous avons représenté la distribution du champ pour différents modes TE dans un guide d'onde diélectrique.

Figure 20 : distribution du champ pour des modes TE guidés dans la couche guidante.



Pour un guide d'onde rectangulaire à deux dimensions, la détermination des modes se fait en suivant les mêmes processus. Les composantes du vecteur d'onde doivent satisfaire la condition $k_x^2 + k_y^2 \leq n_1^2 k_0^2 \sin^2 \bar{\theta}_c$. Le nombre de modes TE guidés est donné en approximation par $M \approx \frac{\pi}{4} \left(\frac{2d}{\lambda_0} \right) ON^2$. Il est à noter que cette approximation est valable pour des M grands.

8.CONCLUSION.

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les équations de Maxwell grâce auxquelles nous avons pu déterminer l'équation d'onde. Nous avons ensuite étudié comment se propagent des ondes TEM dans un milieu diélectrique, ce qui nous a conduit à savoir de quelle manière ces ondes se comportent à l'interface entre deux milieux diélectriques d'indices de réfractifs différents (réflexion et transmission de l'onde). A partir de ceci, nous avons donné les conditions pour qu'il y ait réflexion interne totale, qui est le principe de base d'un guide d'onde et qui nous a conduit à la notion de champ évanescent. Par la suite, et en se basant sur des considérations données par Marcatili, nous avons pu donner une estimation de la profondeur de pénétration du champ évanescent à l'intérieur des couches tampons. Pour terminer, nous avons montré d'un point de vue géométrique comment la lumière se propage dans les guides, les modes de propagation de ces derniers, ainsi que la distribution du champ à l'intérieur de la couche guidante.

REFERENCES DU CHAPITRE II.

1. B. A. Saleh, M. C. Teich, Fundamentals of photonics, Wiley Interscience, New-York (1991).
2. A. Yariv, Quantum Electronics, Wiley, New-York (1989).
3. F. Goss et H. Hänchen. Über das Eindringen des Totalreflektierten Lichtes in das dünnere Medium. *Ann. Phys.*, 5(43) : 383, 1943.
4. F. Goss et H. Hänchen. Ein neuer und fundamentaler Versuch zue Totalreflexion. *Ann. Phys.*, 6(1) : 333,1947.
5. F. Goss et H. Hänchen. Neumessung des Strahlversetzungseffektes bei Totalreflexion. *Ann. Phys.*, 6(5) :251, 1949.
6. E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J. 48, 2071 (1969)
7. R. G. Hunsperger, Integrated Optics : Theory and technology, Spinger-Verlag, New-York (1982).

CHAPITRE III : OPTIQUE NON LINEAIRE. APPLICATION A LA FABRICATION DE MODULATEURS ELECTROOPTIQUES

1. EQUATION DE BASE DES EFFETS ELECTRO-OPTIQUE.

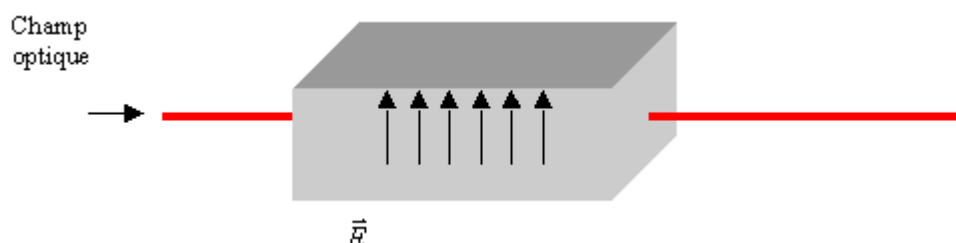
1.1 Equations habituelles [1].

De façon classique, un matériau soumis à une force électrique (statique ou de basse fréquence) subit des déformations, électroniques dans les milieux organiques, ioniques pour beaucoup de composés minéraux. Sous l'effet de ce champ, la variation résultante des polarisations induit une modification de l'indice mesuré pour une fréquence donnée.

Lorsque l'indice varie proportionnellement au champ appliqué, l'effet électro-optique est linéaire : c'est l'effet Pockels.

Lorsque l'indice varie de façon quadratique avec le champ appliqué (proportionnelle au carré du champ appliqué), l'effet électro-optique est l'effet Kerr.

Figure 21 : couplage d'un champ électrique et d'un champ optique traversant un matériau électrooptique.



La variation d'indice étant faible avec le champ appliqué E, un développement de Taylor autour des valeurs pour E=0 peut être effectué; avec par notation:

$$n = n(E=0) = n(0) \quad a_1 = \left. \frac{dn}{dE} \right)_{E=0}$$

$$a_2 = \left. \frac{d^2n}{dE^2} \right)_{E=0}$$

$$\text{avec donc} \quad n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (\text{III.1})$$

Pour des raisons d'écriture qui vont apparaître par la suite, on pose :

$$\left. \begin{array}{l} r = -2a_1 / n^3 \\ s = -a_2 / n^3 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{coefficients} \\ \text{électro-optiques} \end{array}$$

$$\text{si bien que } n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} s n^3 E^2 + \dots \quad (\text{III.2})$$

Typiquement, les termes de 2^{ème} et 3^{ème} ordre sont petits (de plusieurs ordres de grandeur) devant n.

1.2 Forme de l'imperméabilité électrique.

L'imperméabilité électrique est définie par $\eta = 1/\epsilon_r = 1/n^2$.

Cette grandeur est utile pour décrire les milieux anisotropes (ellipsoïde des indices).

Ecrivons que : $\frac{\Delta\eta}{\Delta n} = \frac{d\eta}{dn}$

$$\text{Avec } \begin{cases} \eta = \frac{1}{n^2}, \text{ on a } \frac{d\eta}{dn} = -\frac{2}{n^3} \\ \Delta n = n(E) - n = -\frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 \end{cases}$$

Nous avons:

$$\Delta\eta = \left(\frac{d\eta}{dn}\right)\Delta n = \left(-\frac{2}{n^3}\right)\left(-\frac{1}{2}rn^3E - \frac{1}{2}sn^3E^2 + \dots\right) = rE + sE^2$$

soit avec $\Delta\eta = \eta(E) - \eta$, nous obtenons finalement:

$$\eta(E) = \eta + rE + sE^2 + \dots \quad (\text{III.3})$$

(les coefficients r et s ont été préalablement définis pour aboutir à cette relation simple qui correspond à une proportionnalité directe de $\Delta\eta$ avec E et E^2).

1.3 Application de l'effet Pockels : ordre de grandeur.

Dans beaucoup de matériaux, le terme relatif à l'effet Kerr (2^{ème} ordre) est petit devant le terme du 1^{er} ordre (effet Pockels), si bien que :

$$n(E) \approx n - \frac{1}{2} r n^3 E \quad (\text{III.4})$$

Typiquement, $r \approx 10^{-12}$ à 10^{-10} m/V, soit 1 à 100 pm/V.

Pour $E = 10^6$ V/m ($10^4 = 10$ kV/cm), le terme $\frac{1}{2} r n^3 E$ est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} , ce qui est une très faible variation d'indice sous l'effet de E .

(matériaux usuels : KH_2PO_4 , LiNbO_3 , LiTaO_3 , CdTe).

2. INTERETS DES MATERIAUX ORGANIQUES. SYSTEME DONNEUR - ACCEPTEUR.

Outre l'intérêt que représente les milieux organiques compte tenu de leur facilité de mise en œuvre, d'autres avantages sont apparus.

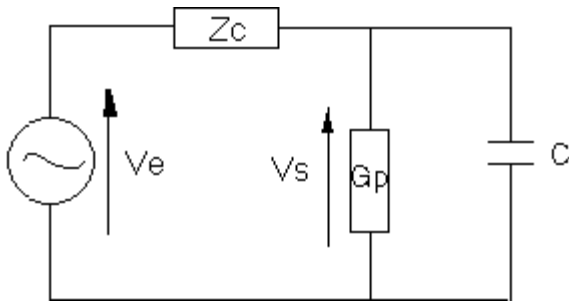
2.1 Intérêt par rapport aux milieux inorganiques.

Les milieux inorganiques sont généralement de nature ionique, si bien que le déplacement des charges associées à ces ions est plus lent que lorsque les charges sont des électrons : la polarisation ionique s'établit plus lentement que la polarisation électronique (solide organique) dont le domaine de variation correspond au domaine optique ($\omega = 10^{15}$ Hz).

2.2 Intérêt lié à la faible permittivité diélectrique des milieux inorganiques

La commande d'une cellule Pockels peut être schématisée ci-dessous, le générateur correspond à l'excitation de basse fréquence appliquée à la cellule qui n'est rien d'autre qu'un condensateur, ses pertes sont représentées par la conductance parallèle G_p .

Figure 22 : schéma électrique de la commande d'une cellule de Pockels



($\tau = RC$, constante de temps, d'autant plus petit que C est petit : ceci est favorisé dans les organiques où $\epsilon \approx 2$).

nous avons
$$\frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{1 + Z(Gp + j\omega C)} \approx \frac{1}{1 + j\omega ZC} \text{ (avec } G \ll \omega C \text{)}.$$

Le modulateur se comporte comme un filtre passe bas dont la fréquence de coupure

est :

$$f_c = \frac{1}{2\pi ZC} \left\{ \begin{array}{l} \text{si } \epsilon_r \text{ petit } f_c \text{ grand} \\ \text{(cas des organiques)} \end{array} \right.$$

Avec le condensateur ci contre : $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r L l}{e}$

L , l et e étant respectivement la longueur, la largeur et l'épaisseur du condensateur.

Remarque : En introduisant le V_π qui assure le déphasage de π (voir p. 93) qui est tel

que
$$V_\pi = \frac{\lambda_0}{n^3} \frac{d}{L}$$

Nous obtenons :
$$\frac{f_c \lambda_0}{V_s} = \frac{n^3 r}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r l} = \text{cte pour un système donné.}$$

Pour un système donné, si f_c augmente, $V\pi$ croit aussi (et donc la consommation) : ce rapport définit le facteur de mérite du modulateur.

2.3 Exemple de systèmes donneur ou accepteur.

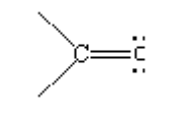
Deux effets principaux sont responsables des déplacements électroniques dans les molécules :

- L'effet inducteur qui résulte d'une attraction préférentielle des électrons par un des atomes liés entre eux par une liaison σ (échelle d'électronégativité).
- L'effet mésomère qui met en jeu des électrons π ou des doublets électroniques non partagés situés dans une orbitale π : ces charges peuvent se déplacer d'une liaison à une autre et ne sont pas localisées comme dans le cas d'une liaison σ .
- Effet inducteur: de façon très résumée lorsque deux atomes sont liés par une liaison σ , l'atome le plus électronégatif attire les électrons vers lui, entraînant l'apparition d'un moment dipolaire, de plus l'effet de polarisation se transmet le long d'un enchaînement de liaisons covalentes avec un effet qui diminue avec la distance (et disparaît typiquement au-delà de la troisième liaison). L'effet inductif est représenté par le symbole $+\rightarrow$ avec la flèche dirigée vers la partie négative du dipôle.

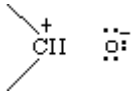
(contraire du sens du dipôle $-\rightarrow$ + $\delta\bar{\mu}$).

- Effet mésomère : la structure réelle d'une molécule est intermédiaire entre deux formules limites qui ne sont pas capables, pour chacune, de décrire la répartition des électrons p beaucoup plus mobiles que les électrons σ .

Dans le cas du groupement carbonyle, la représentation habituelle est :



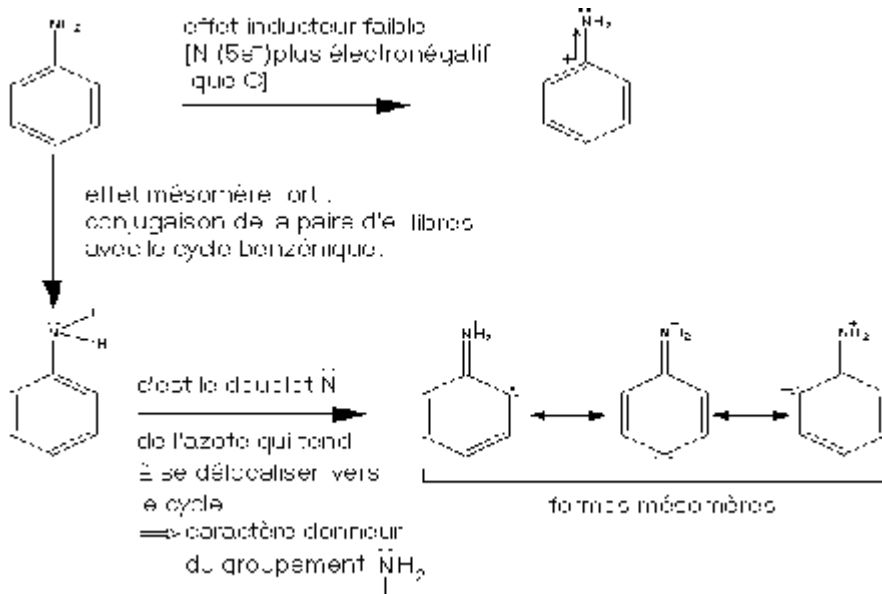
Cependant, O étant beaucoup plus électro-négatif que C, il peut attirer des électrons et la représentation suivante est aussi plausible :



(l'oxygène tend ainsi à saturer sa couche électronique).

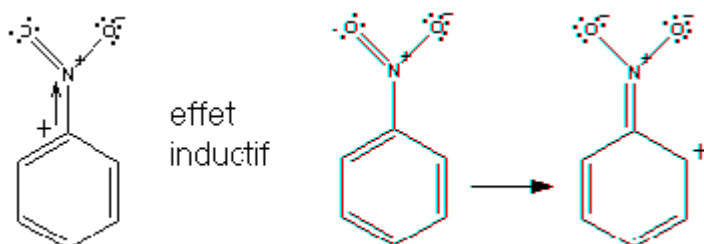
Nous avons une délocalisation des électrons π vers l'oxygène et cette situation ne peut être décrite par aucune des deux forces proposées, dites formes mésomères (formes intermédiaires de la réalité).

2.3.1 Influence d'un groupement donneur : NH₂



Conclusion : le nuage est plus délocalisé vers le cycle.

2.3.2 Influence d'un groupement attracteur : NO₂



Ici sur N il n'y a pas de doublet prêt à se délocaliser vers le cycle. Au contraire, O étant plus électronégatif que N, il cherche à se saturer en déplaçant vers lui des électrons du cycle.

2.4 Les molécules utilisées en optique non linéaire.

2.4.1 Forme générale des molécules [2].

Les molécules à transfert de charge intermoléculaire peuvent présenter une hyperpolarisabilité moléculaire élevée. Elles sont dites de type "push-pull" ou de type "DEA" car elles sont constituées de groupement Donneur (D) à une extrémité et Accepteur (A) de l'autre. Ces groupements étant liés entre eux par un système conjugué; système dit "espaceur" (E), appelé aussi transmetteur.

2.4.2 Différents types de systèmes organiques utilisables dans les modulateurs électrooptiques.

Les matériaux organiques présentent différents attraits pour leur utilisation en électrooptique. Leur faible coût potentiel, leur facilité de synthèse ainsi que de mise en forme. Des paramètres physiques intéressants tel que une faible permittivité diélectrique, qui permet d'envisager de bon temps de réponse entre l'onde optique et l'excitation électrique ainsi que de faibles tensions de fonctionnements.

Cependant le caractère isotrope des milieux organiques, notamment celui des polymères (polymères π -conjugués compris) tend à créer des systèmes centrosymétriques, où les molécules sont orientées de façon aléatoire dans la couche et par conséquent les effets non linéaires du second ordre tendent vers zéro. Aussi devons nous avoir recours à l'orientation ("poling") sous champ électrique des entités (microscopique) du matériau.

L'alignement de ces entités brise alors la centrosymétrie, avec l'inconvénient de produire un matériau instable à cause de l'effet de l'agitation thermique qui tend à produire une désorientation des espèces préalablement alignées. La stabilisation de la centrosymétrie est un véritable enjeu pour l'utilisation industrielle de ces matériaux, qui par ailleurs peuvent parfaitement résister à l'agression d'agents polluants (assez faible sensibilité à l'humidité, à

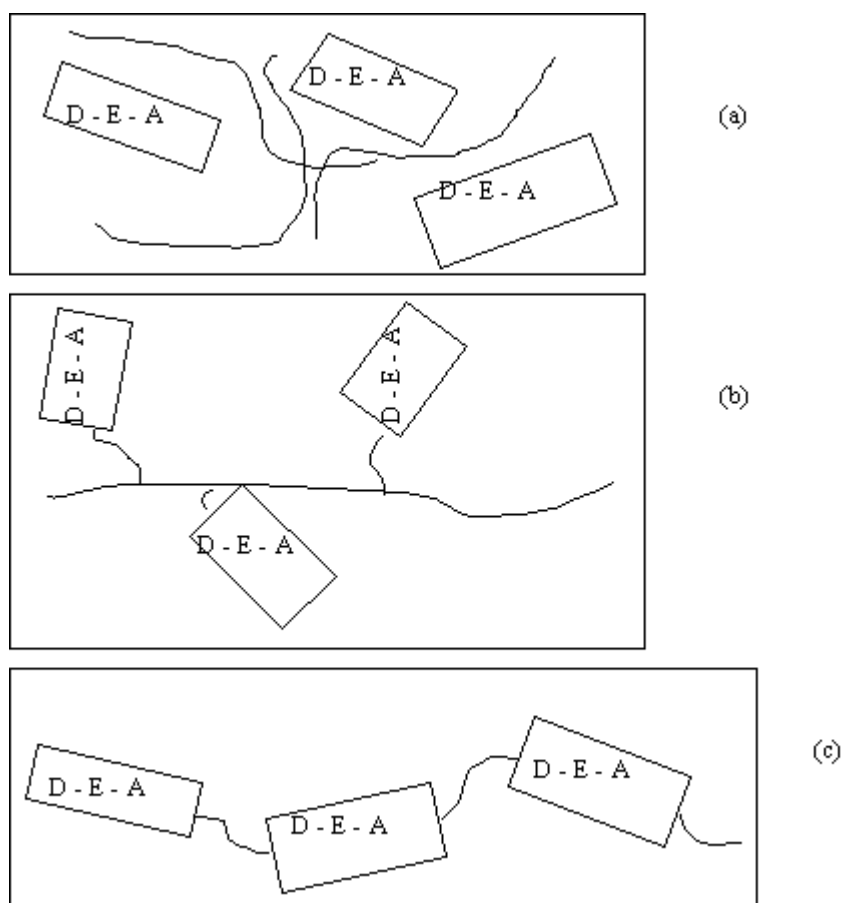
l'oxydation des principaux matériaux contenant des liaisons π , comme le polyimide, un des matériaux de base à l'heure actuelle des modulateurs organiques [3]).

La plupart des matériaux organiques étant centrosymétriques et donc inutilisables au niveau des effets du second ordre, nous avons en général recours à l'incorporation d'entités non linéaire dans un polymère amorphe (vitreux à l'état polymérisé sous forme de film)

Différents types de systèmes peuvent alors être réalisés, et la performance électrooptique des milieux obtenus est conditionnée par la concentration des chromophores (entités non linéaires D - E - A) que l'on est capable d'insérer dans le matériau final.

- Des systèmes hôte - invité (dits "guest-host", ou polymère fonctionnalisé) , sont réalisés en incorporant (par un simple mélange) les deux milieux. Milieu optiquement actif avec le polymère. (fig. 3a)
- Des systèmes peuvent être fabriqués par greffage des chromophores à la chaîne du squelette d'un polymère (polymère réticulé). (fig. 3b)
- Des systèmes covalents peuvent être obtenus par création de liaisons covalentes entre les chromophores et la chaîne du polymère. (fig. 3c)

Figure 23 : système "guest-host" (a), chromophore greffé sur la chaîne (b), chromophore inséré dans la chaîne (c).

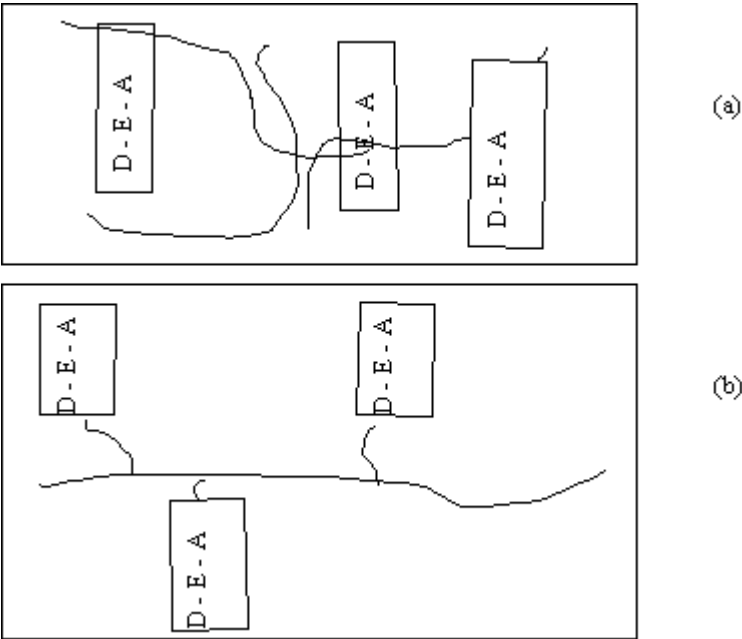


Une fois ces systèmes obtenus, l'étape de l'alignement des chromophores doit être réalisée, pour conduire à un système le moins amorphe possible au niveau des chromophores qui contribueront alors efficacement à l'effet électrooptique (figure 24 (a) et (b)).

Pour se passer de cette étape, ou pour stabiliser l'orientation ainsi obtenue, nous pouvons utiliser des entités mésogènes qui ont précisément la propriété d'avoir ces entités

orientées dans une direction donnée (état cristal liquide); en théorie, il semble cependant que cette alternative ne puisse conduire à des performances électrooptiques satisfaisantes.

Figure 24 : système "guest-host" (a), chromophore greffé sur la chaîne (b) après orientation des chromophores.



3. LA DIODE MOLECULAIRE OPTIQUE.

Nous allons voir que dans ces diodes moléculaires il existe un effet optique redresseur (Polarisation "passante" dans un sens et plus "bloquante" dans l'autre sens du champ optique), analogue à l'effet redresseur d'une jonction p-n (l'effet redresseur porte sur la densité de courant : transport des charges sous l'effet de l'excitation produite par le champ (ou la tension) électrique).

En optique moléculaire, la réponse est la polarisation électronique $\vec{P}_E = nd\vec{\mu} \left(= \frac{d\vec{p}}{dt} \right)$ où n est la densité des charges électriques et $d\vec{\mu} = e\vec{d\vec{l}}$ est le dipôle qui apparaît lors du déplacement $\vec{d\vec{l}}$ du centre de gravité de la charge électronique sous l'effet de l'onde optique.

Remarque : en optique linéaire, la polarisation est reliée à l'indice optique par la relation $P = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)E$ avec $\epsilon_r = n^2$

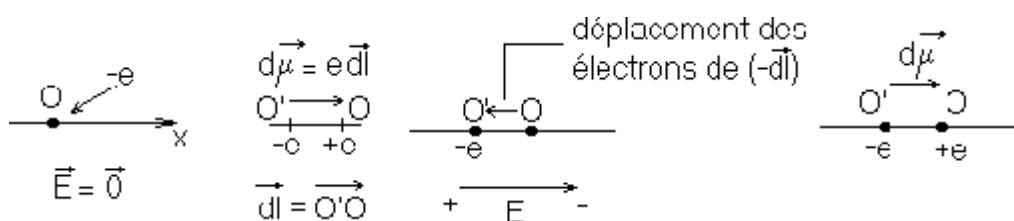
3.1 Cas d'une molécule centrosymétrique.

(par ex. C_6H_6) possédant des électrons fortement polarisables : électrons π délocalisés.

Au préalable, nous rappelons que $d\vec{\mu} = q\vec{d\vec{l}}$, avec $\begin{matrix} -q & \xrightarrow{\vec{d\vec{l}}} & +q \end{matrix}$

Note : Déplacer $-e$ de $-\vec{d\vec{l}}$ revient à appliquer un dipôle de moment $d\vec{\mu} = e\vec{d\vec{l}}$. Si bien que si les électrons se déplacent (sous l'effet de \vec{E}) dans un sens, $d\vec{\mu}$ et donc \vec{P} sont orientés dans l'autre sens.

Figure 25 : déplacement d'une charge, génération d'une polarisation.



Si $\vec{E} = 0$, le nuage électronique de la molécule de benzène a la forme ci-contre :

Figure 26 : schématisation des nuages électroniques d'une molécule de benzène non polarisée.

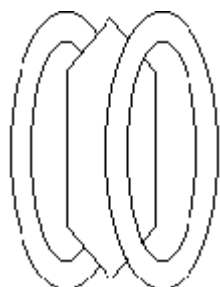
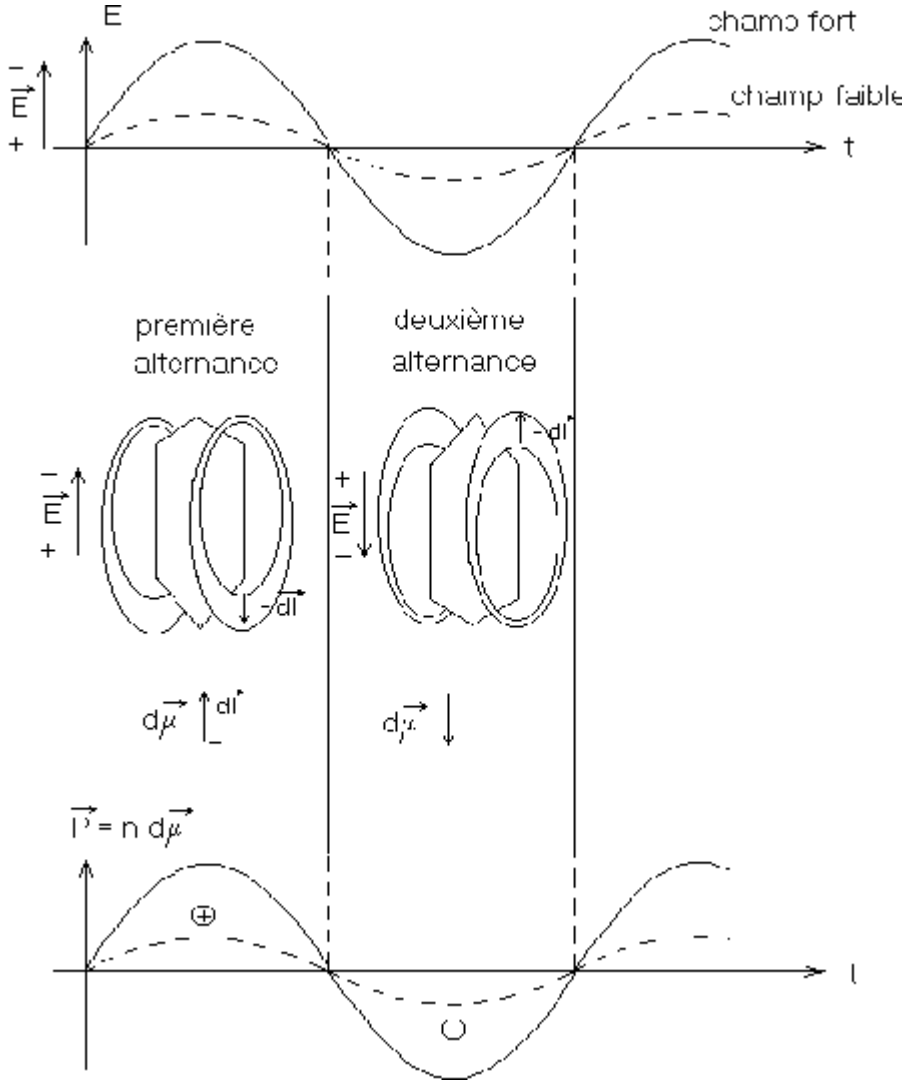


Figure 27 : polarisation sous champ fort et sous champ faible d'une molécule centrosymétrique.



Les lobes successifs de la fonction \vec{P} sont symétriques par rapport à l'axe des temps, et il n'y a pas d'effet "redresseur" sur cette grandeur par le champ optique \vec{E} , qu'il soit faible (où \vec{P} est directement proportionnel à \vec{E} puisque $\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon_r - 1)\vec{E}$) ou soit fort où la polarisation reste une fonction impaire (succession des lobes + et -) : l'effet non linéaire introduit simplement des harmoniques impaires au niveau de \vec{P} .

3.2 Molécules non centrosymétriques.

Considérons maintenant cette même molécule de benzène, sur laquelle il a été greffé des groupements donneurs D et attracteurs A d'électrons (molécule non-centrosymétrique), ce qui a pour but de déplacer intrinsèquement le nuage électronique du côté du groupement attracteur : l'effet du champ optique sur le déplacement des électrons sera exacerbé lorsque ce champ sera orienté pour déplacer les électrons vers A alors qu'un effet sera minimisé lorsque son orientation tendra à déplacer les électrons vers D.

Figure 28 : polarisation d'une molécule non centrosymétrique.

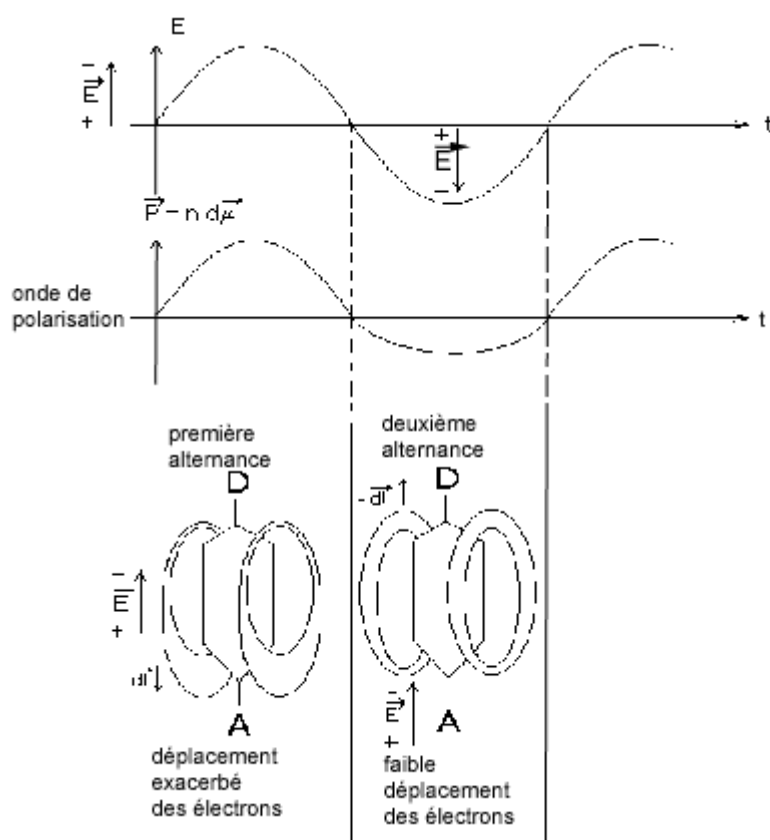
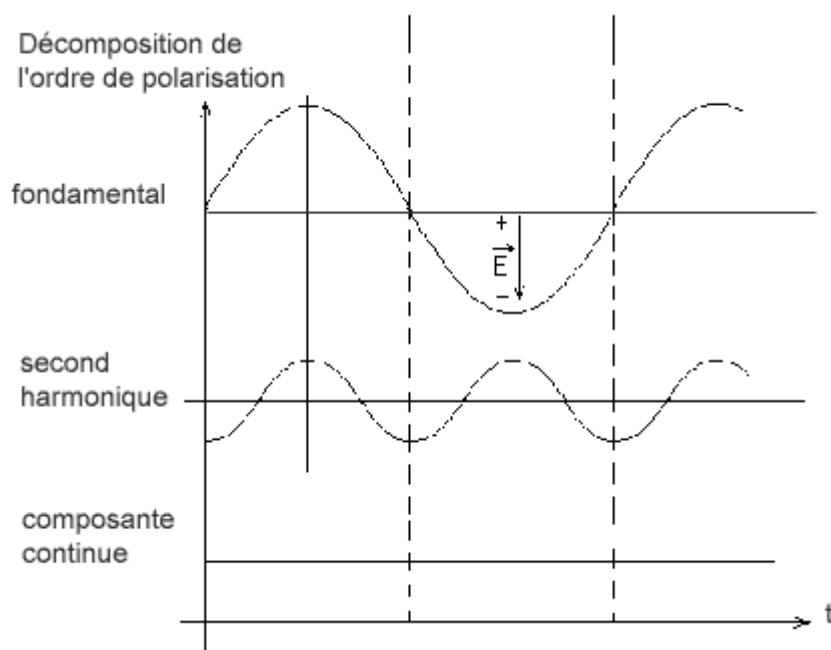


Figure 29 : décomposition de l'onde de polarisation à une molécule non centrosymétrique.



L'analyse de Fourier de l'onde de polarisation montre que cette dernière contient, dans le cas des molécules non centrosymétriques, une composante de second harmonique et une composante continue : les termes de la polarisation doivent être écrits sous la forme (si $\vec{E} = \vec{E}^\omega$ est l'onde optique) $\vec{P} = \vec{P}_0 + \chi^{(1)}\vec{E}^\omega + \chi^{(2)}\vec{E}^\omega\vec{E}^\omega$ (milieu unidimensionnel).

χ : ici susceptibilité absolue ; $\chi = \epsilon_0\chi_r$, χ_r étant la susceptibilité relative.

Remarque : La polarisation non linéaire de second ordre $P^{(2)}$ est quadratique en E (terme E^2): pour que $\chi^{(2)}$ soit non nul, il faut que la molécule soit non centrosymétrique. En

effet, si la molécule est symétrique, changer \vec{E} en $-\vec{E}$ revient à déplacer les charges exactement de la même façon mais de façon symétrique si bien que :

$$P^{(2)}(\vec{E}) = -P^{(2)}(-\vec{E}) \quad (\text{III.5})$$

par ailleurs, de part la définition de $P^{(2)}$ nous avons :

$$\left. \begin{array}{l} P^{(2)}(\vec{E}) = \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} \\ P^{(2)}(-\vec{E}) = \chi^{(2)} (-\vec{E}) \cdot (-\vec{E}) \end{array} \right\} \Rightarrow P^{(2)}(\vec{E}) = P^{(2)}(-\vec{E}) \quad (\text{III.6})$$

- finalement nous avons donc :

$$\left. \begin{array}{l} (1) \quad \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} = -\chi^{(2)} (-\vec{E}) \cdot (-\vec{E}) \\ (2) \quad \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} = \chi^{(2)} (-\vec{E}) \cdot (-\vec{E}) \end{array} \right\} \Rightarrow \chi^{(2)} = -\chi^{(2)} \Rightarrow \chi^{(2)} = 0$$

4. GENERATION MECANIQUE DE LA SECONDE HARMONIQUE (TRAITEMENT 1D).

4.1 Remarque préliminaire : effet d'un champ optique E^ω intense.

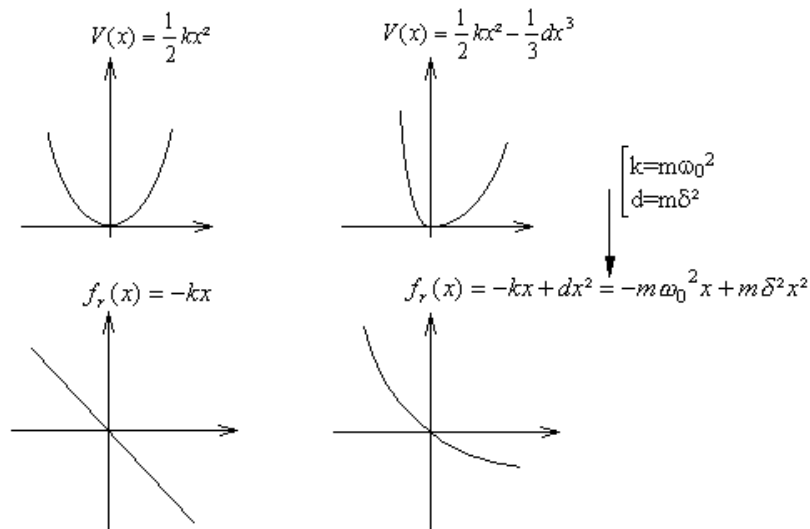
Les effets non linéaires se produisent lorsque la force de rappel des électrons déplacés (avec $E = E^\omega$) vers leur position d'équilibre n'est plus de la forme $F = -kx = \cos\omega_0^2 x$ (ici le champ coulombien dû aux noyaux et aux distances noyau électrons qui est responsable de cette force de rappel, typiquement les champs électriques internes de ce type sont de l'ordre de 10^8 à 10^9 V/cm).

Lorsque le champ (laser) n'est plus négligeable vis à vis du champ interne (forces de cohésion du solide): $\approx 10^4$ V/cm pour des puissances de quelques MW/cm², la force de rappel doit être prise sous la forme $F = -kx + dx^2 = -m\omega_0^2 x + dx^2$, par conséquent à un potentiel (énergie potentiel) anharmonique :

4.2 Mise en équation du problème.

Nous considérons donc un système d'électrons soumis à un potentiel anharmonique de la forme $V(x) = \frac{1}{2}kx^2 - \frac{1}{3}dx^3$ (correspondant à une force de rappel $f_r = -kx + dx^2$); schématiquement, nous avons sur la figure 6 :

Figure 30 : représentation des potentiels harmoniques (a) et anharmoniques (b), ainsi que les forces correspondantes.



La réponse de ce système (réponse en terme de déplacement) à une excitation optique (champ électrique $E^\omega = E_0 \cos \omega t$) sera gouvernée par la loi fondamentale de la dynamique dans laquelle le déplacement $x(t)$ sera développé (écrit) selon les différentes composantes harmoniques.

Ce système n'étant pas linéaire, il faut être prudent dans l'utilisation de la notation imaginaire habituelle ($E^\omega = \text{Re}(E_0 e^{j\omega t})$) et nous travaillerons toujours avec des fonctions

réelles: en notant cc le complexe conjugué, nous écrirons : $E^\omega = E \cos \omega t = \frac{E}{2}(e^{j\omega t} + cc)$.

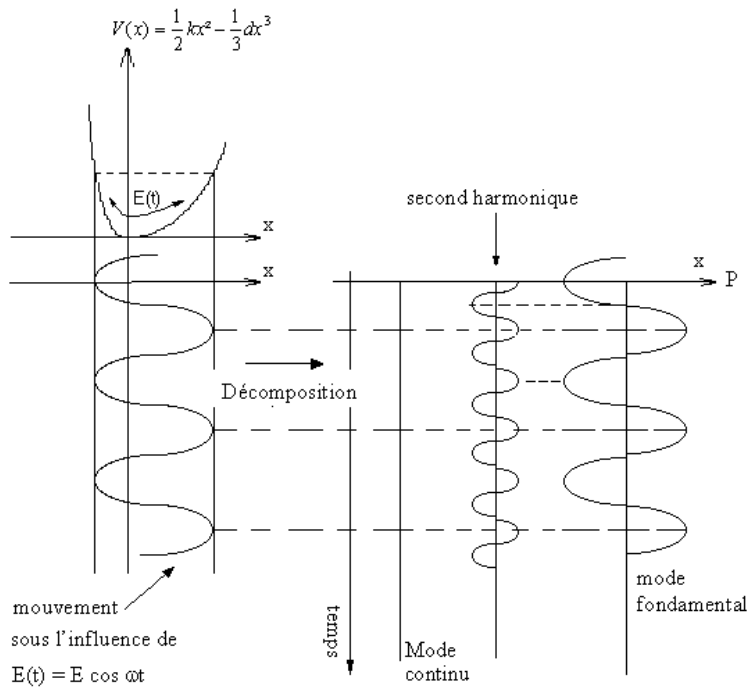
Si nous faisons intervenir en plus de la force de rappel f_r précédente, la force de frottement $f_t = -m\Gamma v_x = -m\Gamma \dot{x}$ et la force coulombienne $f_c = qE^\omega$, l'équation fondamentale selon les x est de la forme : $m\ddot{x} = \sum F = f_r + f_t + f_c$, soit en simplifiant par m

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_0^2 x - \delta^2 x^2 = \frac{qE}{2} (e^{j\omega t} + cc). \quad (\text{III.7})$$

x sera cherché sous la forme de son développement selon les composantes harmoniques soit:

$$x(t) = \frac{1}{2} (x_0 + x_1 e^{j\omega t} + x_2 e^{j2\omega t} + \dots + cc). \quad (\text{III.8})$$

Figure 31 : décomposition (b) du déplacement d'une charge placée dans un potentiel anharmonique (a).



Pour simplifier le calcul on prendra $x_0 = 0$ (même si ce terme existe en fait).

La résolution du problème passe par des calculs longs, qui consiste à injecter la forme (III.8) de $x(t)$ dans l'équation (III.7). Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\omega^2}{2}(x_1 e^{i\omega t} + cc) - 2\omega^2(x_2 e^{i\omega t} + cc) + \frac{i\omega \Gamma}{2}(x_1 e^{i\omega t} + cc) + i\omega \Gamma(x_2 e^{i\omega t} + cc) + \frac{\omega_0^2}{2}(x_1 e^{i\omega t} + cc) \\
 & + \frac{\omega_0^2}{2}(x_2 e^{i\omega t} + cc) - \frac{\delta^2}{4}(x_1^2 e^{2i\omega t} + 2x_1 x_2^* e^{-i\omega t} + x_1 x_1^* + x_2 x_2^* + 2x_1 x_2 e^{2i\omega t} + x_2^2 e^{4i\omega t} + cc) \\
 & = \frac{qE}{2m}(e^{i\omega t} + cc) \quad \text{(III.9)}
 \end{aligned}$$

4.3 Solutions du problème.

4.3.1 Termes du premier ordre.

L'identification des coefficients des termes en $e^{i\omega t}$ donne :

$$(4) \quad x_1 = \frac{qE}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega \Gamma} \approx \frac{qE}{m} \frac{1}{(\omega_0 - \omega) + i\Gamma/2}. \quad (\text{III.10})$$



Si résonance à $\omega_0 = \omega$

La polarisation linéaire qui correspond au déplacement $x_1(t)$ est alors :

$$P_{(t)}^1 = Nq x_1(t) = Nq \frac{x_1}{2} (e^{i\omega t} + cc)$$

Par identification avec : $P_{(t)}^1 = \frac{P_0}{2} (\chi_1^{(\omega)} E e^{i\omega t} + cc)$, nous obtenons [4]:

$$\chi_1^{(\omega)} = \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega \Gamma} \quad (\text{III.11})$$

4.3.2 Termes du second ordre

De même l'identification des coefficients des termes en $e^{i2\omega t}$ permet de déterminer x_2 qui vérifie :

$$x_2(-4\omega^2 + 2i\omega\Gamma + \omega_0^2) = \frac{\delta}{2} x_1^2$$

nous voyons ainsi que c'est le terme en x_1^2 (terme dx^2 dans la relation $f_r = -m\omega_0^2x + m\delta^2x^2 = -kx + dx^2$) qui génère (qui force) le mouvement en 2ω ; en reportant l'expression (4) de x_1 dans notre dernière équation nous obtenons :

$$x_2 = \frac{q^2\delta^2 E^2}{2m^2} \frac{1}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma \right]^2 \left[(\omega_0^2 - 4\omega^2) + 2i\omega\Gamma \right]}. \quad (\text{III.12})$$

La susceptibilité d'ordre deux apparaît dans le terme d'ordre 2 de la polarisation qui s'écrit par analogie avec la polarisation linéaire:

$$\begin{aligned} P_2(t) &= \frac{\epsilon_0}{2} \left[\chi_2^{2\omega} E^2 e^{i2\omega t} + cc \right] = Nq \frac{x_2}{2} (e^{i2\omega t} + cc) \\ &= Nq \frac{x_2}{2} (e^{i2\omega t} + cc). \end{aligned}$$

nous en déduisons donc $\chi_2^{(2\omega)}$:

$$\chi_2^{(2\omega)} = \frac{Nq^3\delta^2}{2m^2\epsilon_0} \frac{1}{\left[(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma \right]^2 \left[(\omega_0^2 - 4\omega^2) + 2i\omega\Gamma \right]}. \quad (\text{III.13})$$

Notons ici $q^3 = -e^3$, comme $q = -e$.

De même que $\chi_1^{(\omega)}, \chi_2^{(2\omega)}$ présente une partie réelle et une partie imaginaire, avec un dénominateur doublement résonant à $\omega = \omega_0$ et $\omega = \frac{\omega_0}{2}$.

Remarque 1 : Par ailleurs il a été établi la relation suivante entre les deux susceptibilités linéaire $\chi_1^{(\omega)}$ et non linéaire $\chi_2^{(2\omega)}$:

$$\frac{\chi_2^{(2\omega)}}{[\chi_1^{(\omega)}]^2 \chi_1^{(2\omega)} \epsilon_0^2} = \frac{m\delta^2}{2N^2q^3} = \xi^{(2\omega)} \quad (\text{III.14})$$

Ce paramètre $\xi^{(2\omega)}$, dit paramètre de Miller est en fait pratiquement identique pour tous les matériaux : $\xi^{(2\omega)} \cong 3 \text{ à } 8.10^9$ S.I. pour InAs, GaSb, GaAs, CdTe, ZnTe, ZnSe.

Remarque 2 : nous avons traité le problème de façon unidimensionnelle. Si au lieu d'avoir une seule composante, l'onde incidente présente trois composantes, la polarisation pour l'ordre 2 a des composantes P_x, P_y, P_z qui dans le cas le plus général, s'obtiennent à partir de toutes les composantes quadratiques possibles obtenues avec E_x, E_y, E_z :

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = P_0 \underset{\equiv (2\omega)}{\chi_2} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ E_z E_y \\ E_z E_x \\ E_x E_y \end{bmatrix} \quad \text{où } \underset{\equiv (2\omega)}{\chi_2} \text{ est donc un tenseur.}$$

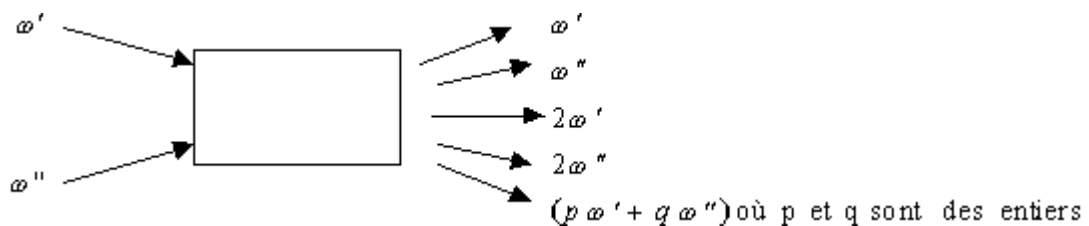
5. EXCITATION A DEUX PHOTONS - EFFET POCKELS.

5.1 Excitation à deux pulsations.

Nous venons de voir qu'une excitation à un photon E^ω pouvait générer des déplacements à des fréquences $\omega(x_1(t))$ et 2ω (déplacement $x_2(t)$): des émissions de photons par les charges se déplaçant selon x_1 (à la fréquence ω) et selon x_2 (à la fréquence 2ω) se feront donc selon un rayonnement dipolaire de fréquence ω et 2ω .

Nous pouvons alors généraliser ce mécanisme d'émission au cas de l'excitation du système par deux photons de pulsation ω' et ω'' ; nous devons alors s'attendre à des émissions décrites sur le schéma suivant (les amplitudes des 2 ondes incidentes sont E_1 et E_2):

Figure 32 : émissions possibles d'un système excité à des pulsations ω' et ω'' .



L'expression (III.13) de la susceptibilité du deuxième ordre suite à une excitation à la pulsation ω_i peut s'écrire, en posant : $D(\omega_i) = \omega_0^2 - \omega_i^2 + i\omega_i\Gamma$

$$\chi_2^{(2\omega_i)} = \frac{Nq^3\delta^2}{2m^2\epsilon_0} \frac{1}{D^2(\omega_i)D(2\omega_i)} \quad (\text{III.15})$$

Pour une excitation à deux ondes, de pulsation ω' et ω'' , l'harmonique de pulsation $\omega_T = \omega' + \omega''$ est associée à une susceptibilité du deuxième ordre de la forme:

$$\chi_2^{(\omega'+\omega'')} = \frac{Nq^3\delta^2}{2m^2\epsilon_0} \frac{1}{D(\omega')D(\omega'')D(\omega'+\omega'')} \quad (\text{III.16})$$

5.2 Effet Pockels.

Un cas particulier est alors intéressant: celui où une onde incidente est une onde optique (de pulsation $\omega' = \omega$) alors que l'autre onde est une onde de basse fréquence, à la limite nulle pour un champ statique ($\omega'' = 0$) la formule précédente devient:

$$\chi_2^{(\omega+0)} = \frac{Nq^3\delta^2}{2m^2\epsilon_0} \frac{1}{D(0)D(\omega)D(\omega)} \quad (\text{III.17}).$$

Cette susceptibilité du second ordre ne dépend plus que de la seule pulsation optique ω . Cependant, compte tenu des propriétés dispersives des milieux, la réduction à un seul terme de la polarisation variant avec la seule pulsation ω est assez trompeuse. La polarisation $P^{(1)}$ est aussi linéaire par rapport à ω (voir le résultat de la relation (III.19)).

Si nous écrivons directement l'expression de la polarisation sous la forme du développement habituel :

$$P(t) = P_0 + \chi_{a1}E(t) + \chi_{a2}E^2(t) + \dots \text{ avec } E(t) = E(0) + E(\omega)e^{j\omega t} + cc$$

(et χ_a la susceptibilité absolue), la dépendance des susceptibilités avec les deux pulsations (statique et optique) entraîne des difficultés de calcul. En effet, on doit écrire (avec les susceptibilités relatives χ_1 et χ_2) :

$$P(t) = \varepsilon_0 \left\{ \chi_1 [E(0) + E(\omega)e^{j\omega t}] + \chi_2 [E(0) + E(\omega)e^{j\omega t} + cc]^2 + \dots \right\} \text{ (III.18)}$$

Nous voyons tout de suite que cette écriture est ambiguë puisqu'en fait, pour le premier terme par exemple, χ_1 porte à la fois sur le terme statique $E(0)$ et sur le terme optique $E(\omega)e^{j\omega t}$. Continuons malgré tout le calcul en tenant compte de cette remarque (avec donc $\chi_1 = \chi_1(0)$ ou $\chi_1 = \chi_1(\omega)$) et en se limitant pour la polarisation au terme statique et au terme de pulsation ω :

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0 \left\{ \chi_1(0)E(0) + \chi_1(\omega)E(\omega)e^{j\omega t} \right\} + \left\{ \chi_2(0)E^2(0) + 2\chi_2(0 + \omega)E(0)E(\omega)e^{j\omega t} \right\} \\ &= \left\{ \varepsilon_0 [\chi_1(0) + \chi_2(0)E(0)]E(0) \right\} + \left\{ \varepsilon_0 [\chi_1(\omega) + 2\chi_2(0 + \omega)E(0)]E(\omega)e^{j\omega t} \right\} + \dots \\ &= P_0 + P_\omega(t) \quad \text{(III.19)} \end{aligned}$$

Nous pouvons remarquer que la polarisation, qui varie en ω , dépend de $\chi_2(0 + \omega)$ mais aussi de $\chi_1(\omega)$. La polarisation à la fréquence ω est donc en présence de $E(0)$:

$$P_{\omega+0}(t) = \varepsilon_0 [\chi_1(\omega) + 2\chi_2(\omega + 0)E(0)]E(\omega)e^{j\omega t}. \quad (\text{III.20})$$

L'indice $\omega + 0$ veut dire polarisation dépendante de ω en présence de $E_{(\omega)}$ l'onde optique, et $E_{(0)}$ l'onde statique. Cette polarisation est une fonction linéaire de $E(\omega)e^{j\omega t}$ mais calculée en présence du champ statique $E(0)$. En l'absence de champ statique $E(0)$ on a pour la polarisation de pulsation ω :

$$\begin{aligned} P_{\omega}(t) &= \varepsilon_0 (\varepsilon_r(\omega) - 1) E_{\omega} e^{j\omega t} ; \quad \text{avec } (\varepsilon_r(\omega) - 1) = \chi_1(\omega) = n^2 - 1 \\ &= \varepsilon_0 (n^2 - 1) E_{\omega} e^{j\omega t} = \varepsilon_0 \chi_1(\omega) E_{\omega} e^{j\omega t} \end{aligned}$$

n étant $n(E_{(0)}=0)$.

Considérons maintenant l'expression que doit prendre cette polarisation en présence du champ statique $E(0)$:

Avec $n(\omega) \rightarrow n(\omega + 0) = n(\omega) + \Delta n$ nous écrivons :

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0 [(n + \Delta n)^2 - 1] [E(0) + E_{\omega} e^{j\omega t}] \\ &= \varepsilon_0 [(n + \Delta n)^2 - 1] E_0 + \varepsilon_0 [(n + \Delta n)^2 - 1] E_{\omega} e^{j\omega t} \\ &= P_0 + P_{\omega+0} \end{aligned}$$

$$\text{Soit } P_{\omega+0}(t) = \varepsilon_0 [(n + \Delta n)^2 - 1] E_\omega e^{j\omega t} \quad (\text{III.21})$$

Par identification des deux expressions (20) et (21) de $P_{\omega+0}(t)$ nous avons :

$$[(n + \Delta n)^2 - 1] = [\chi_1(\omega) + 2\chi_2(\omega + 0)E(0)],$$



$$\approx n^2 + 2n\Delta n - 1$$

soit avec $\chi_1(\omega) = n^2 - 1$ (toujours $n = n(E_{(0)}=0)$).

$$2n\Delta n = 2\chi_2(\omega + 0)E(0)$$

$$\text{Soit } \Delta n = \frac{\chi_2(\omega + 0)}{n} E(0) \quad (\text{III.22})$$

La variation d'indice apparaît proportionnelle au champ statique $E(0)$ appliqué. En fait ce résultat qualitativement exact pour la dépendance de Δn avec $E(0)$ est très imprécis pour la dépendance en fonction de n à cause de la présence du terme en $\chi_2(\omega + 0)$ issu de l'équation (III.18). Aussi, un autre développement plus phénoménologique, pour rendre compte de la dépendance de l'indice optique en fonction d'un champ de polarisation statique va être proposé.

(Remarque : à partir de la relation (III.17) qui donne dans le cas de l'application d'une onde optique et d'un champ statique la susceptibilité de second ordre $\chi_2^{(\omega+0)}$, nous pouvons écrire la polarisation non linéaire : $P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi_2^{(\omega+0)} E(0) E(\omega) e^{i\omega t}$.)

Cependant l'expression (III.18) peut être exploitée, en remarquant que d'après (III.11) nous avons :

$$\chi_1(\omega) = \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{D(\omega)} \quad \text{et que } D(0) = \omega_0^2 = \text{Cte}, \text{ d'où d'après (III.17)}$$

$$\chi_2^{(\omega+0)} = \frac{Nq^2 \delta^2}{2m^2 \epsilon_0} \underbrace{\frac{m\epsilon_0^2}{Nq^4} \chi_1^2(\omega)}_{\frac{1}{D(\omega)D_\omega}} \underbrace{\frac{1}{\omega_0^2}}_{\frac{1}{D(0)}} \quad (\text{Semblable à la relation de Miller.})$$

$$= \frac{\delta^2 \epsilon_0}{2\omega_0^2 Nq^2} \chi_1^2(\omega)$$

$$\text{soit avec } \chi_1^2(\omega) = (\epsilon_r - 1)^2 \quad (\text{en négligeant 1 devant } n^2), \chi_2^{(\omega+0)} \propto n^4 \\ = (n^2 - 1)^2 \cong n^4$$

En reportant cette loi de variation dans (III.22) :

$$\Delta n \propto \frac{n^4}{n} E(0) \quad \text{soit } \Delta n = rn^3 E_s \quad (\text{III.23})$$

r étant un coefficient de proportionnalité.

Remarque : nous pouvons aussi remarquer que $\chi^{(2\omega)}$ vient du terme en x_1^2 (issu du terme dx^2 de la force anharmonique $f = -kx + dx^2$) pour correspondre à la pulsation 2ω .

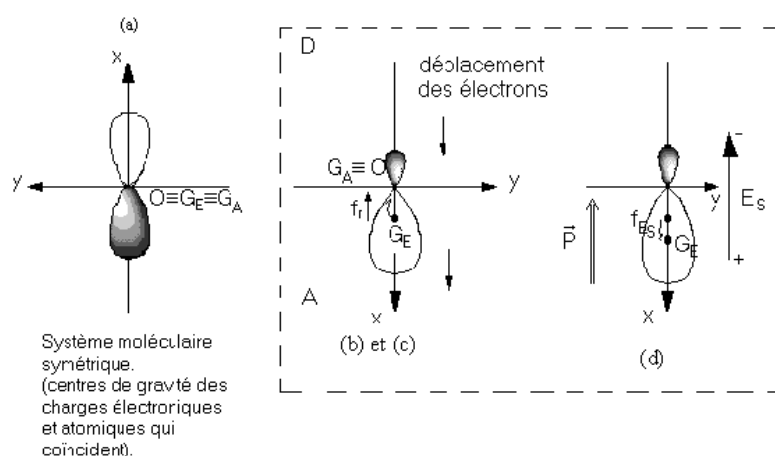
$\chi_2^{(\omega+0)}$ correspond à une pulsation ω et n'a donc pas la même origine. Nous allons voir que pour l'obtenir nous n'avons pas besoin d'avoir recours effectivement au terme anharmonique.

6. ETUDE PHENEMOLOGIQUE DE L'EFFET POCKELS DANS LES SYSTEMES DEA (DONNEUR-ESPACEUR-ACCEPTEUR) ORGANIQUES.

6.1 Configuration.

Nous allons considérer une onde optique E^ω se propageant selon Oz et qui est polarisée selon Ox. Considérons un système moléculaire avec ses orbitales π préalablement orientées selon Ox par un champ statique de polarisation E_p appliqué selon la méthode dite du « Poling » (effectuée à $T = T_g$ jusqu'à la température ambiante).

Figure 33 : positionnement du centre de gravité G_E des charges électroniques pour une molécule symétrique (a), une molécule non centrosymétrique en présence ou non (seul x est modifié) d'un champ optique dirigé selon Ox (b) ou (c); le cas (d) correspond au cas (c) avec en plus un champ électrique statique selon $-Ox$.



Si le système moléculaire contient en plus un couple Donneur – Accepteur qui déforme et déplace le nuage électronique, on a la configuration (V) pour laquelle le centre de gravité des charges négatives $OG_E = x$ a été déplacé d'une quantité $x > 0$: plus le caractère donneur - accepteur est fort (c'est à dire plus le nuage électronique est gros), plus x sera grand.

Les ions n'ayant pas bougé de place (rattaché aux atomes du système solide moléculaire), il apparaît une force de rappel du même type que celle qui prend naissance sous l'effet du déplacement du nuage électronique (par rapport au centre de gravité des noyaux) par le champ optique.

Avec G_E déplacé sous ce double effet (Donneur – Accepteur + champ optique) de la quantité x , on a alors $f_r = -kx$.

Étudions maintenant l'effet d'un champ électrique statique E_S appliqué selon $-Ox$:

Ce champ s'oppose de par son action électrique à la force de rappel f_r : il a tendance à déplacer G_E vers les $x > 0$, et ce d'autant plus (fort couplage) que le nuage (la charge) électronique est grand (c'est à dire que x est grand : cf a-) : nous pouvons donc écrire que la force générée par E_S est de la forme $f_{ES} = +D x$, avec cette force d'autant plus grande que E_S est grand, soit $D \propto E_S$.

la résultante selon Ox de f_r et de f_{ES} est donc de la forme :

$$f_R = f_r + f_{ES} = -kx + Dx.$$

Soit avec $k = m\omega_0^2$ et $D = m\delta^2$ (avec $\delta^2 \propto E_S$, puis que $D \propto E_S$, mais aussi E_S se retrouve d'autant plus grand que x est grand \Rightarrow sensiblement le terme est globalement en x^2 : anharmonique).

$$f_R = -m(\omega_0^2 - \delta^2)x. \quad (\text{III.24})$$

6.2 Equation fondamentale de la dynamique.

En régime permanent, nous négligeons les forces de frottement $f_f = -m \Gamma x$, en supposant $\Gamma \ll |\omega - \omega_0|$ (loi de la résonance $(\omega - \omega_0)$ grand et $\Gamma \rightarrow 0$).

Selon Ox nous pouvons donc écrire pour un électron :

$$m \ddot{x} = -m(\omega_0^2 - \delta^2)x + qE^\omega \quad (\text{III.25})$$

terme qui tient compte de l'effet coulombien du champ statique E_s ,

dans la force de Coulomb, seul le champ statique a été inclus dans la modification de la force de rappel.

L'effet du champ E_s a été pris en compte dans le terme $m\delta^2x$ inclus dans la force de rappel (son effet électrique a été considéré comme une modification, ou perturbation de la force de rappel).

avec $E^\omega = E_0 \cos \omega t$, la solution en régime forcé

$$x = x_0 \cos \omega t \left(= x_0 e^{i\omega t} \text{ soit } \ddot{x} = -\omega^2 x \right) \text{ conduit à } : ([\omega_0^2 - \delta^2] - \omega^2)x = -\frac{eE^\omega}{m}$$

6.3 Expression de la polarisation et de la susceptibilité.

Si N est la densité électronique, la polarisation \vec{P} produite par le déplacement des charges électroniques selon $O\vec{x}$ est $\vec{P} = -N e x \vec{u}_x$, soit avec $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{(\omega_0 - \delta^2) - \omega^2} \vec{E}^\omega = \epsilon_0 \chi \vec{E}^\omega \quad (\text{III.26})$$

Typiquement, on pose : $\chi_\omega = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$ (aussi égal à χ_0 , pour $E_S = 0$).

C'est le terme qui apparaît dans la polarisation linéaire du même système non soumis à la polarisation statique E_S supplémentaire : en effet, dans ce cas on a :

$f_{ES} = 0$ et le terme en δ^2 n'apparaît plus, si bien que la polarisation correspondante $P^{(\omega)}$ est de la forme :

$$\vec{P}^{(\omega)} = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E}^\omega = \epsilon_0 \chi_\omega \vec{E}^\omega$$

Nous supposons que δ est très petit $|\omega_0 - \omega^2|$, ce qui revient à se placer en dehors des zones de résonance. Nous avons donc :

$$\chi = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - \delta^2} = \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) \left(1 - \frac{\delta^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right)} \approx \chi_\omega \left(1 + \frac{\delta^2}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) \quad (\text{III.27})$$

6.4 Expression de l'indice; le coefficient électrooptique r.

Avec $\epsilon_r = n_x^2 = 1 + \chi$, nous avons comme forme de l'indice suivant la direction Ox en présence de E_S :

$$n_x = \sqrt{1 + \chi} \approx \left(1 + \chi_\omega + \frac{\chi_\omega \delta^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \left\{ (1 + \chi_\omega) \left[1 + \frac{\chi_\omega \delta^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)(1 + \chi_\omega)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$n_x \approx (1 + \chi_\omega)^{\frac{1}{2}} \times \left[1 + \frac{\chi_\omega \delta^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)(1 + \chi_\omega)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (III.28)$$

En introduisant $n_\omega = \sqrt{1 + \chi_\omega}$, l'indice selon Ox en l'absence de E_s , on a :

$$n_x = n_\omega \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\chi_\omega \delta^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) n_\omega^2} \right) = n_\omega + \frac{\chi_\omega \delta^2}{2n_\omega (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

On a finalement :

$$\Delta n = n_x - n_\omega = \frac{\chi_\omega \delta^2}{2n_\omega (\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{\chi_\omega^2 \delta^2}{2n_\omega \omega_p^2}, \text{ avec } \chi_\omega = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$\text{soit } \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\chi_\omega}{\omega_p^2}$$

Nous avons en définitive :

$$\Delta n = \frac{(n_\omega^2 - 1)^2}{2n_\omega} \left(\frac{\delta}{\omega_p} \right)^2 \quad \Delta n = \frac{(n_\omega^2 - 1)^2}{2n_\omega} \left(\frac{\delta}{\omega_p} \right)^2 \quad (III.29)$$

Comme nous l'avons indiqué, nous avons $\delta^2 \propto E_s = aE_s$, si bien qu'en première approximation, en négligeant 1 devant n_ω^2 (avec les chromophores le milieu est intrinsèquement assez polaire, si bien que son $\epsilon_r = n_\omega^2$ peut être assez élevé : de l'ordre de 3 ou 4 !), nous avons :

$$\Delta n \approx \frac{n_\omega^4}{2n_\omega \omega_p^2} a E_s$$

soit un Δn de la forme :

$$\Delta n = r n_\omega^3 E_s \text{ avec } r_p = \frac{a}{2\omega_p^2}, \text{ coefficient électro-optique.}$$

Remarque : Autre forme possible

Comme $d\left(\frac{1}{x^2}\right) = d(x^{-2}) = -2x^{-3} dx$, nous pouvons écrire :

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -2n^{-3} \Delta n = 2 \frac{\Delta n}{n^3} \text{ soit } d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -2r_p E_s = r E_s.$$

Nous retrouvons l'expression classique de définition de l'effet électro-optique, proposée à partir de la déformation de l'ellipsoïde des indices par un champ électrique basse fréquence (variation linéaire avec le champ des coefficients $\frac{1}{n^2}$ de l'ellipsoïde des indices).

7. MODULATEUR ELECTROOPTIQUE ORGANIQUE.

7.1 Modulateur de phase.

Quand un faisceau optique traverse une cellule de Pockels de longueur L et d'épaisseur d , soumise à E , l'onde subit un déphasage :

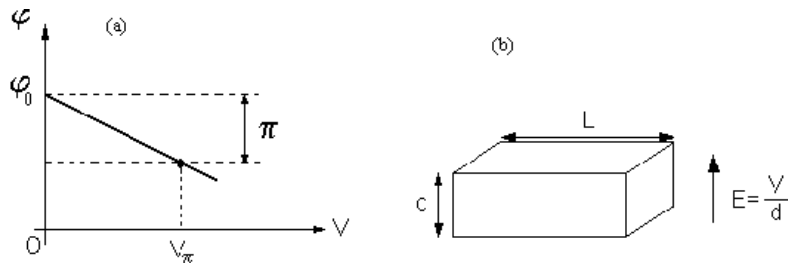
$$\varphi = n(E)k_0 L = \frac{2\pi}{\lambda_0} n(E)L, \text{ où } \lambda_0 \text{ est la longueur d'onde dans le vide.}$$

L'expression de $n(E)$ conduit à (cf. III.4 p. 65) :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} nL - \frac{2\pi}{\lambda_0} L \frac{1}{2} r n^3 E = \varphi_0 - \pi \frac{r n^3 E L}{\lambda_0}$$

avec donc $\varphi_0 = \frac{2\pi nL}{\lambda_0}$. (déphasage pour $V=0$ sans tension appliquée).

Figure 34 : variation du déphasage φ en fonction de la tension de polarisation V (a),
Cellule de Pockels (b).



Nous pouvons donc définir une tension, dite tension demi-onde, qui est telle que son application produise un déphasage de π par rapport à l'onde non soumise au champ E :

$$\varphi_0 - \varphi)_{V=V_\pi} = \pi, \text{ pour } V = V_\pi \text{ soit}$$

$$\varphi_0 - \varphi)_{V=V_\pi} = \frac{\pi n^3}{\lambda_0} \frac{V_\pi L}{d} = \pi \Rightarrow V_\pi = \frac{\lambda_0}{n^3} \frac{d}{L}$$

Nous pouvons donc réécrire : $\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi}$

Le déphasage évolue donc linéairement avec la tension appliquée, si bien que l'on peut moduler une onde optique qui traverse la cellule.

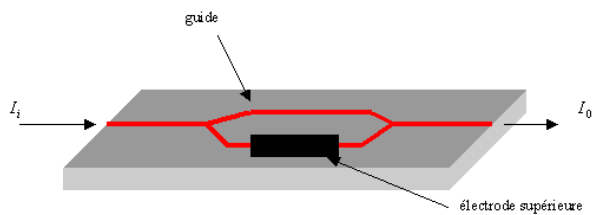
La valeur de V_π est de l'ordre de 1 à 100 Volts.

Remarque : si le champ appliqué $E = E(t)$ varie de façon significative le temps de transit T de l'onde optique, l'onde optique sera soumise à différentes valeurs du champ électrique durant son trajet dans le modulateur.

Le champ $E(t)$ à prendre en compte est le champ moyen E entre les deux instants t et $t + T$: la largeur de bande de modulation est généralement prise environ égale à $1/T$.

7.2 Modulateur d'amplitude.

Figure 35 : modulateur d'amplitude de type Mach-Zehnder.



Ce déphasage n'affecte pas l'intensité d'une onde optique. Cependant, l'insertion d'un modulateur de phase dans le bras d'un interféromètre, type Mach-Zehnder par exemple, peut conduire à la réalisation d'un modulateur d'intensité.

Soit I_{inc} l'amplitude de l'onde optique incidente, partagée également en deux ondes, chacune d'intensité $\frac{1}{2} I_i$ dans chacun des bras non soumis à E .

L'application de E dans un des bras modifie l'intensité transmise qui est de la forme $\frac{1}{2}I_i \cos \Delta\varphi$ si $\Delta\varphi$ est le déphasage induit par E dans le bras « modulé » par rapport au bras non soumis à E.

L'intensité de sortie est alors :

$$I_0 = \frac{1}{2}I_i + \frac{1}{2}I_i \cos \Delta\varphi = I_i \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$\text{avec } \Delta\varphi = |\varphi - \varphi_0| = \pi \frac{V}{V_\pi}$$

$$\text{Avec } \cos^2 x = \frac{1 + \cos 2x}{2} \quad \text{et } \cos 2x = 1 - \frac{4x^2}{2} \quad (\text{comme } \cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2})$$

$$\text{Soit } \cos^2 x \approx \frac{1}{2} \left(1 + 1 - \frac{4x^2}{2} \right) = 1 - x^2, \text{ avec } \left(x = \frac{\Delta\varphi}{2} \right)$$

$$I_0 = I_i \left(1 - \frac{\Delta\varphi^2}{4} \right) = I_i \left(1 - \frac{\pi^2}{4V_\pi^2} \right) = I_i - KI_i V^2$$

$$\text{Soit } \frac{I_0}{I_i} = 1 - KV^2 ; \text{ si } V = V_0 \cos \omega t, \text{ on a } V^2 \propto \cos^2 \omega t \propto \cos 2\omega t$$

$$\text{Soit } \frac{I_0}{I_i} \propto c_1 - c_2 \cos 2\omega t.$$

L'intensité I_0 est modulée à la fréquence 2ω .

8. CONCLUSION.

Alors que le principe de fonctionnement des modulateurs est bien établi depuis le courant des années 1980 avec comme matériau électrooptique le niobate de lithium ($LiNbO_3$), le développement des matériaux organiques actifs au cours de la dernière décennie permet d'envisager la réalisation à très court terme de composants de type modulateur électrooptique intégré tout organique. Potentiellement de coût modéré, leur utilisation est envisagée dans des réseaux de distribution par fibre optique directement chez l'utilisateur ou par voie hertzienne; de plus, leur temps de réponse rapide d'origine électronique est un atout incontestable pour accroître les capacités de transmission des réseaux de télécommunication optiques qui doublent environ tous les 18 mois (loi de Moore optique).

A partir des équations de bases, nous avons déterminé l'expression du coefficient électrooptique r de l'effet Pockels ; effet qui intervient dans le modulateur électrooptique que nous nous sommes proposé de réaliser. A partir de ce coefficient et des considérations géométrique du modulateur, nous avons donné une définition du V_π qui est une caractéristique du modulateur de phase ou d'amplitude.

REFERENCES DU CHAPITRE III.

1. B. E. Saleh, M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley (1991)
2. *Optoélectronique moléculaire*, Observatoire français des techniques avancées, Arago 13, Masson (1993)
3. F. Garnier, J. Zyss, "Molecular Photonics of Optical Telecommunications: Materials Physics and Device Technology, Proceeding MRS 1998, Symposia 88, Elsevier 1999.
4. M. May, A. M. Cazabat, *Optique* Dunod 1996.
5. A. Moliton, *Optoélectronique moléculaire et polymère : des concepts aux composants*. Springer 2002.

CHAPITRE IV : PROCÉDES DE FABRICATION DE GUIDES D'ONDES POLYMERES.

La multiplicité des techniques disponibles pour réaliser des guides polymères offre une grande flexibilité pour la réalisation pratique d'interconnexions optiques. De plus, la possibilité de combiner différentes techniques augmente la polyvalence des structures finalement obtenues, et permet la réalisation d'interconnexions optiques pratiques à faible coût, stables, reproductibles.

Ces interconnexions sont développées entre composants électrooptiques, à l'intérieur d'un même module et aussi de modules à modules. Elles permettent de satisfaire les demandes croissantes de performances aussi bien en données qu'en nombre d'utilisateurs, et de résoudre des problèmes tels que ceux dus à la saturation des circuits à haute densité ou aux interférences électromagnétiques. Les interconnexions optiques concernent l'optique intégrée planaire, les guides d'onde, la transmission spatiale. L'optique intégrée polymère est considérée de plus en plus comme la solution pour réaliser des connecteurs, des coupleurs, des interfaces avec les composants électroniques.

Alors que les fibres optiques sont utilisées pour réaliser les liaisons point à point entre émetteur et récepteur, les topologies de réseaux font appel à des composants passifs pour distribuer le faisceau lumineux aux différents abonnés; par exemple, les coupleurs optiques assurent cette fonction de distribution de l'information.

Dans ce chapitre, nous présentons différents procédés de gravure par voie humide et par voie sèche. Nous développerons plus particulièrement la technique RIBE (Reactive Ion Beam Etching) ou IBAE (Ion Beam Assisted Etching), méthodes développées au laboratoire ;

ainsi que le balayage mécanique que nous avons mis en place afin de pouvoir graver des échantillons sur au moins 3 cm de longueur.

1. LES PRINCIPALES TECHNIQUES DE FABRICATION DES GUIDES POLYMERES.

La plupart des techniques de fabrication ont recours à des procédés de photolithographie pour définir la forme géométrique du guide. Quelques unes ont utilisé une écriture directe par faisceaux laser ou d'électrons.

Quatre types principaux de fabrication existent pour les guides polymères :

*** Gravure.**

La gravure correspond à l'enlèvement sélectif et contrôlé de matière pour produire la structure particulière souhaitée. La possibilité de graver avec précision beaucoup de polymères conduit à une technique directe pour réaliser les guides d'onde. Par exemple, le polyimide étalé à la tournette sur des substrats rigides, est ensuite localement éliminé soit par dissolution à l'aide de solvants adéquats, soit par gravure ionique réactive, pour donner finalement un guide en nervure.

*** Diffusion externe.**

Bien des polymères présentent des aptitudes à recevoir par diffusion des dopants (éventuellement de façon sélective) ; inversement, certains de leurs constituants (de bas poids moléculaire ou qui n'ont pas été piégés dans la structure) peuvent être diffusés thermiquement vers l'extérieur (cas des polycarbonates). Les zones ainsi traitées permettent de définir un guide.

*** Réaction locale par effet de polarisation.**

On peut créer sélectivement, par polarisation de molécules dopantes selon une même direction, des zones correspondant à un guide. Une photo-oxydation localisée peut également produire des réactions de pontage dans une zone qui définit un guide.

*** Polymérisation – diffusion induite.**

Des guides peuvent être également obtenus par diffusion contrôlée de monomères dans une matrice de polymère.

Ces techniques de fabrication exploitent ainsi des propriétés originales des polymères et des machines ont ainsi été développées pour appliquer ces techniques. On se limitera dans ce chapitre à présenter de façon plus détaillée les procédés de gravure, qui sont les techniques les plus courantes.

2. DIFFERENTS PROCEDES DE GRAVURE [1].

Les procédés de gravure nécessitent en principe deux étapes principales: la première concerne la réalisation de masques qui a lieu bien souvent par utilisation de « photoresists » qui sont des résines photosensibles (donc des milieux organiques); la seconde concerne la gravure proprement dite du film organique (ou éventuellement la photopolymérisation), à travers le masque qui définit la forme géométrique du composant optique.

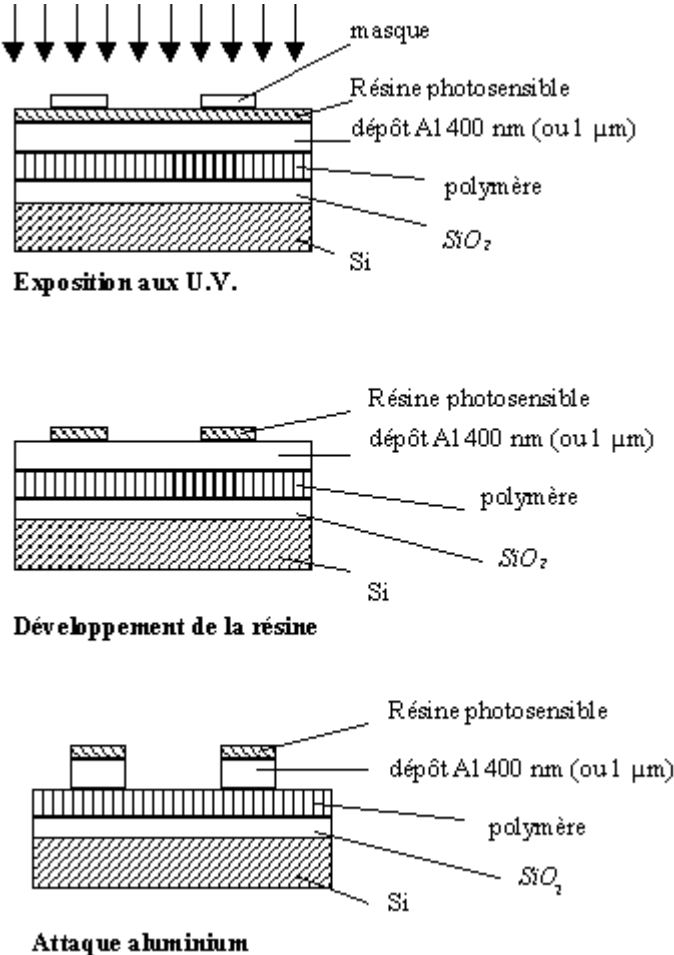
2.1 Utilisation de résines photosensibles pour fabriquer les masques. (figure1)

Généralement, les résines polymères sont utilisées dans la fabrication de masques de gravure pour l'attaque de films minces isolants, métalliques ou semi-conducteurs ; deux types de résines sont disponibles : les résines positives sont telles que la partie insolée soit soluble (développable), la partie non insolée étant insoluble ; au contraire, les résines négatives sont telles que la partie insolée soit insoluble.

Le masque est défini par une irradiation sélective aux UV : son développement par voie humide s'effectue pratiquement sans effet de sous gravure si le faisceau d'irradiation UV est un faisceau bien parallèle. Différents liquides de développement peuvent être utilisés : des acides (HF, HCl, H₂SO₄, HNO₃, H₃PO₄), des bases (KOH, NaOH, NH₄OH), des agents oxydants (H₂O₂, N₂H₄).

De plus, ces résines doivent avoir des résistances adéquates aux moyens de gravure humide ou sèche des films gravés. Si ce n'est pas le cas, un niveau supplémentaire (en aluminium sur la figure 1) doit être utilisé.

Figure 36 : principe de la lithographie pour les polymères. En lithographie « haute énergie » épaisseur Al : 1µm. En RIE, RIBE ou IBAE Al : 400 nm



2.2 Gravure de structures optiques (réalisation de guides polymères).

La gravure humide peut être encore utilisée dans des dispositifs n'exigeant pas des résolutions à quelques microns, mais elle présente l'inconvénient de produire des effets de sous gravure : le développement humide s'effectue de façon isotrope et il produit des profils gravés non rectilignes qui atteignent le dessous des zones supportant la zone masquée ; la définition géométrique du guide se retrouve ainsi fortement altérée. De plus, du point de vue économique, de la sécurité, et de la pollution, les procédés chimiques de la gravure humide sont onéreux, toxiques et nécessitent des contrôles de sécurité. En fait la gravure humide a été largement remplacée par les techniques de gravure par voie sèche dans les procédés modernes de fabrication de circuits intégrés.

La tendance est en fait au recours à la gravure sèche qui utilise des gaz à l'état de plasma et produit une attaque directive et anisotrope. Dans l'idéal, cette gravure sèche doit permettre d'obtenir des gravures très fines, de dimensions submicroniques.

La gravure par voie sèche peut être en réalité:

- totalement physique : gravure ionique dans laquelle des ions inertes tels que des ions argon sont utilisés pour graver par pulvérisation où l'on érode de la matière sur une surface par éjection : transfert de l'énergie cinétique des ions incidents sur les atomes de la cible et conduit à la pulvérisation.
- une combinaison de gravure physique et chimique : gravure avec des atomes et des ions réactifs tels que CF_4 pour graver Si. Le CF_4 se dissocie en ions F^+ et en atomes F, l'effet

chimique provoque la formation d'espèces volatiles par réaction entre les atomes et les ions incidents et les atomes de la surface.

- purement chimique : par exemple les atomes O produit dans un plasma d'O₂ permette d'enlever par oxydation une résine photosensible ; les produits extraits par gravure sont généralement des gaz volatils qui sont évacués par les systèmes de pompage.

Ces mécanismes de gravure dépendent à la fois de la nature des gaz utilisés dans le plasma qui sert à produire les ions ou les espèces réactives, et de la technologie employée qui utilise essentiellement une des trois configurations physiques de gravure suivante :

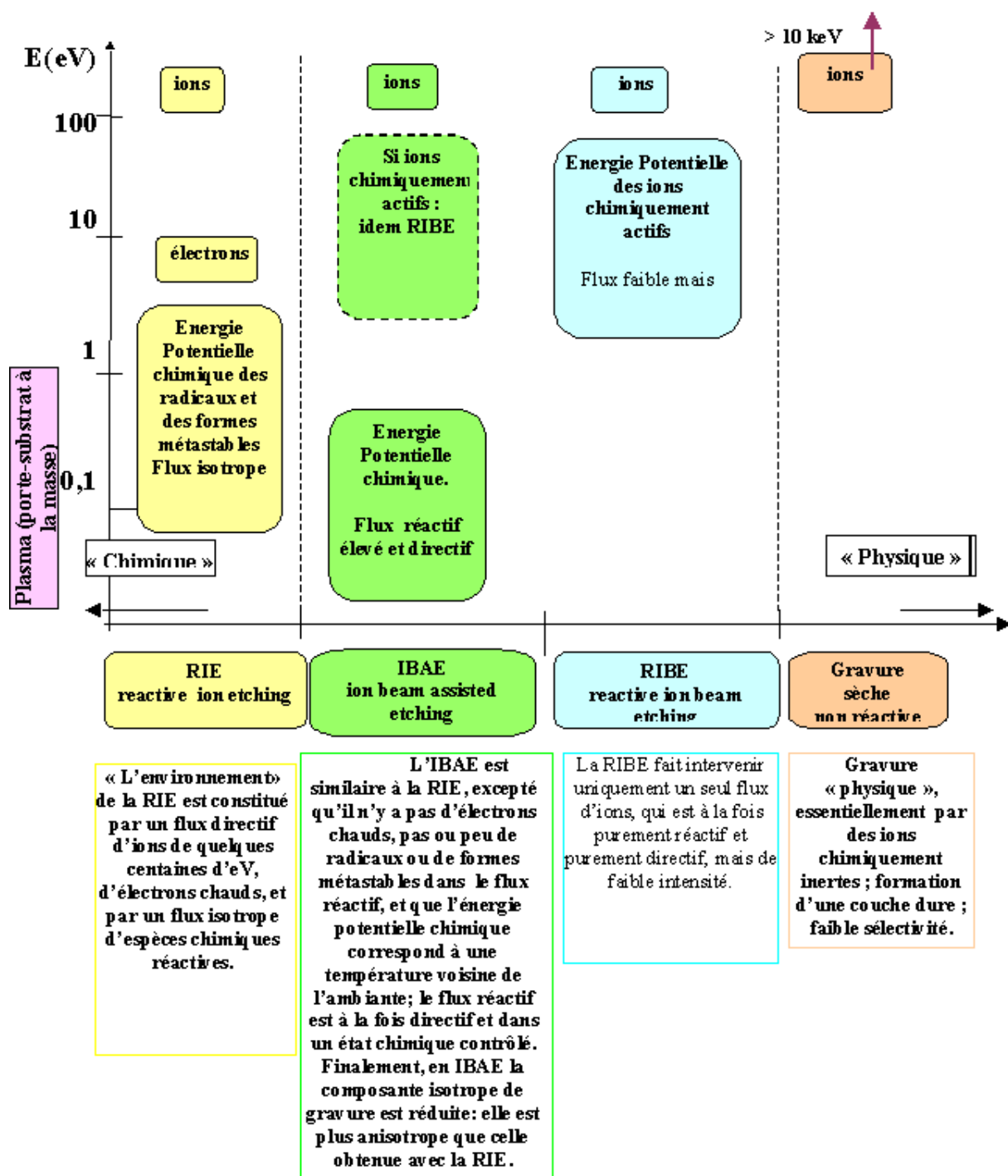
- la gravure plasma ou gravure ionique réactive (RIE pour « Reactive Ion Etching »), pour laquelle les substrats sont placés sur une des deux électrodes entre lesquelles est produit le plasma radiofréquence.
- la gravure sous faisceau d'ions réactifs (RIBE pour « Reactive Ion Beam Etching ») pour laquelle un faisceau d'ions réactifs (par exemple O⁺) est accéléré à partir d'une source d'ions vers les substrats
- la gravure assistée par faisceau d'ions (IBAE: pour « Ion Beam Assisted Etching ») qui couple à l'effet d'un faisceau d'ions incidents (qui peuvent être des ions inertes comme Ar⁺, ou réactifs comme O⁺) l'effet d'un flux de gaz réactifs comme l'oxygène moléculaire.

Sur la figure 35, nous avons résumé les différentes composantes de gravure qui interviennent dans les différents procédés possibles de gravure.

Dans tous ces procédés, les réactions de gravure sont initiées par les ions qui sont accélérés perpendiculairement à la surface des films; par conséquent, ces procédés peuvent conduire à de forts contrastes avec des murs pratiquement verticaux.

Ces procédés sont également beaucoup plus reproductibles que ceux de la gravure humide, et une grande variété de paramètres (pression, composition du gaz et débit, polarisation du substrat, puissance RF, ou énergie et densité de courant du faisceau d'ions) peuvent être ajustés pour contrôler certaines caractéristiques comme la vitesse de gravure, la sélectivité pour la gravure de différents matériaux et un paramètre très important, l'anisotropie.

Figure 37 : comparatif des composantes intervenant dans les processus de gravure (RIE, RIBE, IBAE, gravure sèche non réactive)



De nombreuses études ont été consacrées à la gravure des polymères par les techniques RIE [2][3][4], RIBE [5][6][7] ou IBAE [8][9]; pour notre part, nous nous sommes intéressés au procédé RIBE (ou IBAE).

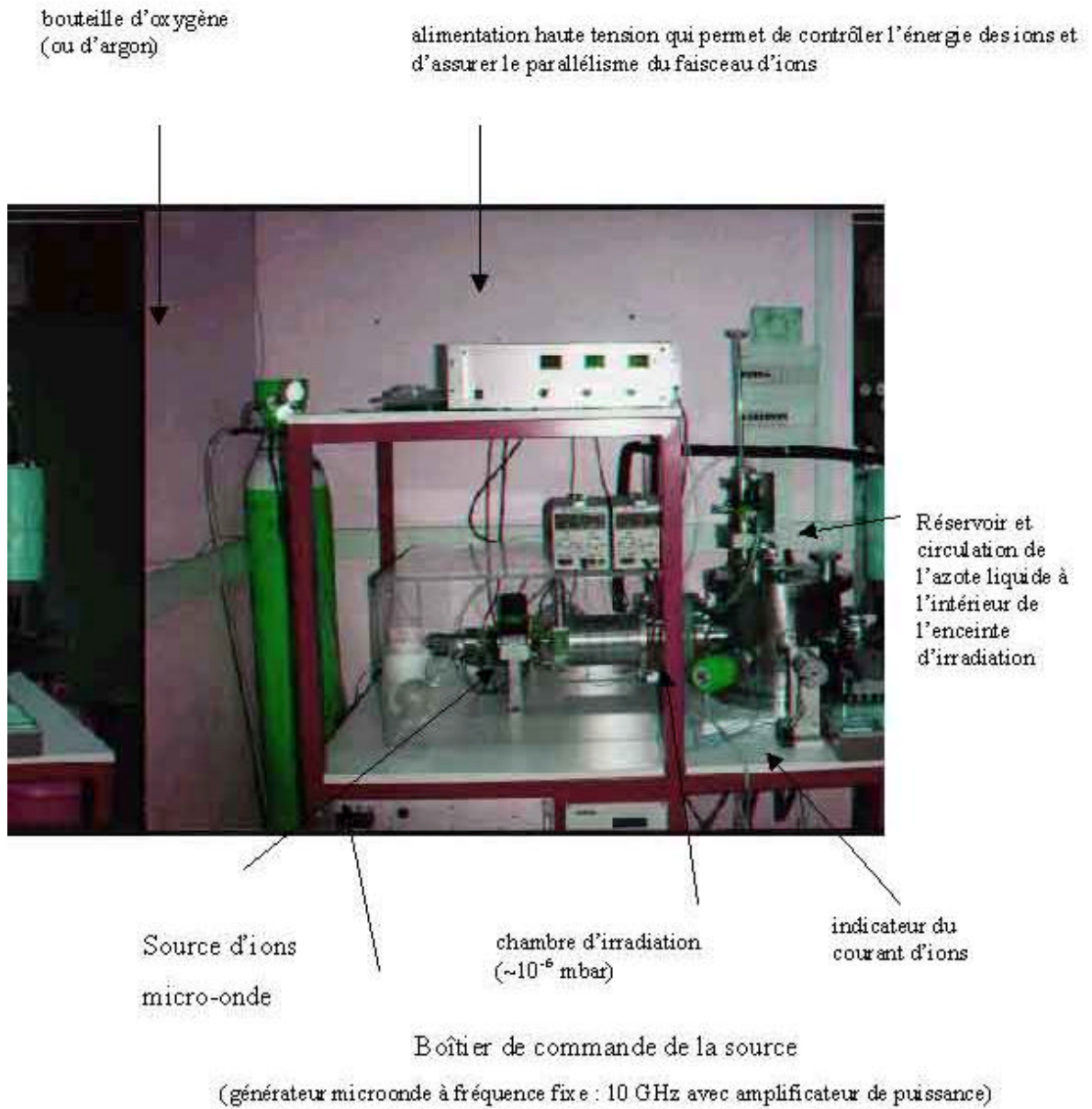
3 FABRICATION DE GUIDES PAR GRAVURE RIBE (ou IBAE).

3.1 Gravure RIBE (ou IBAE).

Ce mécanisme de gravure est physico-chimique; il résulte de la combinaison d'une action mécanique (la pulvérisation) et d'une réaction chimique. La gravure présente alors une double composante : une composante physique qui est due au transport de l'énergie cinétique des ions incidents sur les atomes de la cible (essentiellement par collisions élastiques) et conduit à leur pulvérisation, et une composante chimique (si les ions incidents sont chimiquement actifs) due à la formation d'espèces volatiles par réactions entre les ions incidents et les atomes cibles pulvérisés.

Lors d'études antérieures [10], nous avons montré que le dispositif de gravure mis en place au laboratoire (figure 38) était parfaitement adapté pour graver des matériaux organiques en utilisant, soit un faisceau d'ions oxygène (procédé RIBE), soit un faisceau d'ions argon associé à un flux moléculaire d'oxygène dirigé dans la direction de la cible (procédé IBAE) et qu'il était alors possible d'atteindre des profondeurs de gravure (sans effet de saturation) de l'ordre de $2\mu\text{m}$ en dix minutes avec des paramètres de faisceau (énergie, densité de courant) optimisés pour les deux procédés.

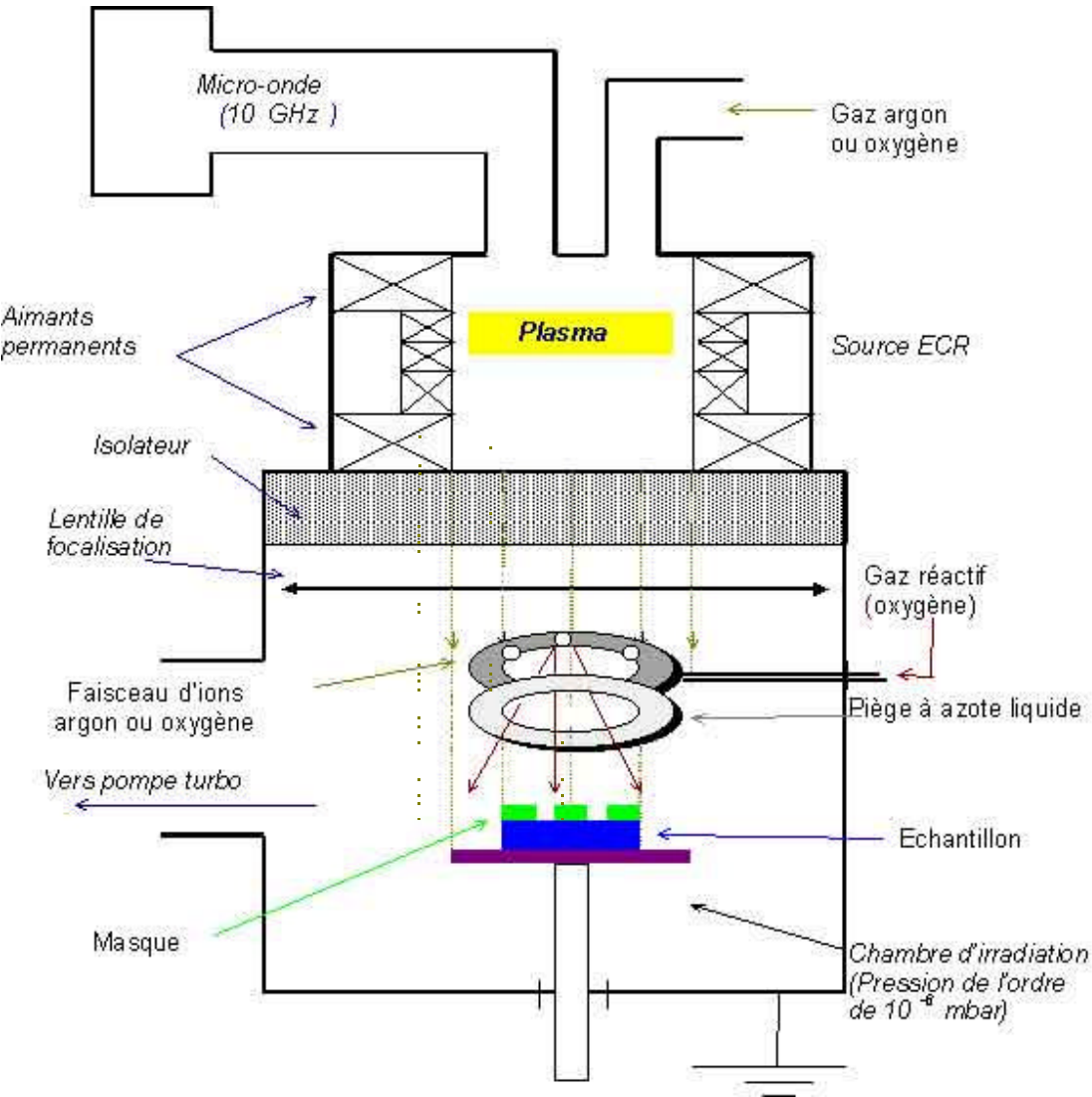
Figure 38 : Vue générale du dispositif pour la gravure.



Un tel dispositif permet d'une part de contrôler indépendamment l'énergie et la densité de courant des ions (mesuré par une cage de Faraday) et d'autre part de travailler à basse pression (de l'ordre de 10^{-6} torr au niveau de l'échantillon) et par conséquent de minimiser les collisions ions/atomes de gaz résiduels, ce qui est de bon augure pour obtenir des parois de guides plus verticales.

3.1.1 Principe d'un appareil pour la gravure RIBE (ou IBAE).

Figure 39 : Schéma de principe de l'ensemble du dispositif pour la gravure RIBE et IBAE.



La figure 37 représente l'appareil de gravure ionique réactive développé au laboratoire, fonctionnant avec une source d'ions de type E.C.R. (Résonance Cyclotronique Electronique) à 10 GHz : on couple une énergie microonde à la fréquence naturelle de résonance du gaz en présence d'un champ magnétique (~3500 Gauss) permanent. Cette source permet d'utiliser des gaz réactifs (pas de filament au niveau de la source) et d'obtenir un plasma à basse pression ($<10^{-5}$ torr) et basse température, tout en ayant des densités élevées d'espèces chargées et excitées. Les ions sont extraits et accélérés dans la direction de l'échantillon en appliquant une tension positive au niveau de la source ECR. A la sortie de l'électrode d'extraction, les ions présentent une certaine divergence qui induira une incidence sur le profil gravé. Pour remédier à cet inconvénient, une lentille électrostatique est placée directement derrière l'électrode et améliore ainsi le parallélisme du faisceau d'ions. Lors du procédé IBAE, un flux gazeux réactif est fourni par plusieurs entrées orientées dans la direction de l'échantillon ; dans ce cas un piège à azote liquide est nécessaire pour condenser les produits volatils issu de la gravure et une partie du gaz réactif non utilisé afin d'éviter des phénomènes de redéposition.

3.1.2 Optimisation des paramètres de gravure.

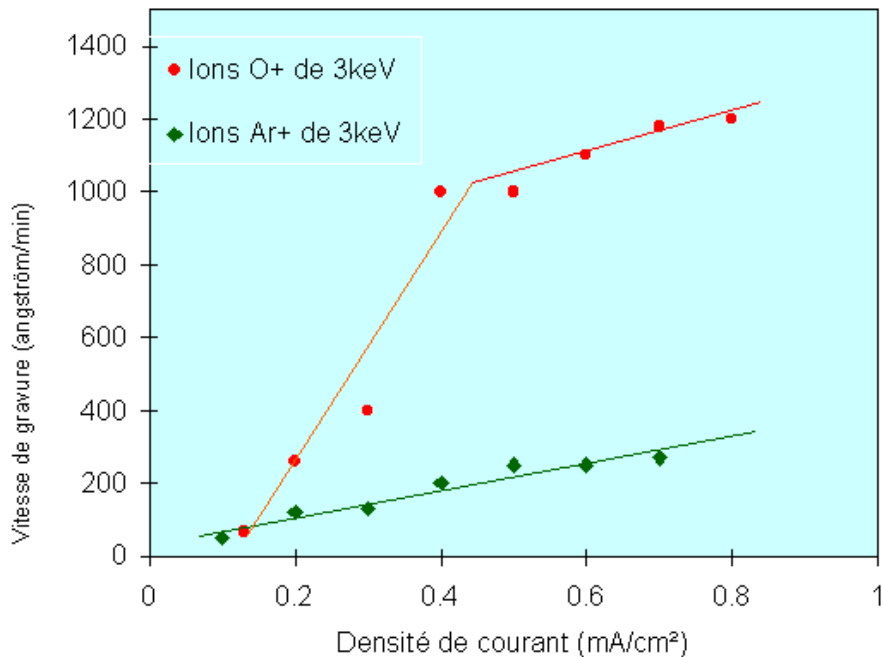
Nous nous proposons de présenter les principaux résultats obtenus lors d'études antérieures [11][12] sur la gravure d'un polyimide fluoré le 6FDA/ODA (commercialisé par Dupont de Nemours sous le nom PI 2566) utilisant les procédés RIBE (ou IBAE).

Une première étude a permis de montrer l'efficacité de la composante chimique de la gravure dès que la densité de courant des ions est suffisamment importante. Nous avons représenté (figure 38) l'évolution de la vitesse de gravure en fonction de la densité de courant aussi bien pour un ion réactif (oxygène) que pour un ion non réactif (argon) : ainsi avec les ions argon, nous obtenons une évolution quasi-linéaire sur tout le domaine de densités de courant étudié, en accord avec la théorie de la pulvérisation [13][14] ; par contre si l'on

compare cette évolution avec celle obtenue par des ions oxygène accélérés à la même énergie (3keV), on distingue trois régions :

- Région 1 ($J < 0,2 \text{ mA/cm}^2$) : la vitesse de gravure est proportionnelle à la densité de courant ; l'érosion du matériau n'a pratiquement lieu que par pulvérisation physique. Dans ce cas on suppose que les taux de réactions chimiques qui se produisent à la surface sont faibles, ce qui limite l'augmentation de la vitesse de gravure.
- Région 2 ($0,2 \leq J \leq 0,4 \text{ mA/cm}^2$) : le flux d'ions est suffisamment important pour que les réactions en surface deviennent prépondérantes. Dans notre cas comme les molécules formées de type CO_2 , H_2O , CO ... présentent une énergie de liaison plus faible que celle des atomes de la cible initiale (polyimide), la pulvérisation de ces espèces permet d'augmenter notablement la vitesse d'attaque du polyimide ; ce qui explique la vitesse de gravure beaucoup plus élevée avec des ions oxygène.
- Région 3 ($J > 0,4 \text{ mA/cm}^2$) : lorsque le nombre de réactions chimiques devient trop important à la surface, la vitesse d'évacuation (plus lente que la vitesse de réaction) limite la vitesse de gravure. Nous atteignons alors un palier de saturation pour lequel nous observons une faible augmentation de la vitesse de gravure avec la densité de courant.

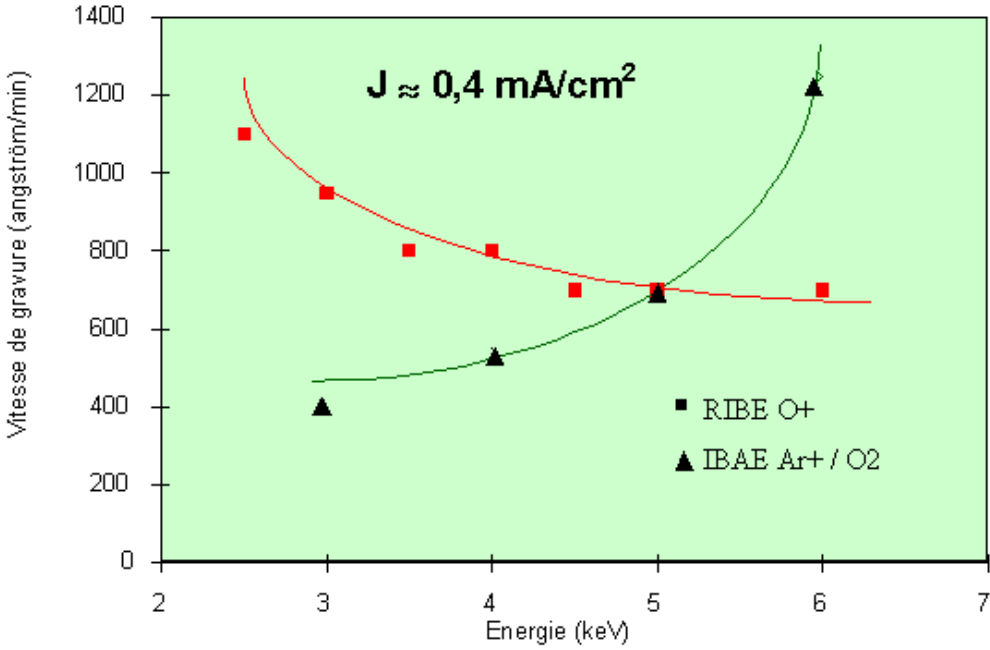
Figure 40 : Vitesse de gravure du polyimide 6FDA/ODA en fonction de la densité de courant pour deux types d'ions (O^+ et Ar^+) d'énergie 3 keV (par la technique RIBE).



Une autre étude basée sur l'optimisation des vitesses de gravure pour chacun des deux procédés (RIBE avec l'oxygène et IBAE) a donné les résultats suivants (figure 39) : les vitesses de gravure optimales pour chaque technique sont sensiblement identiques, seule l'énergie du faisceau est un paramètre sensible ; nous obtenons une vitesse de gravure maximale à 2,5 keV pour le procédé RIBE alors qu'en gravure IBAE, elle se situe à 6 keV.

Ce décalage en énergie pour le procédé IBAE par rapport à la technique RIBE peut s'expliquer de la façon suivante : au cours des collisions ions-molécules gazeuses, nous cassons une partie des molécules O_2 , créant ainsi de l'oxygène atomique dont la réactivité avec les polymères est bien connue ; les ions échangent ainsi de l'énergie à la fois avec la surface du matériau et avec les molécules gazeuses injectées près de la surface. De plus, nous pouvons envisager les hypothèses suivantes : à 2,5 keV, le flux gazeux ralentit considérablement les ions qui arrivent sur la cible et les ions n'ont plus suffisamment d'énergie à transférer aux atomes de la cible, alors qu'à 6 keV nous pouvons penser que les ions ont suffisamment d'énergie pour atteindre la cible et en transférer aux molécules O_2 afin que celles-ci puissent produire une composante de gravure réactive.

Figure 41 : Vitesse de gravure du polyimide 6FDA/ODA en fonction de l'énergie des ions pour deux procédés de gravure : RIBE (utilisant des ions O^+) et IBAE (utilisant des ions Ar^+ associés à un flux réactif O_2) à une densité de courant de $0,4 \text{ mA/cm}^2$.



3.1.3 Observation de structures gravées par RIBE.

Nous nous proposons de regarder les profils de guides d'ondes obtenus lors de la gravure d'un polyimide fluoré et de quantifier différents paramètres (qualité du masque d'aluminium obtenu par un procédé de photolithographie, divergence du faisceau d'ions, rugosité de la surface obtenue après traitement par faisceau d'ions) pour obtenir des parois de guides verticales; les plus lisses possibles.

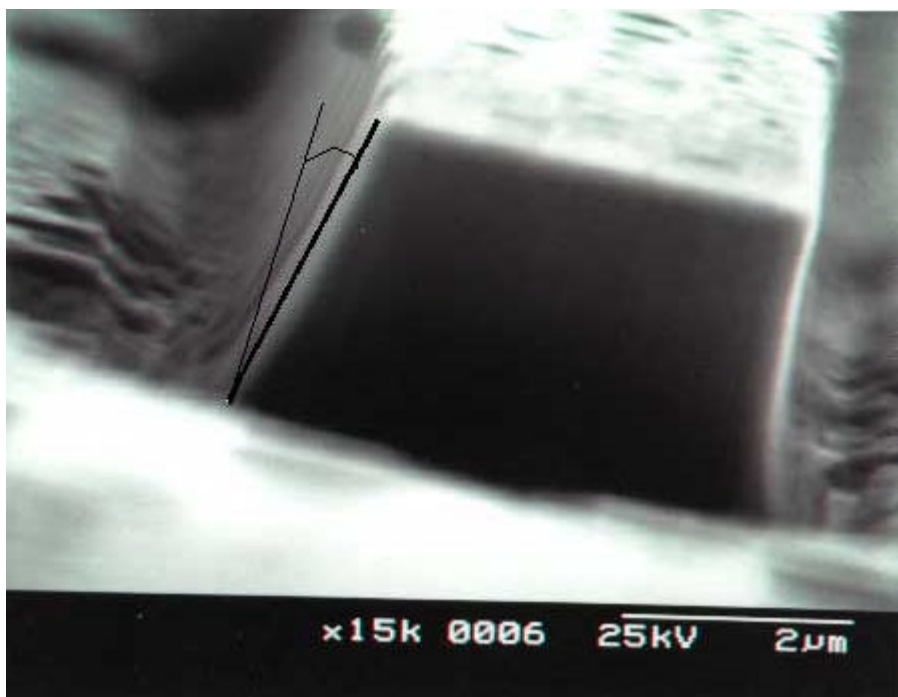
3.1.3.1 Influence de la qualité du masque d'aluminium sur le profil gravé.

Avant tout, il faut noter que la gravure des films de polyimide a été effectuée à travers un masque d'aluminium, obtenu par un procédé photolithographique. Ce masque d'aluminium représente une ligne de 3 cm de longueur, de 5 μm de largeur sur une épaisseur de 400 nm et présente quelques imperfections plus ou moins accentuées d'un motif à l'autre. D'une part le masque n'est pas d'épaisseur constante dans le sens de sa largeur mais a une forme bombée (semi-circulaire) ; si l'épaisseur d'aluminium sur les bords du masque n'est pas suffisante (< 200 nm), nous allons graver la totalité de la couche d'aluminium sur les bords et obtenir ainsi des parois inclinées comme cela est montré sur la figure 40.

Dans ce cas, nous obtenons la formation de tranchée de chaque côté du guide, qui est due à une pulvérisation secondaire provoquée par le rebond des ions après le premier choc sur la paroi en pente ; les ions ont donc suffisamment d'énergie pour pulvériser d'autres atomes et créer ainsi une rigole (phénomène qui a déjà été mis en évidence par l'auteur de la référence [15]). D'autres auteurs [16] ont attribué ce phénomène de tranchées à la redéposition du matériau pulvérisé provenant des parois : les atomes arrachés vont se déposer au centre du fond du sillon, créant ainsi des tranchées de chaque côté du guide. Dans notre cas, ce

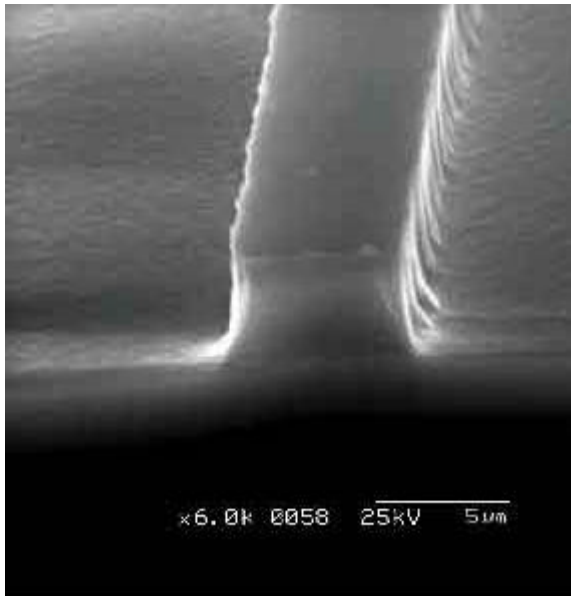
phénomène de redéposition ne peut pas être envisagé car la distance entre deux guides est de l'ordre de 250 μm .

Figure 42 : Photo obtenue au microscope électronique à balayage d'un profil gravé du polyimide 6FDA/ODA par la technique RIBE. (E=2,5 keV, J=0,4 mA/cm²).



D'autre part, le masque peut présenter une certaine rugosité (créée au cours du processus de photolithographie) sur la longueur de l'arête du masque, ce qui a pour conséquence de produire des raies sur les faces latérales des murs gravés (figure 8) ; un tel phénomène a déjà été observé par d'autres auteurs [17].

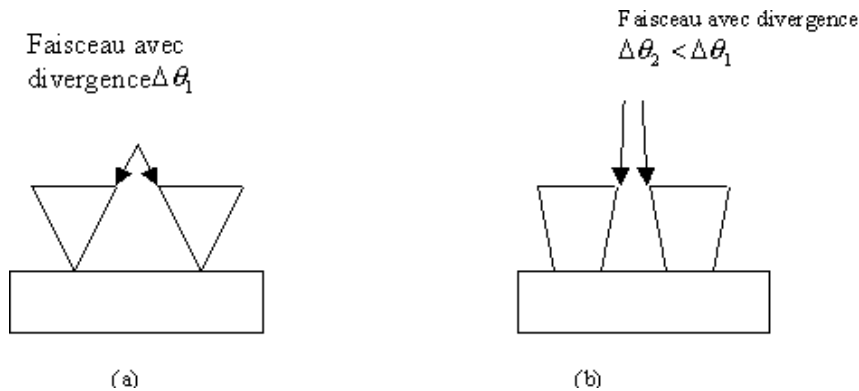
Figure 43 : Photo obtenue au microscope électronique à balayage d'un profil gravé du polyimide 6FDA/ODA par la technique RIBE. (E=2,5 keV, J=0,4 mA/cm²).



3.1.3.2 Influence de la divergence du faisceau d'ions sur le profil de gravure.

Nous savons que la gravure par faisceau d'ions présente l'avantage d'avoir une gravure très anisotrope à condition d'obtenir un faisceau parfaitement parallèle. De façon naturelle en sortie de source d'ions, le faisceau présente une divergence plus ou moins importante, ce qui peut conduire à des murs plus ou moins inclinés (figure 42)

Figure 44 : (a) faisceau de grande divergence
(b) faisceau avec une plus grande directivité

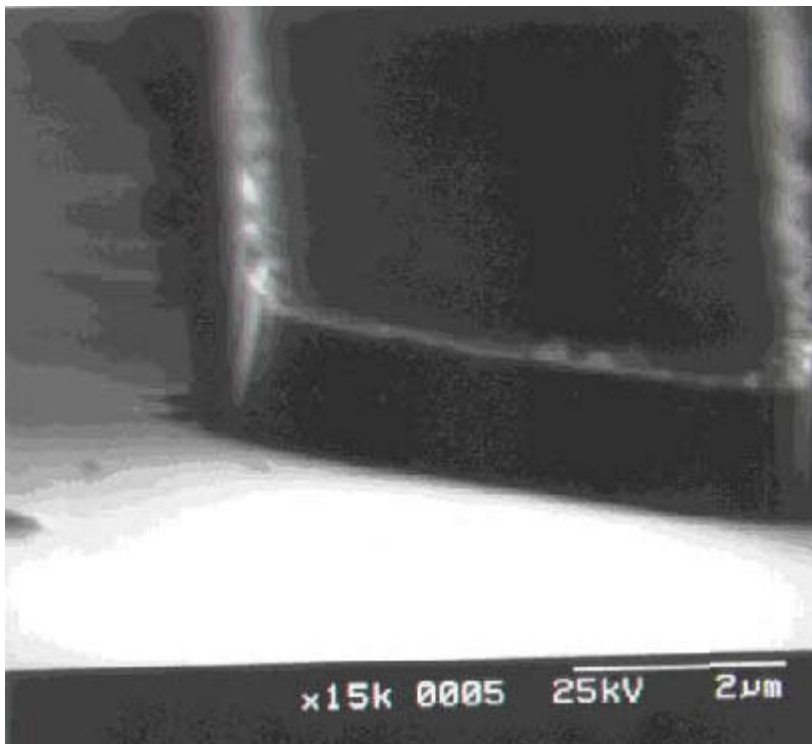


Deux solutions peuvent être apportées pour améliorer le parallélisme du faisceau : d'une part en augmentant la distance entre la source d'ions et l'échantillon, et d'autre part en agissant sur la valeur de la tension de la lentille placée en sortie de source d'ions (figure 4). La première solution s'avère impossible dans notre configuration car la distance source-échantillon est fixe (de l'ordre de 20 cm) ; par contre la deuxième solution nous a permis

d'obtenir un faisceau d'ions le plus directif possible en ajustant correctement la valeur de la tension de la lentille de focalisation (qui sera différente si nous modifions l'énergie des ions).

Finalement si le masque d'aluminium ne présente pas de défauts (épaisseur, forme, grain, etc...) avec un faisceau d'ions rigoureusement parallèle, nous obtenons une gravure assez idéale, avec des parois de guide d'onde très verticales comme cela est montré sur la figure 43.

Figure 45 : Photo au microscope électronique à balayage d'un profil gravé du polyimide 6FDA/ODA par la technique RIBE. ($E=2,5$ keV, $J=0,4$ mA/cm²).

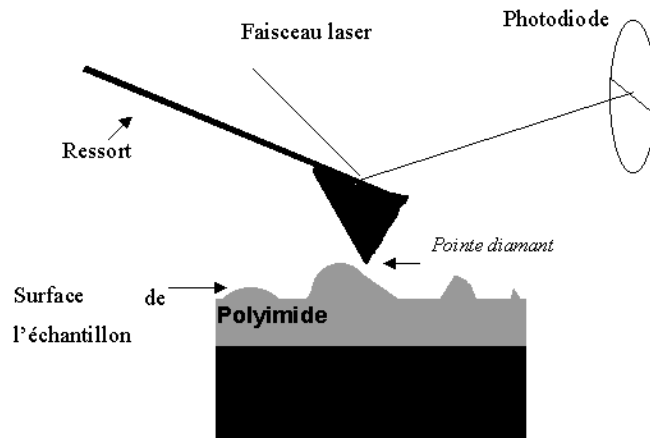


3.1.3.3 Rugosité de la surface obtenue après traitement par faisceau d'ions.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il était possible de réaliser des murs très verticaux par gravure RIBE; si en plus les murs sont très lisses (mieux que $0,1 \mu\text{m}$ de définition), nous pouvons espérer des pertes inférieures à $0,3 \text{ dB/cm}$ avec les polyimides fluorés.

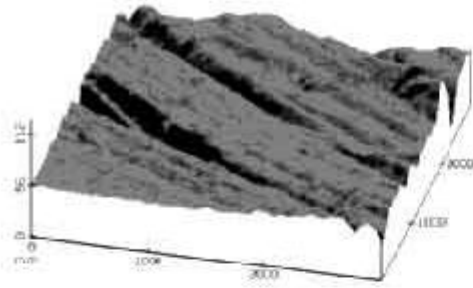
Nous avons donc entrepris des mesures de rugosité de la surface irradiée; cette caractérisation de la topographie de la surface a été effectuée à l'aide d'un microscope à force atomique (AFM): on déplace une pointe diamant à la surface de l'échantillon et toute déflexion de cette pointe est mesurée par la déflexion d'un faisceau laser, ce qui permet ainsi de reconstituer la topographie de la surface de l'échantillon (figure 44). Le calcul de la rugosité s'effectue simplement par différence entre les hauteurs maximales et minimales ($R = h_{MAX} - h_{MIN}$).

Figure 46 : schéma de principe du microscope à force atomique.



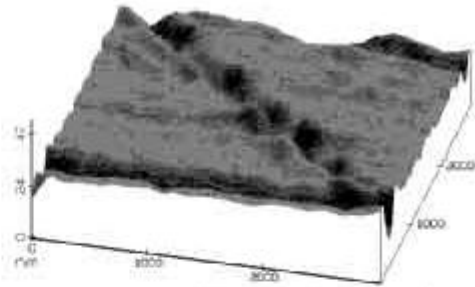
Cette étude a permis de montrer que l'utilisation d'un faisceau d'ions oxygène de faible énergie ($2,5 \leq E \leq 6$ keV) permettait dans le meilleur des cas de diminuer la rugosité d'un facteur 4 (figure 52) avec des paramètres de faisceau optimisés pour obtenir une gravure idéale. Le fait de travailler à faible énergie évite des endommagements de surface, et compte tenu des valeurs de rugosité obtenues après irradiation du polyimide avec des ions oxygène, nous pouvons espérer limiter les pertes de propagation le long du guide et envisager d'autres applications telles que le nettoyage et le polissage de surface. D'autres auteurs [18] ont obtenu ce résultat (diminution de la rugosité d'un facteur 2) dans le cas de films de polyimide mais en utilisant des ions azote.

Figure 47 : Visualisation en 3D de la surface des échantillons polyimide



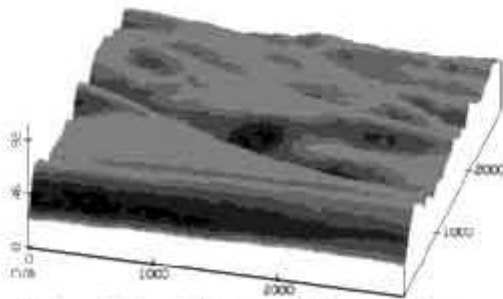
Polyimide non irradié

$$\Rightarrow R = 97 \text{ nm} \pm 9 \text{ nm}$$



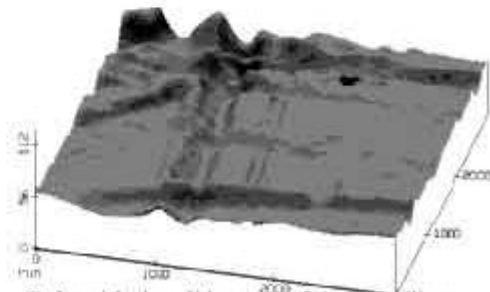
Polyimide irradié par un faisceau d'ions oxygène ($E = 6\text{keV}$ - $J = 0.4\text{mA} / \text{cm}^2$)

$$\Rightarrow R = 24 \text{ nm} \pm 3 \text{ nm}$$



Polyimide irradié par un faisceau d'ions oxygène ($E = 6\text{keV}$ - $J = 0.2\text{mA} / \text{cm}^2$)

$$\Rightarrow R = 42 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$$



Polyimide irradié par un faisceau d'ions oxygène ($E = 2.5\text{keV}$ - $J = 0.2\text{mA} / \text{cm}^2$)

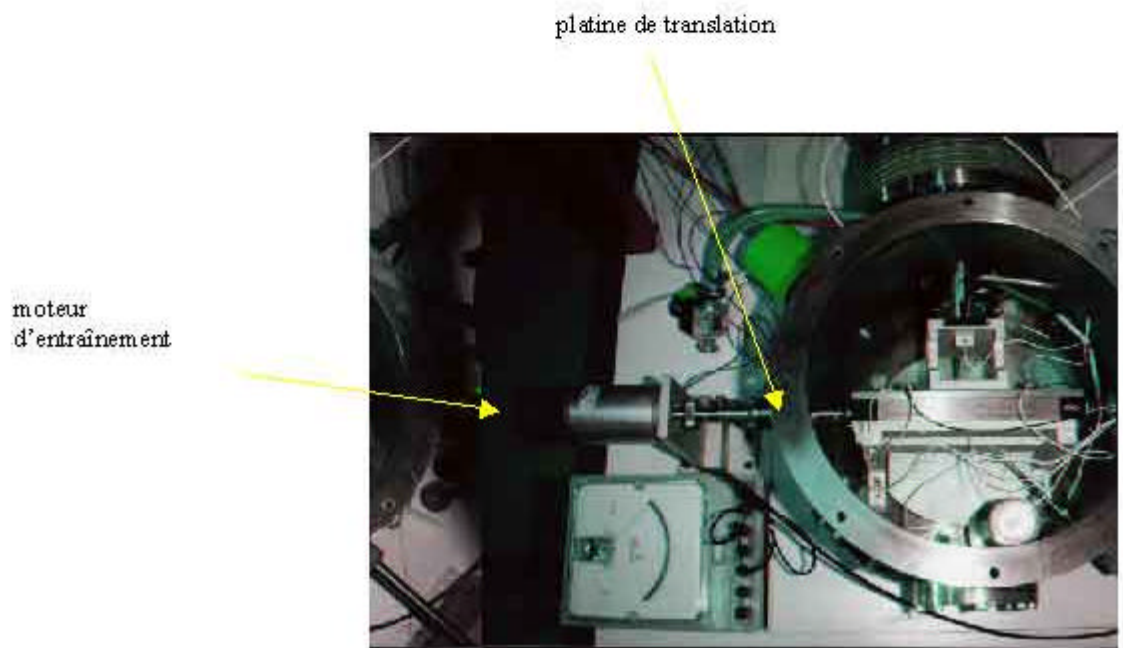
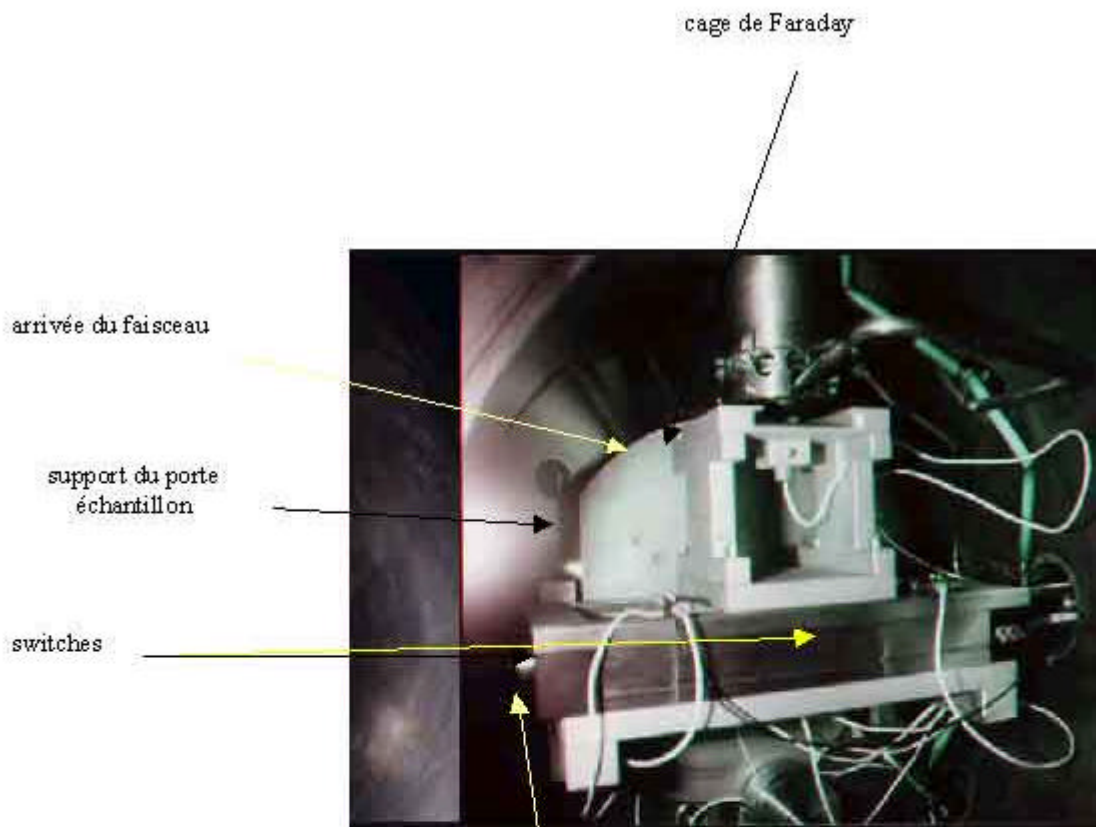
$$\Rightarrow R = 70 \text{ nm} \pm 6 \text{ nm}$$

3.2 Elaboration d'un guide d'onde optique pouvant guider la lumière sur au moins 3 centimètres.

Le dispositif de gravure tel qu'il a été présenté jusqu'à présent ne permet pas de réaliser des guides sur plusieurs centimètres de longueur car la source d'ions ECR que nous utilisons nous impose une densité de courant homogène et efficace pour graver les polyimides sur une surface de 2mm². Comme le dispositif ne permet pas de balayer le faisceau d'ions sur plusieurs centimètres, nous avons conçu un balayage mécanique de l'échantillon (figure 46).

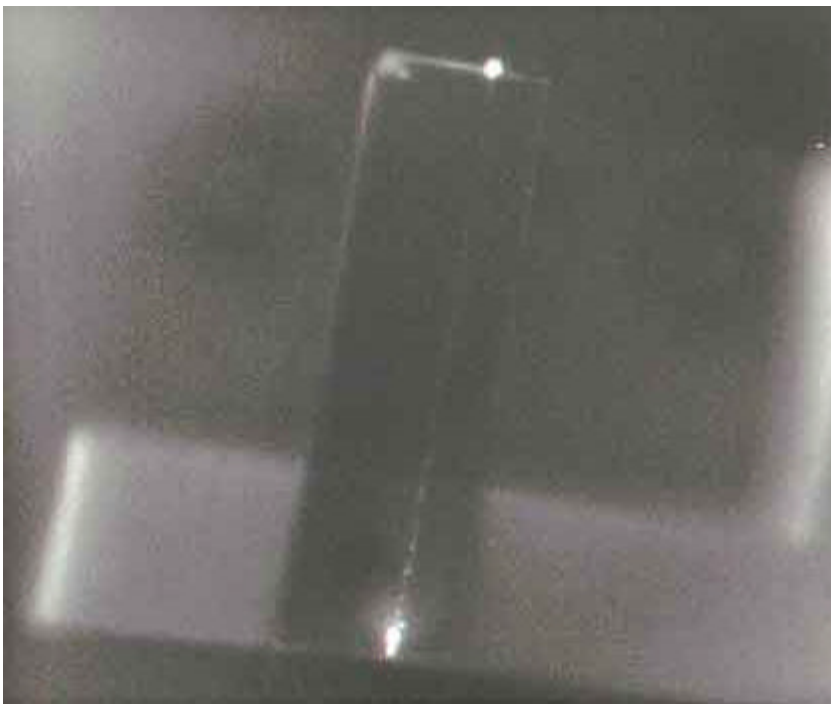
Nous disposons d'une platine de translation (de chez micro-contrôle) qui est entraînée par un moteur à courant continu, placé à l'extérieur de l'enceinte sous vide. Pour assurer les aller-retour de l'échantillon devant le faisceau, deux swiches ont été fixés sur la platine de part et d'autre, limitant ainsi la course de l'échantillon et provoquant l'inversion du sens de rotation du moteur par le biais de relais positionnés à l'extérieur. La vitesse d'entraînement de l'échantillon a été optimisée et fixée à 3 cm/s.

Figure 48 : Balayage mécanique de l'échantillon pour obtenir des longueurs de guidage de 1 à 6 cm



Pour valider ce procédé de balayage mécanique, nous avons d'une part contrôlé au moyen d'un microscope électronique que l'épaisseur gravée du polyimide était constante, tout en nous assurant que les parois soient verticales sur toute la longueur du guide. D'autre part, nous avons visualisé la propagation du signal optique le long du guide (figure 47), étude que nous allons développer dans le chapitre suivant.

Figure 49 : Visualisation du signal optique le long du guide au moyen d'une caméra infrarouge.



L'ensemble de ces résultats montre des perspectives intéressantes dans la réalisation de composants électrooptiques tels que des modulateurs de phase polymères.

REFERENCES DU CHAPITRE IV.

1. A. Moliton, Optoélectronique moléculaire et polymère : des concepts aux composants. Springer 2002.
2. O. Joubert, J. Pelletier, Y. Arnal, J. Appl. Phys., 65 , 5096, (1989).
3. G. Fortuno-Wiltshire, J. Vac. Sci. Technol., A9, 2356 (1991)
4. T.M. Mayer, R.A. Barker, L.S. Whitman, J. Vac. Sci. Technol., 18, 349, (1981)
5. M. A. Bosch, L. A. Col Drew, E. Good, Appl. Phys. Lett., 38, 264, (1981)
6. J. M. E. Harpen, J. J. Cuomo, H. R. Kaufman, J. Vac. Sci. Technol., 21, 737, (1982)
7. J. Tkach, polyimides: Synthesis, Characterization and Applications, vol. 2, ed. K. L. Mittal, Plesum, New York, p. 827, (1984)
8. M. W. Geis, G. A. Lincoln, N. N. Efremow, W. J. Piacentini, J. Vac. Sci. Technol, 19, 1390 (1981)
9. G. A. Lincoln, M. W. Geis, S. Pong, N. N. Efremow, J. Vac. Sci. Technol, 1, 4, (1983)
10. C. Moussant, thèse de l'université de Limoges (1999)
11. B. Lucas, C. Moussant, A. Moliton, J. Zyss, Polymer Internationnal, 47, 210-214, (1998)
12. C. Moussant, B. Lucas, A. Moliton, Synthetic Metals, 115, 29-32, (2000)
13. P. D. Townsend, J. C. Kelly, N. E. W. Hantley, "Ion Implantation Sputtering and their application" Ch. 6, Academic Press, New York (1976)
14. R. Behrisch, "Sputtering by Particle Bombardement: Physical Sputtering of Single Element Solids", édition Springen-Venlag, Berlin (1981)
15. P. N. Favennec, Technologies pour les composants à semiconducteur, Science de l'ingénieur, Ed. Masson, (1990)
16. J. M. E. Harpen, J. J. Cuomo, H. R. Kaufman, Anna. Rev. Mater. Sci, 13, 413 (1983)

17. A. T. Ping, M. A. Khan, I. Adesider, *Semicond. Sci. Technol.*, 12, 133, (1997)
18. V. Svorcik, E. Arenholz, V. Rybka, V. Huatowicz, *Nuclear Instruments and methods in Physics Research B* 122, pp. 663-66, (1997).

CHAPITRE V : VERS LA REALISATION D'UN MODULATEUR DE PHASE "TOUT POLYMERE".

Ce chapitre est consacré à la mise au point de filières technologiques permettant de montrer la faisabilité d'un modulateur de phase à base de matériaux organiques

Nous allons décrire les principales étapes que nous avons été amenées à utiliser en vue de la réalisation d'un composant à base de polymères. Ces technologies s'appuient d'une part sur l'utilisation de méthodes employées en microélectronique : la photolithographie, la gravure, et d'autre part sur la réalisation de l'empilement de couches polymères passifs et actifs sur substrat de silicium. Pour valider ces différentes étapes, nous nous appuierons sur des caractérisations optiques (passives et actives) de guides d'onde aux longueurs d'ondes 1,3 μm et 1,55 μm et nous montrerons, au moyen d'une camera infrarouge, la propagation de l'onde guidée en configuration modulateur de phase.

1. LISTE DES MATERIAUX UTILISES.

Compte tenu de la facilité de mise en œuvre des polymères et de certaines de leurs propriétés électrooptiques, il existe un fort potentiel pour leur utilisation aussi bien comme matériau passif qu'actif pour réaliser des composants électrooptiques. Cette étude se situe dans le cadre d'un contrat France Telecom, impliquant plusieurs équipes de physiciens et de chimistes. Ainsi en accord avec France Telecom et les différents laboratoires travaillant sur

ce projet, l'équipe CNRS du LMOPS de Vernaison (responsable R. Mercier) nous a fourni un polyimide fluoré à base d'anhydride (6FDA) et de la métaphénylène diamine (MPDA) qui présente d'incontestables avantages (bonne imperméabilité à l'eau, faible constante diélectrique, faible indice de réfraction, bonne stabilité chimique et thermique (température de transition vitreuse : $T_g = 305$ °C), bonne transparence dans l'infrarouge). Ce polymère se prête bien ainsi à la réalisation de guides d'ondes pouvant fonctionner aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques ; de plus, il peut être mélangé avec un colorant, le Disperse Red One (DR1), pour le rendre optiquement actif ; dans ce cas, la performance du système obtenu est alors conditionnée par la concentration de chromophores que l'on est capable de dissoudre dans le polymère.

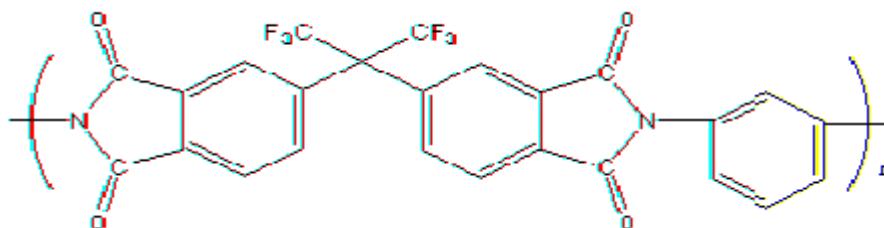
1.1 Les polymères passifs.

Nous présentons les différents polymères que nous avons employés au cours de cette étude :

- Le polyimide 6FDA/MPDA:

Ce matériau nous a servi de base dans la réalisation du modulateur de phase. Les films de polyimide ont été obtenus par spin-coating à partir d'une solution contenant 200 mg (ou 150 mg) de ce polymère dilué dans 1 ml de γ -butyrolactone. La structure du monomère de ce polyimide est représentée ci-dessous (figure 48).

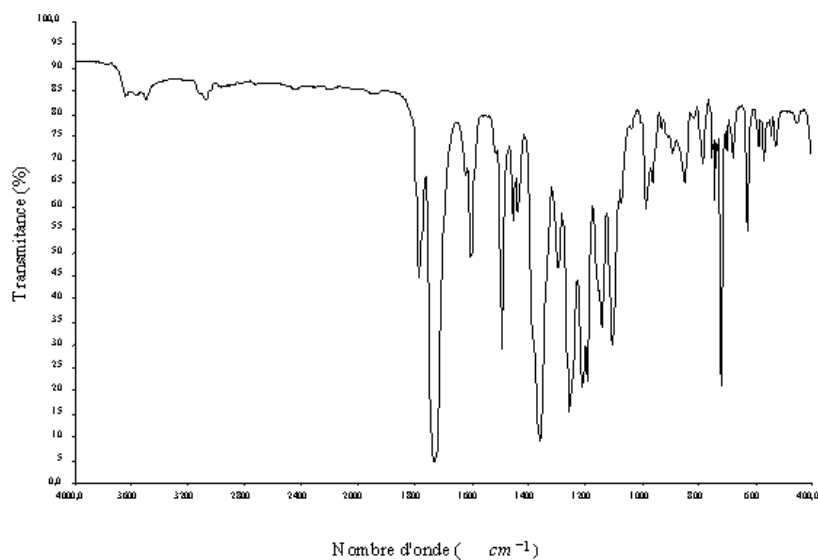
Figure 50: Structure du monomère 6FDA/MPDA.



De façon générale, les polyimides fluorés [1] sont de bons candidats pour réaliser des guides d'ondes de faibles pertes. Leur bonne imperméabilité à l'eau permet de limiter les pertes par absorption.

Comme nous l'avons déjà dit, il a une faible permittivité diélectrique relative (2,9 à 1 kHz) ainsi qu'un faible indice de réfraction (1,575 à 1,3 μm); ces propriétés sont attribuées à la présence du fluor. De plus le fluor est un élément fortement électronégatif, ce qui se traduit par des liaisons C-F très fortes qui donnent au matériau sa bonne stabilité thermique et chimique. Enfin, ce sont des matériaux qui permettent d'obtenir une bonne transparence dans l'infra rouge comme le montre la figure 49.

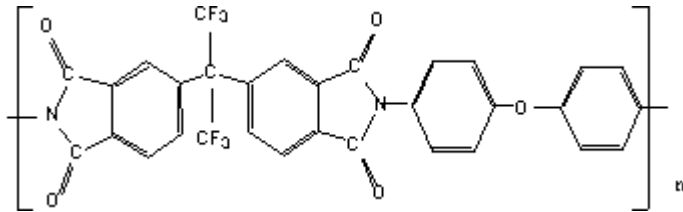
Figure 51: Spectre d'absorption du 6FDA/MPDA.



- Le polyimide 6FDA/ODA:

Ce matériau peut être obtenu par différents procédés de dépôts: la voie humide (polymère en solution) et la voie sèche (PVD, CVD...). Dans notre cas, nous avons obtenu les films de polyimide par une nouvelle technique de dépôt (sans solvants), la polymérisation par condensation (VDP), qui a été récemment développée au laboratoire [2]. Il s'agit de l'évaporation sous vide de deux types de monomères (par exemple le 6FDA et l'ODA) ayant des groupes fonctionnels réactifs à chacune de leurs extrémités. Ce dépôt a été réalisé en couche mince (~ 100 nm) pour faire adhérer deux polymères déposés par spin-coating. La figure 3 présente la structure de ce polymère.

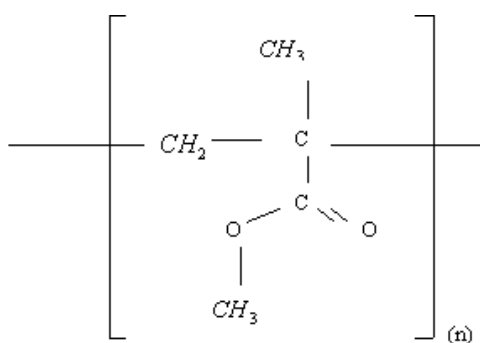
Figure 52: Structure du monomère 6FDA/ODA.



- Le polyméthylméthacrylate (PMMA) :

C'est un polymère couramment employé dans de nombreuses applications, notamment pour la fabrication de guides d'ondes, et qui présente de bonnes propriétés de solubilité et de filmabilité : le PMMA est soluble dans le chloroforme, et il a l'avantage de se polymériser à température ambiante. Ce matériau nous a servi de couche tampon supérieur dans la réalisation du modulateur afin d'éviter de déposer un matériau tampon sur la couche active (polyimide partiellement converti) possédant un solvant identique. Sur la figure 51, nous présentons la formule du PMMA dont l'indice de réfraction est 1,48 et le $T_g = 110^\circ\text{C}$.

Figure 53: Structure du PMMA.

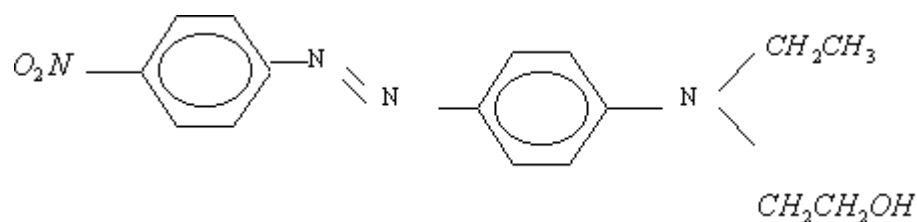


1.2 La couche active: le polyimide 6FDA/MPDA fonctionnalisé par un colorant, le Disperse Red One (DR1).

Comme couche active, nous avons utilisé un polymère fonctionnalisé (système hôte - invité) le 6FDA/MPDA+DR1, qui est obtenu en mélangeant simplement le 6FDA/MPDA et le DR1; ces deux produits étant dissous dans le même solvant (la γ -butyrolactone), le mélange se fait donc sans problème. Le DR1 que nous avons utilisé est dissous dans la γ -butyrolactone à 4,8 % en poids de DR1. Nous avons fait le mélange avec le 6FDA/MPDA concentré à 200 mg/ml; en prenant 10 g de cette solution et en le mélangeant avec 4 g de DR1 nous avons obtenu une solution de 6FDA/MPDA+DR1 à 10 % en poids de DR1 par rapport au polyimide. Nous avons aussi fait un mélange avec 20% et 5 % en poids de DR1 par rapport au polyimide, mais dans le cas du mélange à 20 %, le dépôt ne présentait pas une épaisseur suffisante pour nos applications ($<1\mu\text{m}$); de plus dans le cas du mélange à 5 %, la modification de l'indice n'était pas suffisamment importante pour guider dans une structure

enterrée polyimide (voir chap. II). Sur la figure 52, nous avons représenté la molécule de Disperse Red One (DR1)

Figure 54: Structure du DR1.



Nous verrons plus loin dans ce chapitre les méthodes employées pour conférer à ce matériau des propriétés non-linéaires quadratiques. Ces effets sont le plus souvent obtenus par orientation sous un champ électrique intense des chromophores hyperpolarisables. Ce poling électrique permet d'induire dans le polymère actif une non-centrosymétrie que nous souhaitons la plus stable possible.

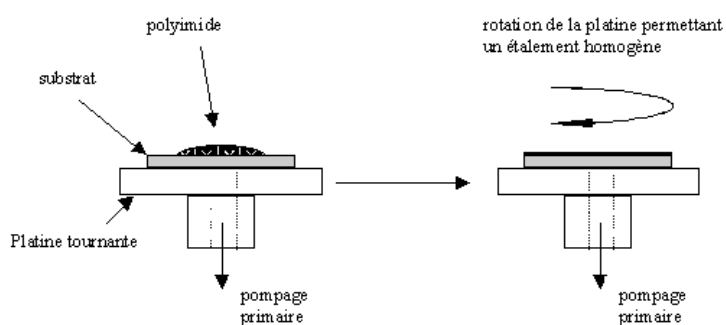
2. MISE EN FORME DES MATERIAUX ET TECHNOLOGIES UTILISEES POUR LA REALISATION D'UN GUIDE D'ONDE.

2.1 Dépôt du polyimide 6FDA/MPDA.

Le polyimide se présente sous forme dissoute dans la γ -butyrolactone; pour obtenir nos films, nous avons utilisé une tournette (dont nous pouvons programmer l'accélération, la vitesse ainsi que la durée d'étalement) dont le principe est représenté sur la figure 6. La force centrifuge permet de répartir de façon uniforme le matériau sur le substrat. Cette méthode porte souvent le nom anglo-saxon de "spin coating".

Les films de polyimides sont déposés sur des substrats de silicium oxydés, obtenus par oxydation thermique sur $3,5 \mu\text{m}$; l'oxyde de silicium permet une meilleure mouillabilité du promoteur d'adhérence qui lui même favorise l'adhérence du polyimide sur le substrat. La silice peut aussi servir de couches tampons pour des guides enterrés.

Figure 55: Principe de la tournette.



Nous donnons ci-dessous le processus de dépôt du 6FDA/MPDA ainsi que celui du 6FDA/MPDA+DR1 sur des wafers de silicium oxydé de 2 pouces d'une épaisseur de 280 μm nécessaire pour un bon clivage (voir p 138):

- Nettoyage des wafers à l'acétone puis à l'eau désionisée, séchage à la centrifugeuse, puis mise à l'étuve pendant 10 min.

- Dépôt du promoteur d'adhérence (le VM 651) à la tournette.

Pour préparer ce promoteur nous diluons 0,05 ml de VM 651 dans 10 ml d'eau désionisée, ensuite nous agitons le tout pendant 30 min ; cette solution, une fois préparée, a une durée de vie d'environ 48 heures.

Nous déposons ce promoteur d'adhérence sur le wafer et nous laissons mouiller pendant environ 15 à 20 s, ensuite nous lançons la tournette pendant 30 s avec une accélération de 200 tr/min/s et pour atteindre une vitesse de 3000 tr/min. Pour finir, nous procédons à un recuit d'une minute à 100 °C sur plaque chauffante.

- Avant l'étalement du polyimide, nous mettons le wafer à l'étuve pendant 10 min à 120°C, puis nous déposons le polyimide sur le wafer et nous laissons reposer pendant une à deux minutes, le temps que d'éventuelles petites bulles d'air se trouvant dans le polyimide remontent à la surface; en effet si nous lançons trop rapidement la tournette ces éventuelles petites bulles d'air peuvent induire des défauts à la surface du film (défauts qui seraient critiques pour nos guides).

Les paramètres de la tournette pour obtenir un film d'une épaisseur de 6 μm sont :

- accélération: 200 tr/min/s
- vitesse: 2000 tr/min
- durée: 30 secondes

Cette dernière étape est très importante car ce sont en effet l'accélération et la vitesse de la tournette qui vont déterminer l'épaisseur du film (plus la vitesse et l'accélération sont importantes, plus l'épaisseur du film est faible); la durée doit être suffisamment longue pour avoir un dépôt uniforme sur la presque totalité du wafer (en effet sur les bords, l'épaisseur du film est légèrement plus importante que sur le reste du wafer).

Nous procédons ensuite à un recuit sur plaque chauffante du film ainsi obtenu :

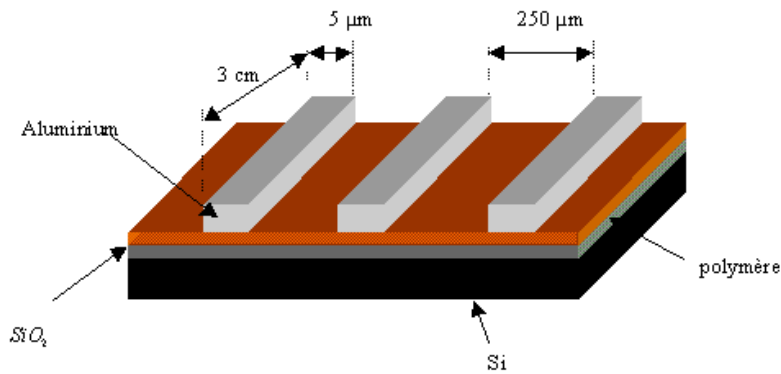
- 16 heures à 160 °C puis une heure à 300 °C pour le polyimide vierge (le 6FDA/MPDA concentré à 150 mg/ml ou à 200 mg/ml).
- 16 heures à 110 °C pour le polyimide fonctionnalisé (le 6FDA/MPDA+DR1 à 10 % en poids).

En effet le DR1 commençant à se dégrader vers 160 °C, et donc nous ne pouvons pas effectuer le même recuit pour le polyimide fonctionnalisé que pour le polyimide vierge. Afin de garder une uniformité du DR1 dans le polymère hôte, nous avons effectué ce recuit à 110°C.

2.2 Technologies utilisées pour la réalisation d'un guide d'onde.

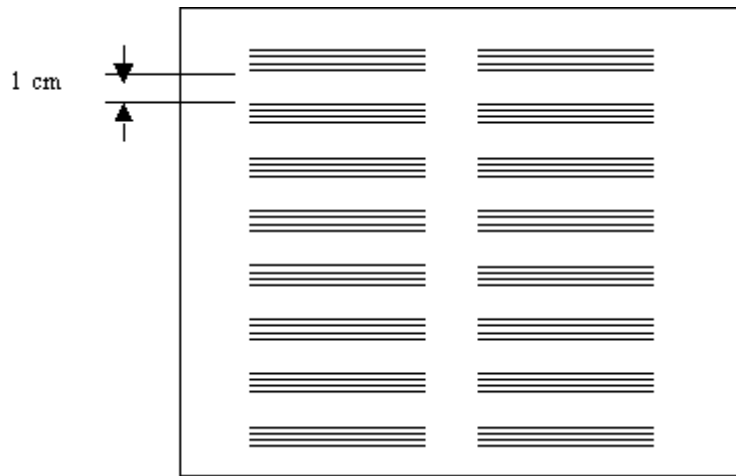
Comme nous l'avons déjà dit, cette étape de réalisation de guide utilise principalement des méthodes employées en microélectronique, telle que: la photolithographie, la gravure réactive. Ici nous développerons uniquement le processus de photolithographie puisque l'étape de gravure par des procédés RIBE (ou IBAE) a été largement exposée dans le chapitre précédent. La photolithographie consiste à reproduire sur le film de polyimide (dans notre cas) un motif bien défini, en aluminium par exemple (figure 54).

Figure 56: Structure du masque obtenu par photolithographie.



Pour réaliser ceci, nous utilisons un masque de photogravure (figure 55); qui est une plaque de verre sur laquelle se trouve un motif en chrome. Il est composé d'une série de quatre lignes de 5 µm de large, chaque lignes étant espacées de 250 µm; un centimètre sépare chaque série de quatre lignes. Ce masque a été réalisé au Laboratoire d'Analyse et d'Automatique des Systèmes (LAAS) à Toulouse.

Figure 57: Masque de photogravure.



Le processus de photolithographie s'effectue comme suit:

- Sur le polyimide (qui a été déposé sur un wafer de silicium oxydé), dépôt par sputtering d'une couche d'aluminium de 4000 Å d'épaisseur; on introduit ensuite l'ensemble dans une étuve à 130 °C pendant 30 minutes.

- Dépôt par spin coating d'un promoteur d'adhérence l'hexaméthylsiloxane (HMDSO $(CH_3)_3 - Si O Si - (CH_3)_3$) sur l'aluminium, avec une accélération de 3000 tr/min/s, une vitesse de 4000 tr/min pendant 30 s.

- Dépôt de la résine photosensible S1813 (schipley) à la tournette avec les mêmes paramètres que pour le dépôt de l'HMDS. Cette résine est une résine positive, de telle sorte que les parties insolées aux UV soient solubles (développable) dans une solution à base de soude. Puis recuit de l'ensemble pendant une minute à 100 °C

- Alignement du masque de photogravure sur le wafer de silicium (à l'aide de l'aligneur de masque SET -MA 750 de chez Karl Suss), de telle sorte que les lignes du masque se retrouvent parallèles au méplat du wafer : une fois gravés, les échantillons se clivent alors perpendiculairement aux lignes.

- Insolation de l'échantillon aux U.V. à travers le masque pendant 3 s. L'échantillon est ensuite plongé dans un bain de révélation (développement) pendant 40 à 45 s, rincé pendant une dizaine de minutes à l'eau désionisée puis séché à la centrifugeuse. A ce stade, il ne reste de la résine que sur les parties non insolé ; puis nous effectuons un recuit de 45 s à 120 °C.

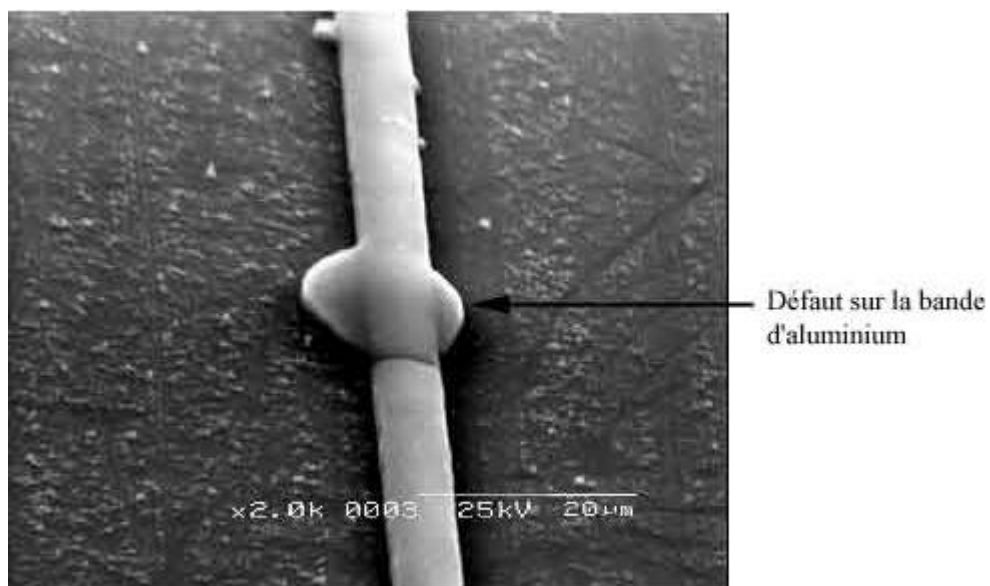
- Enfin, on effectue l'attaque chimique de l'aluminium qui n'est pas protégé par la résine. Pour ce faire, nous plongeons le wafer dans un bain composé d'acide phosphorique, d'acide nitrique et d'eau désionisée (dont les proportions sont: H_3PO_4 (600 ml), HNO_3 (75 ml) et H_2O (105 ml)) pendant cinq minutes pour 400 nm de dépôt aluminium (la solution d'attaque de l'aluminium a été préalablement placée dans un bain ultrason pendant vingt minutes).

- Une fois l'aluminium parti, nous faisons un second rinçage à l'eau désionisée pendant une dizaine de minutes, puis un séchage à la centrifugeuse.

- A ce stade, le reste de résine photosensible sur les lignes d'aluminium devrait être enlevé dans un bain d'acétone, mais ce solvant endommage très rapidement le polyimide; comme nous avons effectué de longs rinçages, il reste peu de résine et celle-ci n'est pas gênante pour la gravure qui l'élimine en fait. Une fois l'échantillon gravé par un procédé RIBE (ou IBAE), nous faisons une autre attaque acide pour enlever l'aluminium sur les lignes.

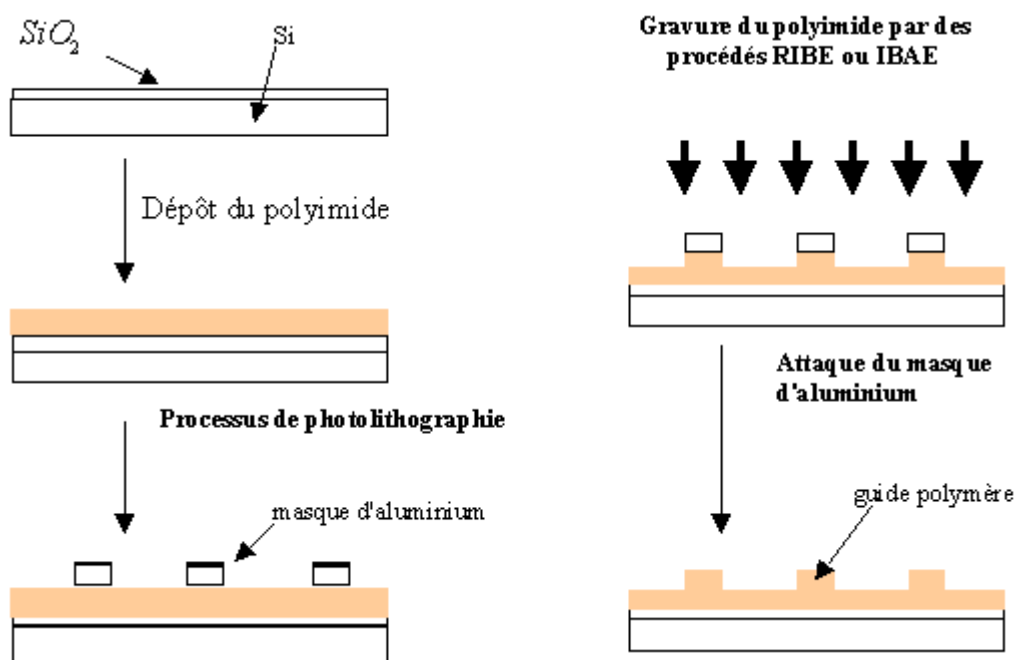
Comme nous l'avons déjà fait remarquer, nous faisons deux rinçages de nos échantillons pendant une longue durée (10 min chacun). Dans un premier temps, ces rinçages avaient une durée bien moindre (de l'ordre de la minute, comme cela est prévu dans le processus de photolithographie pour les semi-conducteurs classiques); mais en fin de processus, nous nous retrouvions avec beaucoup de défauts sur les lignes (entre 5 et dix par ligne) (figure 56). En augmentant la durée de nos rinçages (après le développement ainsi qu'après l'attaque aluminium), les défauts sur les lignes ne sont plus apparus.

Figure 58: photo au MEB d'un défaut sur une ligne d'aluminium, après le processus de photolithographie pour des rinçages courts



Pour résumer, nous représentons, sur la figure 59, les principales étapes de la fabrication de guides d'ondes.

Figure 59: Processus de fabrication des guides d'ondes.



Le dépôt du polyimide et le procédé de photolithographie ont été réalisés en salle blanche à l'atelier interuniversitaire de microélectronique de Toulouse (AIME).

3. MESURES D'ÉPAISSEURS ET MESURES D'INDICES DE REFRACTION.

3.1 Mesures d'épaisseur.

Les mesures d'épaisseur ont été effectuées à l'aide d'un profilomètre de type TALYSURF de Sloan DEKTAK. Le principe de la mesure est relativement simple : après le dépôt et le recuit du polyimide, nous faisons à l'endroit voulu une petite entaille à l'aide de l'extrémité d'une pince (en fait, nous enlevons toute la couche de polyimide jusqu'à l'oxyde de silicium); la mesure se fait grâce au déplacement d'une micro-pointe sur le matériau. Pour chaque échantillon, nous avons fait plusieurs mesures afin de vérifier l'uniformité du dépôt sur la totalité du wafer. Ce profilomètre nous a aussi permis de déterminer la profondeur gravée du matériau et d'évaluer la vitesse de gravure pour chaque polymère.

Dans le tableau 10, nous avons résumé le résultat de ces mesures obtenues pour les divers polymères déposés avec les paramètres suivants: accélération: 200 tr/min/s, vitesse: 2000 tr/min, durée: 30 s, sauf pour le PMMA : accélération: 2000 tr/min/s, vitesse: 4000 tr/min, durée: 30 s

Polymères	Epaisseur mesurée
6FDA/MPDA 150 mg/ml	1,5 μm
6FDA/MPDA 200 mg/ml	6 μm
6FDA/MPDA(150mg/ml) +DR1 (10% poids)	0,5 μm
6FDA/MPDA(200mg/ml) +DR1 (10% poids)	2,8 μm
PMMA	4,5 μm

Tableau 9: Différentes épaisseurs obtenues selon les polymères utilisés.

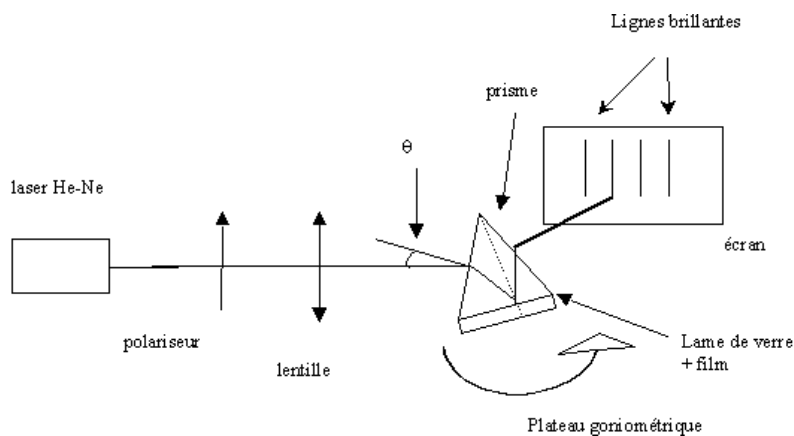
Pour faire des guides actifs nous avons utilisé le 6FDA/MPDA(200mg/ml)+DR1 (10% poids) ; en effet nous avons estimé l'épaisseur du 6FDA/MPDA(150mg/ml)+DR1 (10% poids) (= 0,5 μm) insuffisante pour notre utilisation. Nous aurions pu pour ce dernier utiliser une vitesse de rotation plus faible, mais dans ce cas le film n'avait pas une uniformité suffisante.

3.2 Mesures d'indices de réfraction par la méthode des m-lines.

Pour faire des mesures d'indices, nous avons utilisé la méthode des m-lines, qui consiste tout d'abord à déposer le film de polymère dont on veut déterminer l'indice de

réfraction sur une lame de verre. Nous réalisons donc un guide à fuite verre/polymère/air. On injecte un faisceau laser He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$) via un prisme de fort indice N_p (dans notre cas $N_p=1,7326$) ; le prisme et le film sont déposés sur un plateau goniométrique comme montré sur la figure 58.

Figure 60: principe de la mesure des m-lines.



En sortie de prisme, la lumière est déviée vers un écran, et la tache observée correspond à la fraction du faisceau réfléchi sur la surface du guide. Cette tache présente une ligne noire qui correspond au mode excité (dans la pratique, des franges brillantes entourent cette ligne ; elles correspondent à une conversion de mode) ; un mode excité peut donner naissance à d'autres modes guidés. Les lignes brillantes apparaissent en fonction de l'orientation du prisme par rapport au faisceau incident et c'est à partir de ces différentes orientations que nous allons déterminer l'indice du film (n_e)

Pour mesurer les indices effectifs du matériau, nous mesurons les angles θ pour lesquels apparaissent des franges brillantes (l'angle θ correspond à la différence entre l'angle

que nous avons mesuré sur le goniomètre et la normal par rapport au prisme). Nous appliquons ensuite la relation :

$$n_e = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\sin \theta + \sqrt{N_p^2 - \sin^2 \theta} \right)$$

A partir des différentes valeurs de n_e , et par un calcul itératif proposé par les auteurs de la référence [3], nous pouvons remonter à l'indice du film.

Nous avons obtenu les valeurs suivantes pour différents polyimides :

Polyimide	Indice à 0,6328 μm
6FDA/ODA (déposé par VDP)	1,60
6FDA/MPDA (200 mg/ml)	1,59
6FDA/MPDA+DR1	1,61

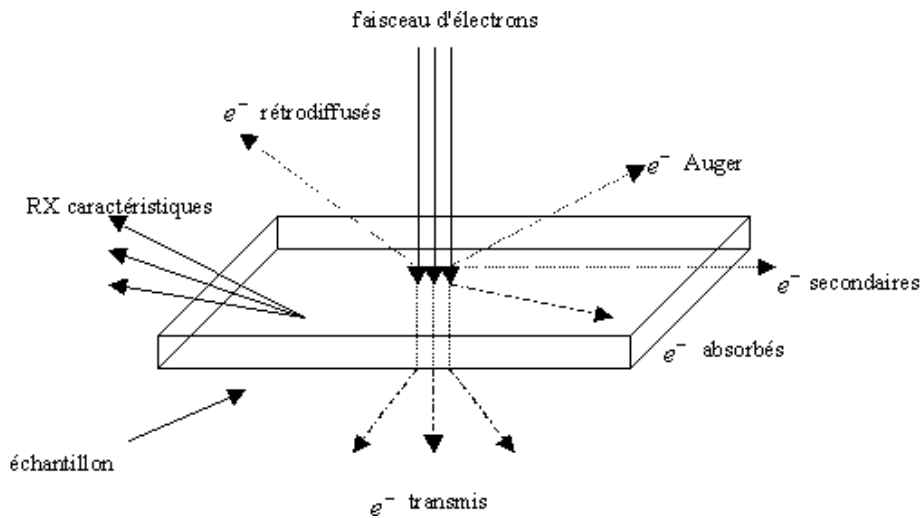
Tableau 10: mesures d'indices obtenu à 0,6328 μm .

4. CLIVAGE ET VISUALISATION DES ECHANTILLONS.

Pour visualiser le profil gravé des guides, nous avons utilisé un microscope électronique à balayage (MEB) [4] dont l'équipe PMM du laboratoire assure le fonctionnement. L'utilisation du MEB nous a été très utile pour la visualisation des faces d'entrées de nos échantillons après le clivage ; il nous a permis aussi de vérifier les épaisseurs gravées et la qualité des dépôts réalisés.

Nous donnons ici sans rentrer dans les détails, le principe de fonctionnement d'un microscope électronique à balayage. De façon générale, la microscopie électronique consiste à irradier un matériau sous un faisceau d'électron. Sous l'effet de ce bombardement d'électrons, la cible va émettre des électrons secondaires, des électrons Auger et des rayons X. De plus, une partie des électrons incidents peut être rétrodiffusée, absorbée ou transmise à travers l'échantillon. Tous ces signaux émis par la cible peuvent être exploités pour faire le traitement de l'information; en fait, ils servent à moduler l'intensité du faisceau qui apparaît à l'image. Dans le cas du microscope à balayage, nous utilisons les électrons secondaires et les électrons rétrodiffusés pour visualiser nos échantillons.

Figure 61: Différents signaux émis par une surface bombardée par des électrons, et utilisés pour faire de la caractérisation.



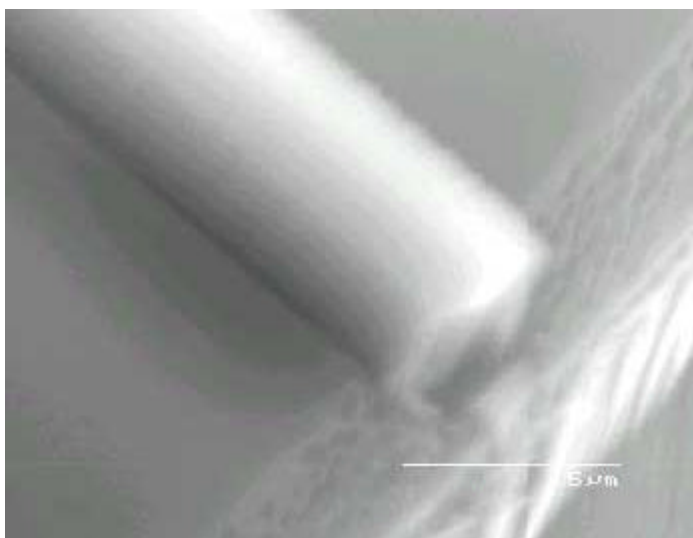
Pour injecter un rayonnement dans nos guides, nous avons opté pour l'injection directe via une lentille convergente ; cette technique requiert des faces d'entrées et de sorties de guides bien "propres" et bien verticales, sinon l'injection dans les guides sera très difficile, voire impossible (pertes trop élevées) . Dans un premier temps, nous avons utilisé des substrats de 2 pouces de silicium d'une épaisseur supérieure à 500 μm ; cliver une telle épaisseur était difficile, car il fallait tout d'abord faire une entaille dans le silicium le long de l'échantillon à l'aide d'une pointe diamant à l'endroit où nous souhaitions faire le clivage, puis casser l'échantillon avec les mains. Très souvent l'échantillon s'est cassé selon une autre ligne que celle que nous avions préalablement choisie ; dans des cas extrêmes l'échantillon se brisait en plusieurs morceaux.

Lorsque le clivage s'effectuait à peu près correctement, nous faisons une observation au MEB du résultat obtenu; malheureusement, les faces d'entrées de nos guides étaient de mauvaise qualité : soit le matériau s'étirait (figure 60), soit l'extrémité du guide présentait une rugosité importante (figure 61). Dans tous les cas les faces d'entrées et de sorties de nos guides n'étaient pas assez "propres" pour permettre l'injection dans ces derniers.

Figure 62: Visualisation au MEB d'une face d'entrée, avec un wafer d'une épaisseur supérieure à 500 μm , après clivage.

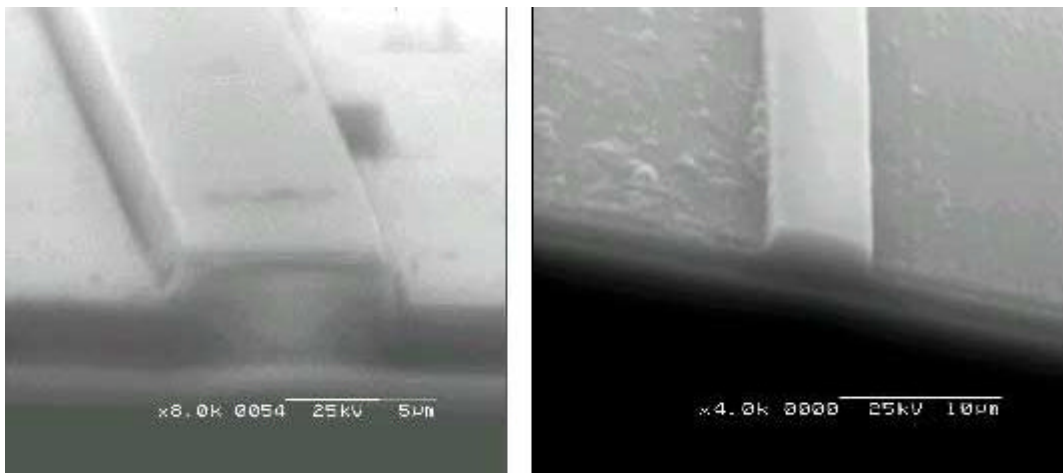


Figure 63: Visualisation au MEB d'une face d'entrée, avec un wafer d'une épaisseur supérieure à 500 μm , après clivage.



Par la suite, nous avons utilisé des wafers de plus faible épaisseur, de l'ordre de 280 μ m. Dans ces nouvelles conditions, le clivage des échantillons se réalise beaucoup plus aisément ; il nous suffit de placer la face opposée à celle du dépôt (face arrière) sur une surface propre, et à l'aide de la lame d'un cutter on effectue une légère pression sur le bord de l'échantillon à l'endroit où l'on désire cliver l'échantillon. Le silicium se découpe alors proprement suivant un plan réticulaire. Sur la figure 15, nous montrons le résultat d'un tel clivage avec des faces d'entrées de guides parfaitement verticales et "propres" ; nous pouvons aussi remarquer que le fait d'effectuer le clivage par la face arrière ne déforme pas les lignes.

Figure 64: Visualisation au MEB d'une face d'entrée clivée, avec un wafer d'une épaisseur de 280 μ m.



Le clivage face avant donne aussi de bons résultats pour la qualité des faces d'entrées et de sorties; mais du fait de la géométrie de nos échantillons (typiquement 3 x 0,5 cm), il est plus aisé de les maintenir en place lors du clivage en face arrière qu'en face avant.

Il est à noter que cette étape de clivage est parfaitement reproductible, et ce quel que soit le polyimide utilisé, même pour des épaisseurs déposées supérieures à 10 µm, en une ou plusieurs couches.

5. CARACTERISATION OPTIQUE DES GUIDES POLYMERES.

Nous nous sommes principalement intéressés aux pertes de propagation le long du guide en minimisant les autres types de pertes (couplage, diffusion). Nous avons visualisé et mesuré les pertes du signal optique dues aux guides passifs ou actifs, avec comme matériau de base le polyimide 6FDA/MPDA. Tous les guides ont été réalisés et testés selon le concept proposé par Petermann [5][6][7] afin d'obtenir une structure guidante monomode.

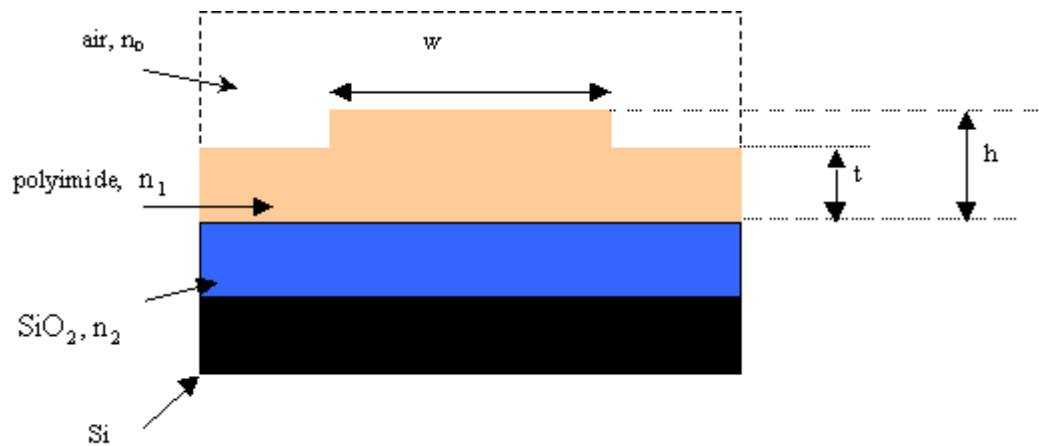
5.1 Conditions géométriques et optiques établies par Petermann.

Cette étude s'applique à des guides ruban « plongés » dans l'air (figure 16) avec la condition :

$$H = \frac{h}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \geq 1 \quad \text{où } \lambda \text{ représente la longueur d'onde de la lumière guidée.}$$

Cette condition indique d'une part que l'indice de réfraction de la couche guidante et l'indice de la couche tampon inférieure doivent être assez différents, et d'autre part que l'épaisseur de la partie guidante doit être supérieure à la longueur d'onde de la lumière que nous utilisons.

Figure 65: schéma d'un guide ruban.



De plus pour obtenir un guidage monomode, Petermann a établi la condition suivante (qui n'est qu'une approximation) :

$$\frac{w}{h} \leq 0,3 + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} \quad \text{avec} \quad r = \frac{t}{h} < 0,8$$

Premier exemple: utilisation du polyimide vierge 6FDA/MPDA et la silice qui ont respectivement un indice de réfraction égale à $n_1=1,575$ et $n_2=1,46$ à une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$; dans le cas d'une épaisseur déposée de polyimide de $h=6 \mu\text{m}$, en gravant sur $1,5 \mu\text{m}$ (avec $t=4,5 \mu\text{m}$) et pour une largeur de guide de $5 \mu\text{m}$ nous obtenons :

$$H = 2,72 \geq 1$$

$$\text{et } \frac{w}{h} = 0,83 \leq 0,3 + \frac{r}{\sqrt{1-r^2}} = 1,43$$

Second exemple: on remplace le polyimide vierge par le même polyimide fonctionnalisé par le DR1 dont l'indice de réfraction est égale à 1,60 à une longueur d'onde de 1,3 μm ; dans le cas d'une épaisseur déposée de polyimide/DR1 de $h = 2,8 \mu\text{m}$, en gravant sur 0,45 μm (avec $t = 2,35 \mu\text{m}$) et pour une largeur de guide de 5 μm nous obtenons :

$$H = 1,35 \geq 1$$

$$\text{et } \frac{w}{h} = 1,78 \leq 0,3 + 1,55 = 1,85$$

Ce sont ces deux configurations que nous utiliserons pour mesurer les pertes de puissance de la lumière le long du guide.

5.2 Banc de caractérisation optique et optimisation des pertes de couplage.

5.2.1 Banc de caractérisation optique.

Cette caractérisation des guides d'ondes linéaires est effectuée aux longueurs d'ondes des télécommunications 1,3 μm et 1,55 μm ; nous avons aussi utilisé un laser He-Ne pour nous

familiariser aux différents réglages de ce banc. La figure 17 montre un dispositif classique pour injecter dans un guide polymère. Ce dispositif comprend:

Une diode laser fibrée à 1,3 μm et 1,55 μm ($P= 1 \text{ mW}$), émettant un faisceau transversalement sinusoïdal.

Un collimateur placé en sortie de fibre produisant une onde plane, de divergence limitée par la diffraction.

Un objectif (x20) injectant l'onde dans le guide.

Une caméra FJW équipée d'un tube vidéo sensible de 400 à 1800 nm et reliée à un ordinateur, permettant de numériser et d'analyser le signal vidéo.

Cette installation nous a permis de visualiser le profil transversal du faisceau issu du guide (figure 67) ainsi que la lumière diffusée le long du guide (avec dans ce cas, la caméra au dessus du guide : figure 68) : nous avons pu ainsi optimiser les pertes liées au guidage. Il faut distinguer :

- d'une part les pertes de couplages (à l'entrée et à la sortie), qui proviennent essentiellement d'un mauvais recouvrement entre le profil transversal du champ injecté et le profil transversal du mode guidé
- d'autre part les pertes introduites par la propagation de l'onde sur la longueur du guide.

Figure 66: Schéma du banc de caractérisation optique.

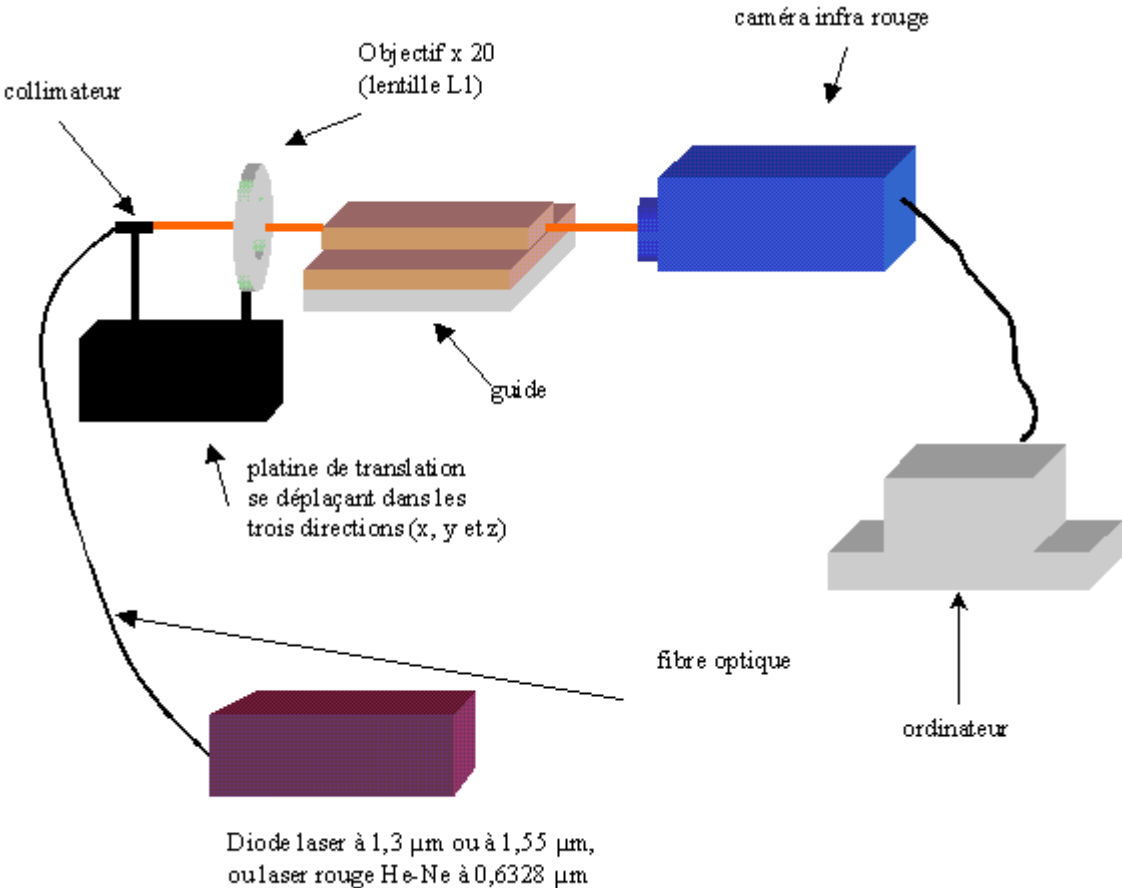
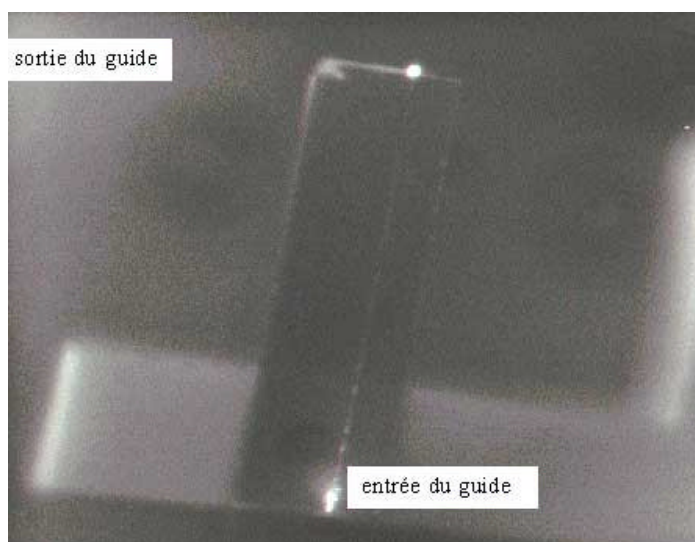


Figure 67: photo prise avec la caméra IR de la lumière guidée en vue de face.



Figure 68: photo prise avec la caméra IR de la lumière guidée en vue de dessus.



5.2.2 Optimisation des pertes de couplage pour l'injection dans les guides.

Comme le collimateur en sortie de fibre produit une onde plane, de faible divergence; le faisceau ne recouvre alors qu'une faible partie de la lentille L1 (figure 67), et produit une tache de focalisation à l'entrée du guide de dimension plus importante que celle du guide d'onde (typiquement $5 \times 3 \mu\text{m}$). Afin de diminuer la taille du mode en sortie de d'objectif, nous avons donc inséré entre la sortie de la fibre et l'objectif, une lentille divergente : le faisceau alors recouvre la totalité de l'objectif et limite ainsi les pertes de couplage à l'entrée du guide (figure 68).

Figure 69: insertion d'une lentille divergente entre la sortie de la fibre et la lentille de focalisation L1.

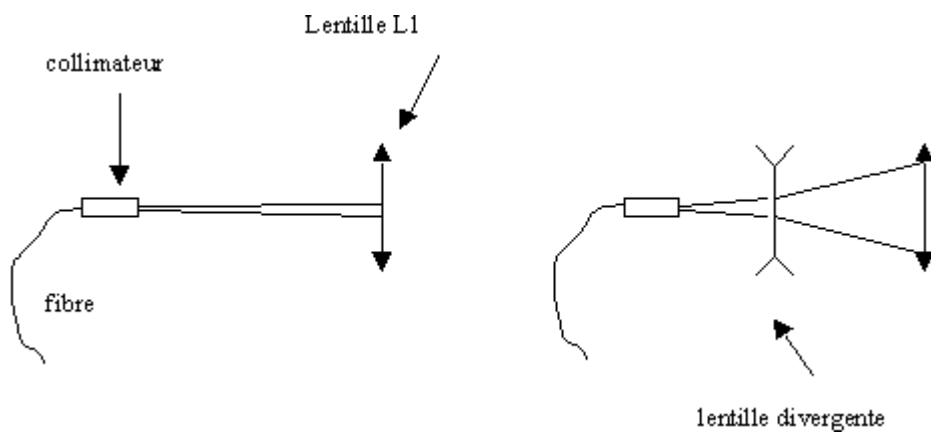
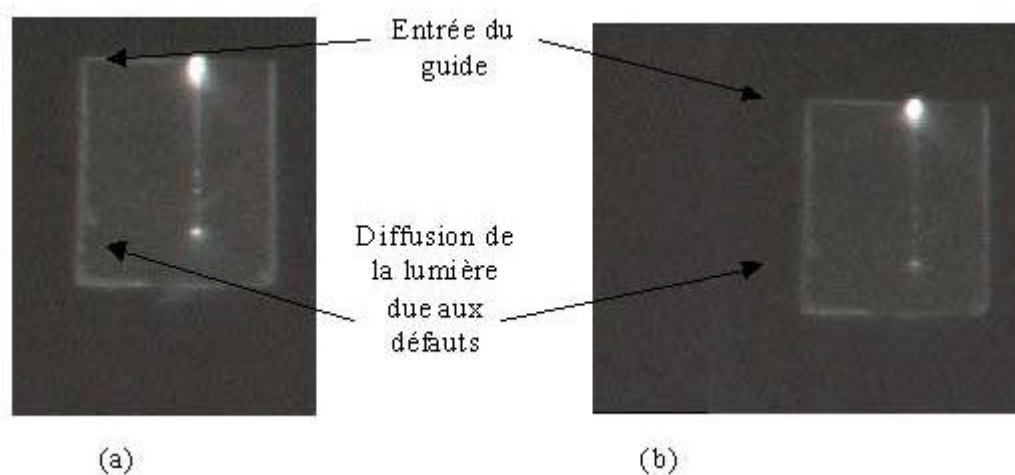


Figure 70: photo en vue de dessus de la lumière diffusée par le même guide obtenue avec lentille divergente (a) et sans lentille divergente (b).

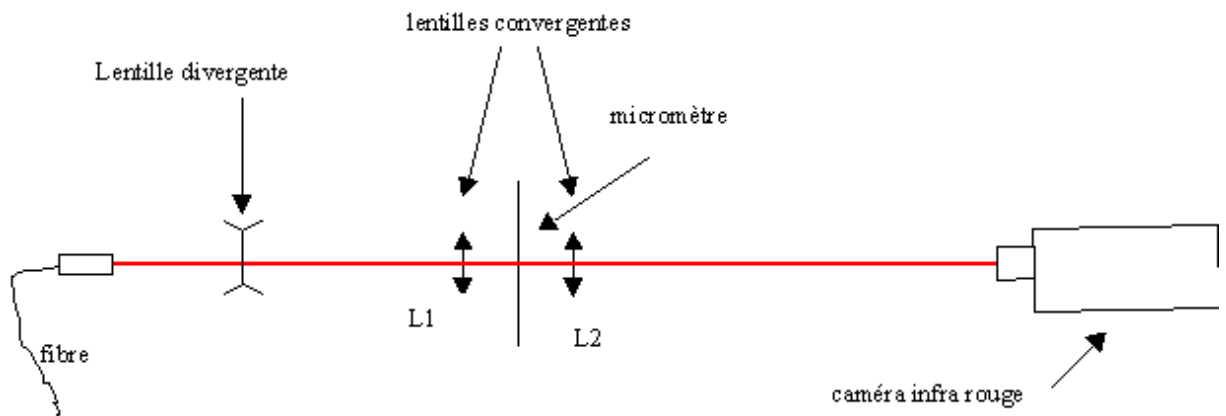


Ces deux photos réalisées avec les mêmes réglages (puissance identique), montrent que l'ajout d'une lentille divergente permet d'obtenir des centres diffusants (défauts) de lumière beaucoup plus intenses : la puissance lumineuse transportée dans le guide est plus importante. En conséquence les pertes au niveau de l'injection sont plus faibles dans ce cas là (i.e. avec une lentille divergente), mais restent importantes vu les dimensions de la tache de focalisation.

De plus, nous avons voulu connaître la dimension de la tache de focalisation obtenue avec la lentille divergente. Pour cela (figure 69), nous avons utilisé un micromètre (qui est une lame de microscope sur laquelle sont gravées des graduations) que nous avons placé à la focale de la lentille L1 ; à la suite, nous avons placé une autre lentille convergente (L2), et grâce à la caméra infra rouge placée à l'infini, nous avons pu déterminer la taille de la tache de focalisation. Finalement, en modifiant la position de la lentille divergente entre la sortie de

la fibre et la lentille L1, nous avons réduit cette tache à une valeur d'une dizaine de micromètres.

Figure 71: principe de mesure de la tache de focalisation.

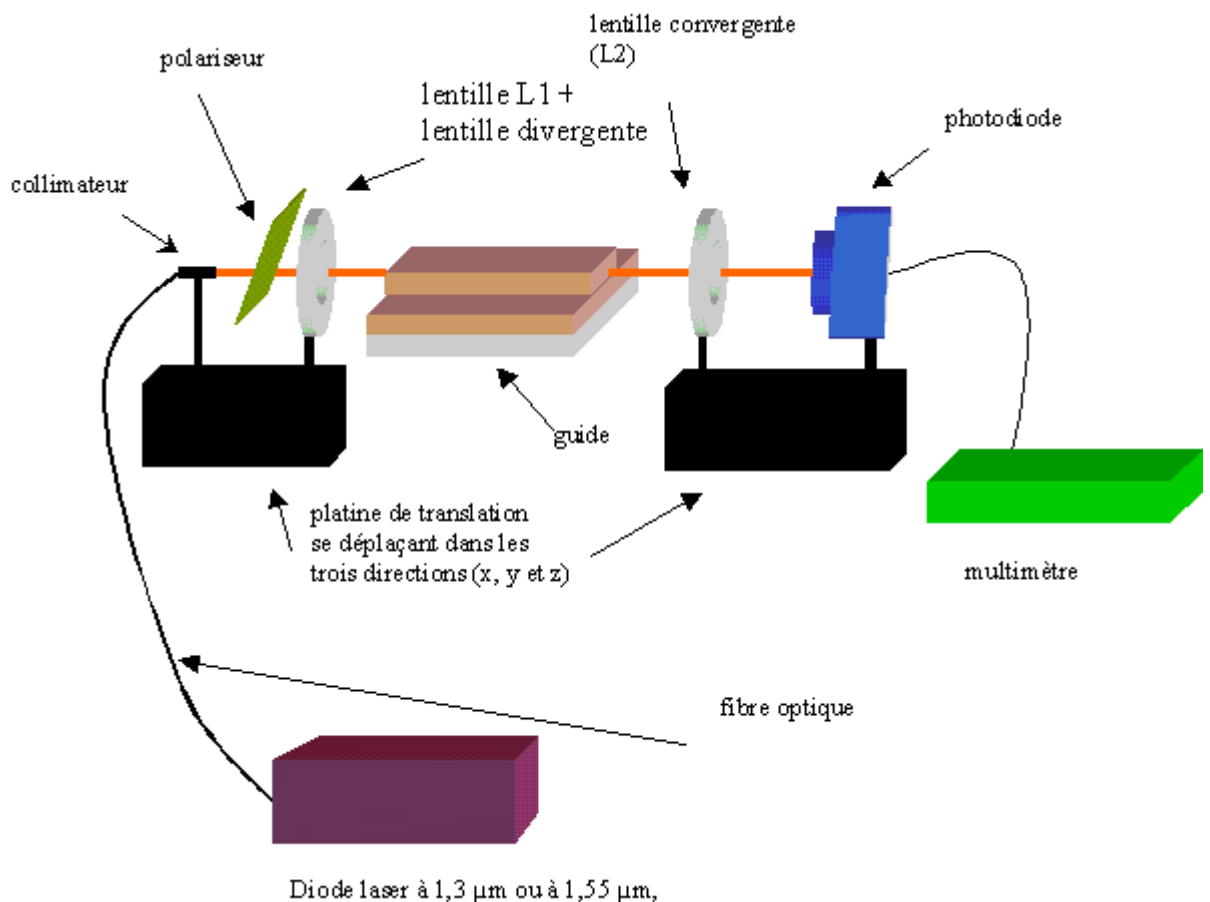


Le banc ainsi constitué nous a permis d'une part de mesurer les pertes de différentes origines (propagation, couplage), et d'autre part d'analyser la lumière diffusée transversalement par le guide.

5.3 Méthode de détermination des pertes de propagation et de couplage: méthode « Cut-back » [8][9].

Pour la mesure de ces pertes, nous avons utilisé le banc de caractérisation précédent, dans lequel nous avons juste remplacé la caméra infra rouge par le couple lentille L2 - photodiode: cette dernière lentille nous a permis de faire converger le signal en sortie de guide sur un récepteur de flux qui est une photodiode de type InGaAs – G5832-05 (de chez Hamamatsu), de surface 2mm² et de sensibilité 0,9 A/W à 1,3 μm ou 0,95 A/W à 1,55 μm

Figure 72: schéma du banc de caractérisation pour la méthode "Cut-Back"



La méthode "Cut-Back", se décompose de la façon suivante:

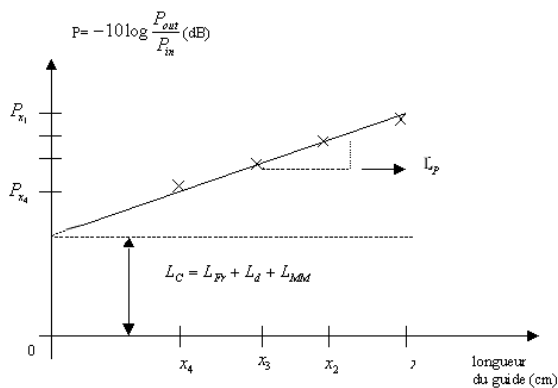
Dans un premier temps, on mesure la puissance injectée à l'entrée du guide (P_{in}), puis on mesure la puissance en sortie de guide (P_{out}) qui correspond à une certaine longueur de guidage. Ensuite on clive le guide sur 2 ou 3 mm et on mesure à nouveau la puissance en sortie de guide pour une nouvelle longueur de guidage ; on répète cette opération x fois, tant que la longueur du guide le permet.

Pour chaque longueur de guidage, on mesure les pertes en dB par la relation

$$P = -10 \log \frac{P_{out}}{P_{in}}, \text{ puis on trace la courbe de } P = -10 \log \frac{P_{out}}{P_{in}} \text{ en fonction de la longueur}$$

de l'échantillon : on doit obtenir une droite dont la pente nous donne les pertes de propagation L_p (exprimées en dB/cm). De plus, l'ordonnée à l'origine de cette droite nous donne un renseignement sur les pertes de couplage L_c (figure 71).

Figure 73: courbe permettant d'analyser les différentes pertes obtenue par la méthode "Cut-Back".



A partir de la courbe de la figure 73, nous pouvons analyser les différentes pertes:

- L_p : les pertes par propagation qui correspondent à la pente de la courbe (exprimé en dB/cm)
- L_C : les pertes de couplage qui sont de différentes origines:
- L_{Fr} : les pertes de Fresnel (dues à la réflexion sur les faces d'entrée et de sortie).
- L_d : les pertes par diffusion (dues au clivage, qui provoque un phénomène de diffraction à l'entrée).
- L_{MM} : les pertes d'injection dues au recouvrement imparfait entre le profil injecté et le profil des modes propres du guide.

Cette méthode permet de donner un résultat exact en ce qui concerne les pertes par propagation et les pertes de couplage. Par contre cette technique a l'inconvénient d'être destructive pour le guide.

5.4 Mesures des pertes dans le polyimide 6FDA/MPDA en lumière polarisée.

A partir de structures réalisées suivant le principe de Petermann ($w = 5\mu\text{m}$, $h = 6\mu\text{m}$ et $t = 4,5\mu\text{m}$), nous avons utilisé le polyimide 6FDA/MPDA comme couche guidante et la silice ($3,5\mu\text{m}$) comme couche tampon inférieure. Dans le cas des guides rubans, on peut définir des modes dits quasi TE et quasi TM; nous avons donc mesuré les pertes de puissance de la lumière le long du guide en mode TE et TM aux longueurs d'ondes $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$.

Sur les figures 79 et 80, nous avons représenté graphiquement les mesures de pertes déterminées par la méthode « Cut-Back » :

Figure 74: mesure des pertes par propagation en mode TE, pour les longueurs d'ondes 1,55 et 1,3 μm

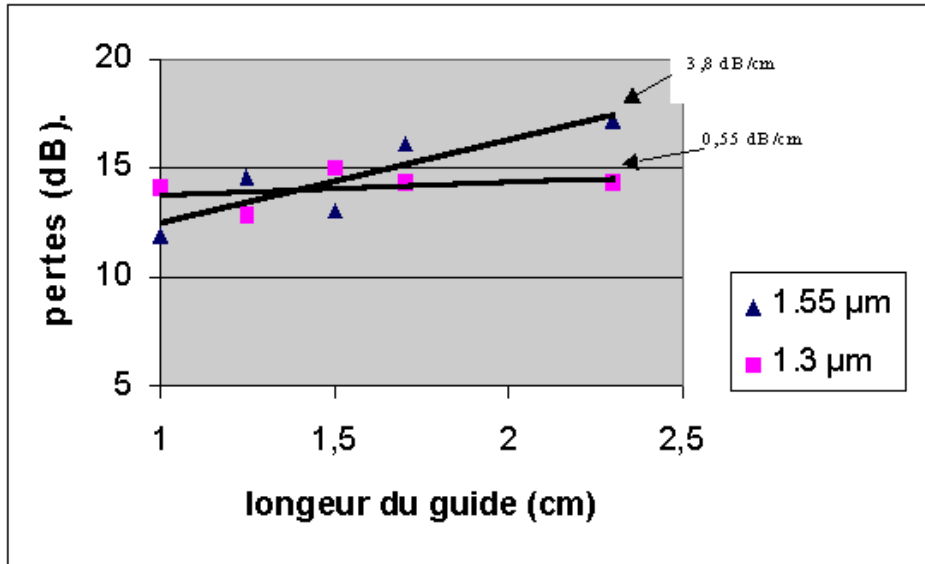
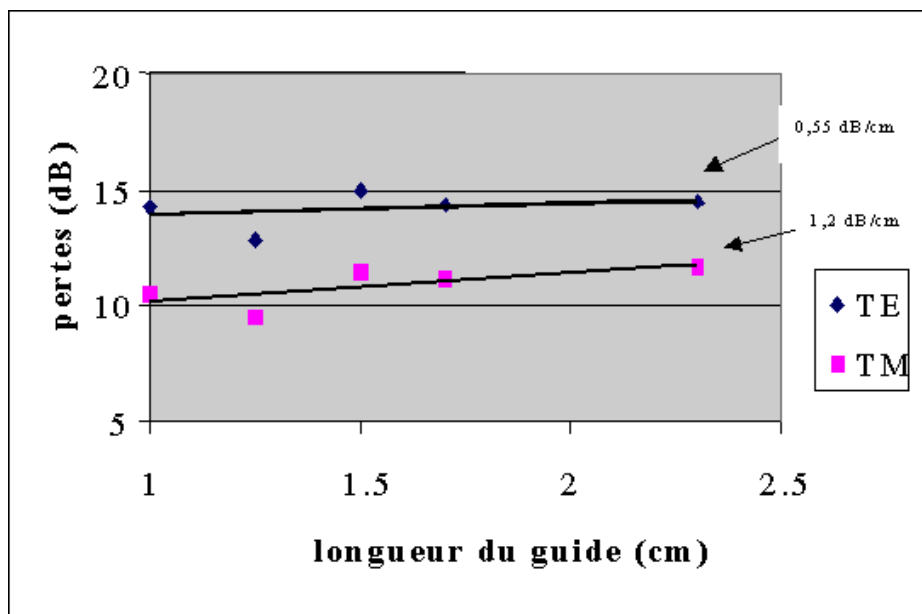


Figure 75: mesure des pertes par propagation pour les modes TE et TM à 1,3 μm



Sur la figure 72, nous pouvons observer que les pertes par propagation sont moins importantes à la longueur d'onde 1,3 μm (0,55 dB/cm) qu'à 1,55 μm (3,8 dB/cm) : ce phénomène a déjà été observé par d'autres auteurs avec des composés fluorés [10][11][12]: les polyimides fluorés ont une meilleure transparence à 1,3 μm qu'à 1,55 μm .

La figure 73 ,montre que les pertes sont moins importantes pour le mode TE que pour le mode TM (0,55 dB/cm pour le mode TE et 1,2 dB/cm pour le mode TM) ; ceci vient du fait que le mode TE est mieux confiné dans le guide que le mode TM, à cause de la géométrie rectangulaire du guide.

Pour leur part, les pertes de couplage sont importantes, et comprises entre 10 et 15 dB. Ces fortes pertes peuvent s'expliquer de façons multiples : d'une part la tâche de notre faisceau focalisé est d'une taille supérieure (10 μm au mieux) à celle de la face d'entrée du guide. D'autre part, le fait que la tâche de focalisation soit circulaire alors que notre guide présente une section rectangulaire, doit induire des pertes supplémentaires.

De plus, ces pertes de couplage peuvent être dues au clivage et sont variables d'un échantillon à l'autre. C'est pourquoi, nous avons observé au MEB de façon systématique les extrémités de chaque guide que nous avons caractérisé de manière à obtenir des faces d'injections toujours sensiblement identiques.

Dans le tableau 12, nous avons résumé les résultats de nos mesures pour les pertes par propagation, pour les modes TE et TM, ainsi qu'en lumière non polarisée aux deux longueurs d'ondes utilisées : 1,3 μm et 1,55 μm .

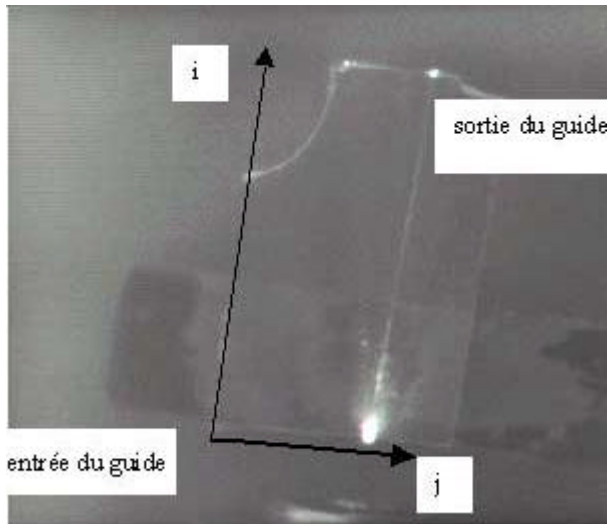
	Mode TE	Mode TM	Lumière non polarisée
1,3 μm	0,55 dB/cm	1,2 dB/cm	0,83 dB/cm
1,55 μm	3,8 dB/cm	4,2 dB/cm	4 dB/cm

Tableau 11: Pertes par propagation dans des guides d'ondes en 6FDA/MPDA, en lumière polarisée et non polarisée pour deux longueurs d'ondes.

5.5 Analyse de la lumière diffusée transversalement. Estimation des pertes par propagation dans le polyimide 6FDA/MPDA fonctionnalisé par le DR1.

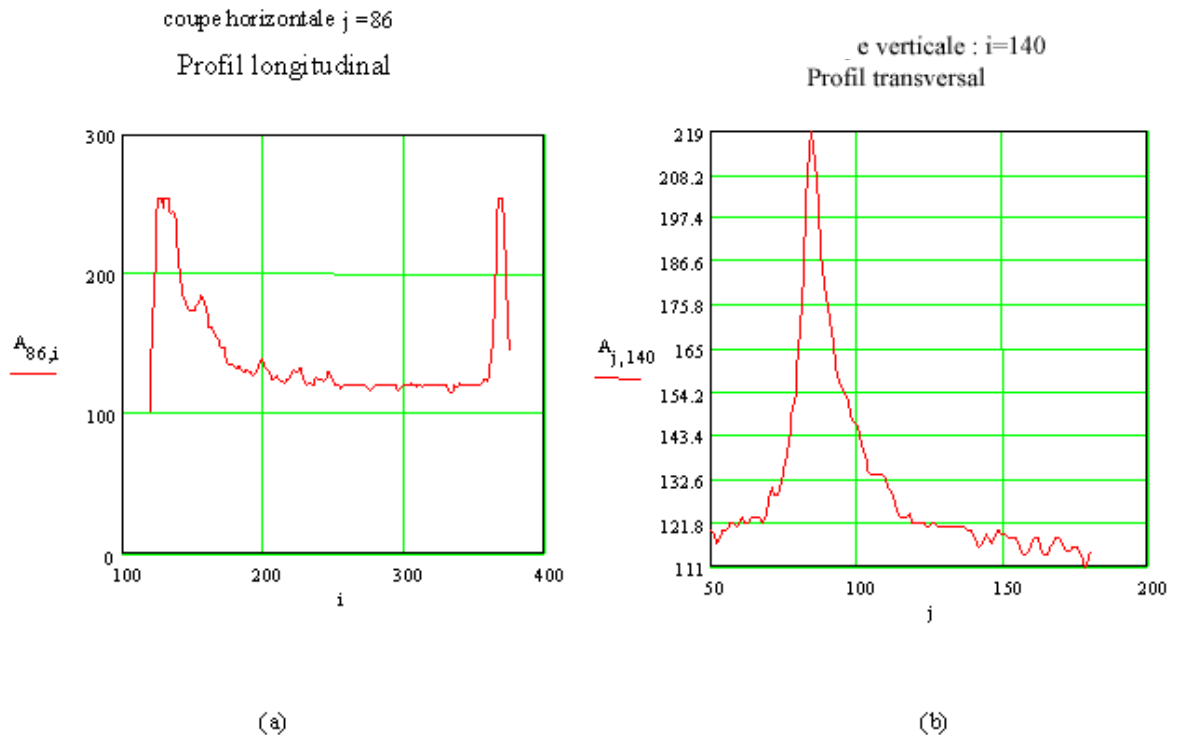
La méthode « Cut-Back » étant une méthode destructive, dans des guides actifs en 6FDA/MPDA+DR1, nous avons effectué simplement une analyse de la lumière diffusée transversalement pour obtenir une estimation des pertes par propagation. A partir d'un wafer de silicium, nous avons fait une croissance thermique d'oxyde de silicium d'une épaisseur de 3,5 μm comme couche tampon inférieure. Sur la silice nous avons fait un dépôt de 6FDA/MPDA+DR1 comme cela a été décrit au paragraphe 2 de ce chapitre. Une fois l'échantillon placé sur le banc optique en configuration guidée, nous avons fait une photo en vue de dessus de la trace de la lumière le long du guide (figure 74).

Figure 76: photo prise avec la caméra IR d'un guide en polyimide+DR1, en vue de dessus (à une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$).



Cette photo a ensuite été numérisée et traitée à l'aide du logiciel mathématique Mathcad. Nous avons ainsi obtenu des profils verticaux et horizontaux comme cela est représenté sur la figure 77.

Figure 77: exemple de profils horizontal (a) et vertical (b).



La photo a été numérisée en un tableau de 587 lignes (j) et 376 lignes (i). Chaque valeur $A_{j,i}$ dans ce tableau varie de 0 à 255 (0 correspondant au noir et 255 au blanc). La figure 75 (a) montre la décroissance exponentielle de l'atténuation de la lumière diffusée par le guide (de la forme $e^{-\alpha x}$), le pic à droite de cette courbe correspondant à la lumière en sortie de guide. Sur la figure 75 (b) nous avons représenté un profil vertical associé à une coupe perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière.

Les pertes peuvent s'écrire sous la forme :

$$P = 10 \log \frac{A_{i_1}}{A_{i_2}} \frac{1}{\Delta i} \quad \text{où } A_{i_1} \text{ et } A_{i_2} \text{ correspondent à l'intensité max du profil vertical}$$

pour des positions i_1 et i_2 le long du guide et Δi correspond à la longueur de guidage.

Sachant que la longueur réelle du guide dont nous avons numérisé la photo est de 1,1 cm, ce qui correspond à un $\Delta i = 360 - 123$ ($123 \leq i \leq 360$), on peut calculer les pertes de la façon suivante :

à partir de deux profils verticaux, $i_1 = 170$ ($A_{i_1} = 152,8$) et $i_2 = 220$ ($A_{i_2} = 132$), tels que $\Delta i = 50$, ce qui correspond à une longueur de guidage de 0,232 cm, nous obtenons :

$$P = 10 \log \frac{152,8}{132} \frac{1}{0,232} = 2,74 \text{ dB/cm}$$

Ainsi les pertes par propagation dans le polyimide fonctionnalisé sont estimées à 2,74dB/cm à une longueur d'onde de 1,3 μm . Ces pertes sont plus importantes qu'avec le matériau non fonctionnalisé mais il faut noter que la méthode utilisée n'est pas la même dans les deux cas ; toutefois le matériau dopé avec le colorant est plus absorbant ce qui explique aisément le résultat. Ceci a déjà été observé avec d'autres matériaux : le polyméthyl métacrylate substitué DR1 (DR1-MMA) [13].

Néanmoins ces guides actifs présentent des performances de guidages satisfaisantes pour pouvoir les insérer dans une structure de type modulateur de phase.

6. MODULATEUR DE PHASE.

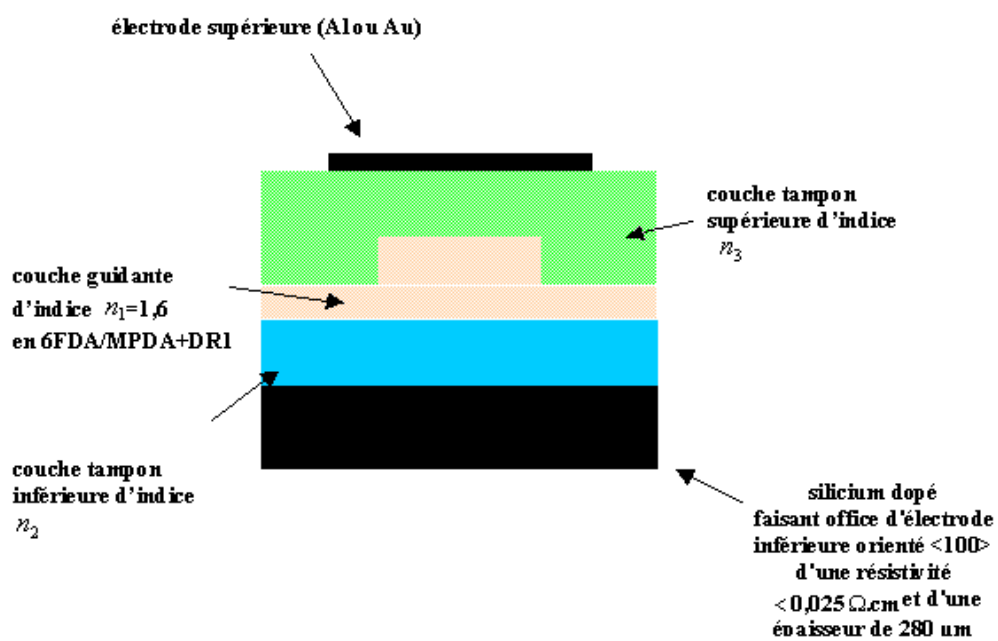
Le but de cette étude était basée sur l'élaboration d'un modulateur de phase en configuration sandwich, en utilisant dans un premier temps le polyimide 6FDA/MPDA comme couches tampons (inférieure et supérieure) et comme couche active (« dopé optiquement » ou « greffé ») ; l'objectif était d'obtenir une tension de modulation de l'ordre d'une dizaine de volts : tension nécessaire pour créer un déphasage de π entre l'entrée et la sortie du composant électrooptique et qui doit être la plus faible possible pour pouvoir intégrer facilement le modulateur dans des circuits.

La valeur de cette tension dépend essentiellement de la nature du matériau (matériau à forte non linéarité optique du second ordre pour obtenir un coefficient électrooptique élevé), et de l'efficacité du champ électrique appliqué pour l'orientation des chromophores (bonne stabilité temporelle).

Ici nous nous proposons de valider différentes étapes dans la réalisation de l'empilement de couches de polymères passifs et actifs permettant de montrer le fonctionnement d'un modulateur de phase à base de matériaux organiques en configuration guidée.

La structure retenue pour le composant électrooptique est représentée figure 29 : à partir de guides rubans réalisés en 6FDA/MPDA+DR1 et suivant la géométrie qui a été décrite précédemment, nous allons tester différentes couches tampons afin d'optimiser la faisabilité de chaque structure.

Figure 78 : Structure en configuration modulateur de phase (vue en coupe).



6.1 Les différentes configurations de modulateur de phase.

Nous avons résumé dans le tableau ci-dessous les différentes structures utilisées:

N° de structure	Couche tampon inférieure		Couche tampon supérieure	
	matériau	Indice épaisseur	matériau	Indice épaisseur
Structure 1	silice	1,46 3,5 μm	6FDA/MPDA (200mg/ml)	1,575 6 μm
Structure 2	silice	1,46 3,5 μm	6FDA / ODA (déposé par VDP)	1,59 5 μm
Structure 3	silice	1,46 3,5 μm	PMMA	1,48 4,5 μm
Structure 4	silice	1,46 3,5 μm	6FDA / ODA (~100 nm) (déposé par VDP) +PMMA	1,48 4,5 μm
Structure 5	6FDA/MPDA (200mg/ml)	1,575 6 μm	6FDA / ODA (~100 nm) (déposé par VDP) + PMMA	1,575 4,5 μm

Tableau 12: différentes structures pour le modulateur de phase.

La silice est obtenue par croissance thermique, les polymères sont déposés par spin coating, sauf pour le 6FDA/ODA déposé par VDP.

Structure 1 :

Sur le polyimide fonctionnalisé DR1, nous avons fait un dépôt de 6FDA/MPDA (200 mg/ml) à la tournette. Ce dépôt n'est que partiellement recuit (110 °C pendant 16 heures) pour ne pas détériorer la couche active (le DR1 a un Tg de 160°C). Malheureusement lors du clivage, le polyimide 6FDA/MPDA, recuit partiellement, s'étire et se déchire. En conséquence nous n'avons pas pu injecter un faisceau lumineux dans cette structure.

Structure 2 :

Nous avons déposé sur la couche active un polyimide fluoré (6FDA/ODA) par une nouvelle technique de polymérisation (VDP) [2]. Le dépôt est de très bonne qualité, les guides ne sont pas endommagés par cette technique, et le clivage conduit à un très bon résultat (figure 30). Hélas, nous n'avons pas pu guider dans une telle structure, la valeur de l'indice de réfraction du 6FDA/ODA étant trop proche de celle du polyimide fonctionnalisé (Δn de l'ordre de 0,01); il nous aurait fallu une épaisseur déposée supérieure à 15 μm , alors que le banc de co-évaporation du laboratoire ne permet de déposer en une seule fois qu'une épaisseur de 3 à 4 μm . De plus une épaisseur aussi importante aurait imposé un champ électrique très intense ($> 10^9$ V/m) pour orienter les chromophores de la couche active.

Figure 79: photo obtenue au microscope électronique du clivage de la structure 2.



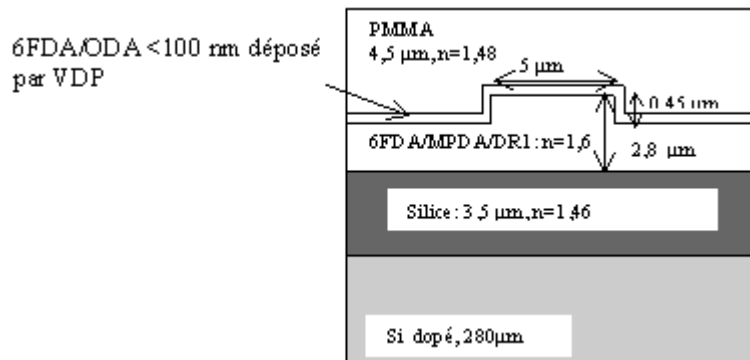
Structure 3 :

A cause des problèmes rencontrés avec les structures 1 et 2, nous avons utilisé un autre polymère, le PMMA qui présente l'avantage de se polymériser à température ambiante et qui possède un faible indice de réfraction, voisin de celui de la silice ($n=1,48$). Ainsi nous avons fait un dépôt de PMMA par spin coating. Nous avons clivé l'échantillon et lors du clivage la couche de PMMA s'est détachée entièrement de la couche de polyimide fonctionnalisé.

Structure 4 :

Figure 80: représentation schématique de la structure 4 :

$Si + SiO_2 + (6FDA/MPDA(200mg/ml) + DR1) + 6FDA/ODA + PMMA$



Pour remédier au problème d'adhérence du PMMA sur le polyimide fonctionnalisé, nous avons inséré entre ces deux polymères une couche de 6FDA/ODA d'une épaisseur de l'ordre de 50 à 100 nm (déposé par VDP), pour servir de couche d'accroche pour le PMMA : l'épaisseur de la couche de 6FDA/ODA est suffisamment faible pour ne pas perturber de façon significative la propagation de l'onde incidente dans la couche de guidage (polyimide fonctionnalisé). Ainsi le PMMA adhère bien sur le 6FDA/ODA, et l'échantillon se clive proprement. Avec cette structure, nous avons pu injecter et guider la lumière.

Structure 5 :

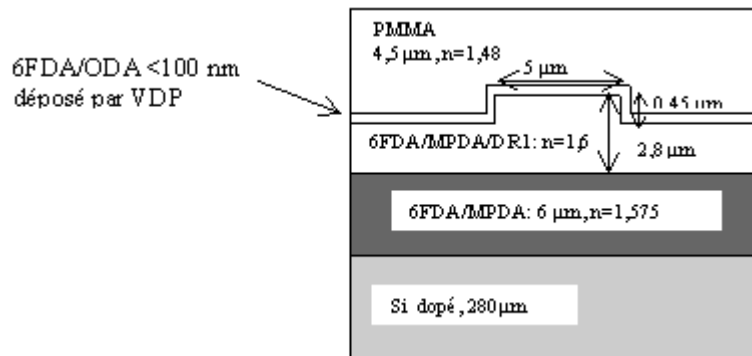
Ayant obtenu une configuration (structure 4) qui permet de guider l'onde lumineuse, nous avons remplacé la silice par le polyimide 6FDA/MPDA. Nous avons commencé par un dépôt de polyimide 6FDA/MPDA sur un wafer de silicium, recuit à 160 °C pendant 16 h puis 1 h à 300 °C. Puis, par spin coating, nous avons déposé du 6FDA/MPDA (200 mg/ml) + DR1. Ensuite, nous avons effectué un recuit à 110 °C pendant 16 heures; une fois ce recuit effectué, nous nous sommes rendu compte que la surface de l'échantillon était couverte de petites craquelures. Par la suite, nous avons reproduit le même processus pour déterminer le moment où apparaissaient les craquelures (avant le recuit ou pendant).

Ainsi juste après le dépôt du 6FDA/MPDA+DR1 sur la couche de polyimide vierge, nous n'avons pas effectué de recuit et nous avons vu que ces petites craquelures apparaissaient très rapidement après le dépôt. Cependant, nous avons remarqué qu'après un certain temps (de l'ordre de 5 minutes) les craquelures disparaissaient de la surface du wafer. A ce stade, si nous essayons de faire un recuit, ces craquelures réapparaissent et ce de façon définitive.

Sur le polyimide 6FDA/MPDA nous avons alors fait un dépôt par spin coating de 6FDA/MPDA+DR1 sans faire de recuit. Après avoir gravé le film de 6FDA/MPDA+DR1, nous avons fait un dépôt par VDP de 6FDA/ODA d'une épaisseur de l'ordre de 50 à 100 nm, suivi d'un dépôt par spin-coating de PMMA (épaisseur 4,5 µm). La figure 32 présente l'association des divers matériaux avec l'optimisation des épaisseurs qui nous permettent d'obtenir un mode guidé.

Figure 81: représentation schématique de la structure 5.

$Si + 6FDA/MPDA(200mg/ml) + (6FDA/MPDA(200mg/ml) + DR1) + 6FDA/ODA + PMMA$



Une visualisation (figure 82) au moyen d'une caméra infra rouge montre le signal optique le long du guide et permet ainsi de valider tout un ensemble de procédés technologiques.

Figure 82: photo prise avec la caméra IR d'une vue de dessus d'une structure guidante tri-couche.

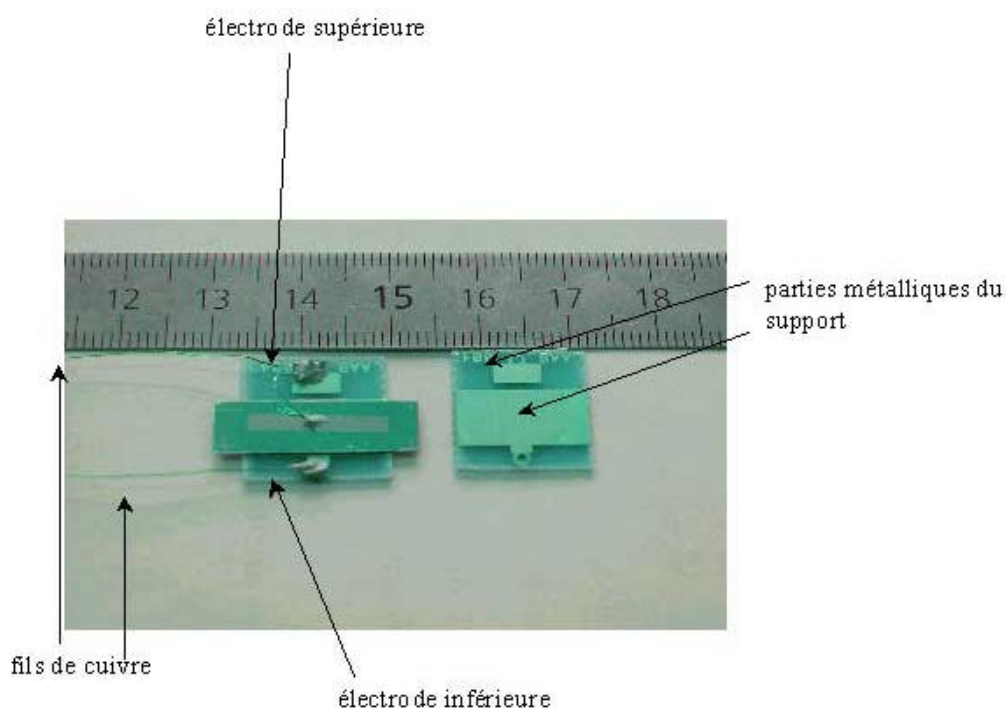


6.2 Orientation électrique des molécules de la couche active : poling.

Pour l'orientation électrique, une électrode en aluminium est déposée par évaporation sous vide au travers d'un masque mécanique. La couche active est composée d'une matrice polymère dans laquelle des molécules organiques à forte hyperpolarisabilité quadratique sont dissoutes; ces molécules sont orientées de façon aléatoire dans la matrice (le polyimide fonctionnalisé est globalement centrosymétrique) et, par conséquent, pour produire un effet non linéaire quadratique électrooptique, il faut orienter les chromophores en appliquant un champ électrique entre les deux électrodes en configuration sandwich (dépôt d'une électrode métallique supplémentaire en or ou en aluminium sur la structure représentée figure 79). Le matériau devient alors non centrosymétrique.

Pour réaliser cette orientation électrique, nous avons collé l'échantillon sur un support métallique (figure 83) et réalisé des contacts par fils pour appliquer une tension continue entre les deux électrodes; ces deux électrodes serviront aussi pour la modulation.

Figure 83: photo du support et de l'échantillon collé sur le support.



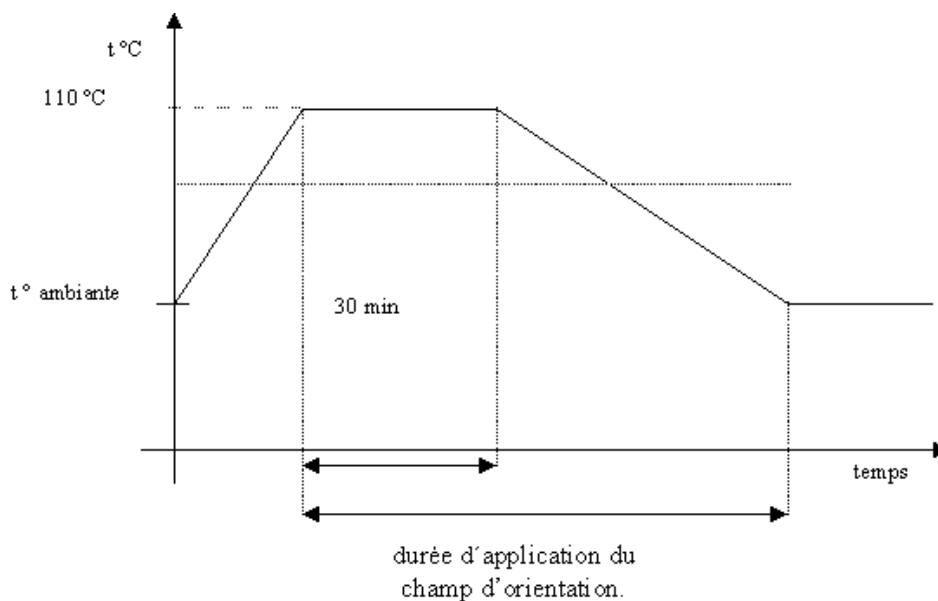
Ainsi l'orientation des chromophores est obtenue par l'application d'un champ électrique externe statique tout en chauffant l'échantillon afin de faciliter leurs mobilités. Nous avons donc appliqué des tensions électriques jusqu'à 1500 V pour avoir une orientation efficace (ce qui correspond à un champ électrique de $1,5 \cdot 10^8$ V/m dans le cas de la structure 5). Pour des tensions supérieures à 1200 V, des phénomènes de claquage apparaissent; nous avons donc choisi 1 kV comme tension d'orientation.

De plus, il faudrait chauffer l'échantillon à une température voisine de la température de transition vitreuse (160 °C); or nous avons constaté qu'à cette température, les molécules de DR1 se détériorent, si bien que nous avons opté pour une température de 110 °C. Sur la figure 82, nous avons représenté la cinétique choisie pour cette étude d'orientation.

Nous avons effectué des temps de chauffage de 20 mn à une heure, le champ restant appliqué jusqu'à ce que l'échantillon soit redescendu à la température ambiante. Aucune modification du signal modulé n'est apparu durant le temps de chauffage ; nous avons donc fixé cette durée à 30 min.

Plus la température redescend, moins les molécules de DR1 sont libres de bouger, et donc à la fin du poling, les molécules de DR1 sont globalement orientées suivant le champ. De ce fait, nous avons créé un axe de symétrie dans le composant actif, celui-ci peut être utilisé comme modulateur de phase.

Figure 84: cinétique de la température en fonction du temps lors du poling.



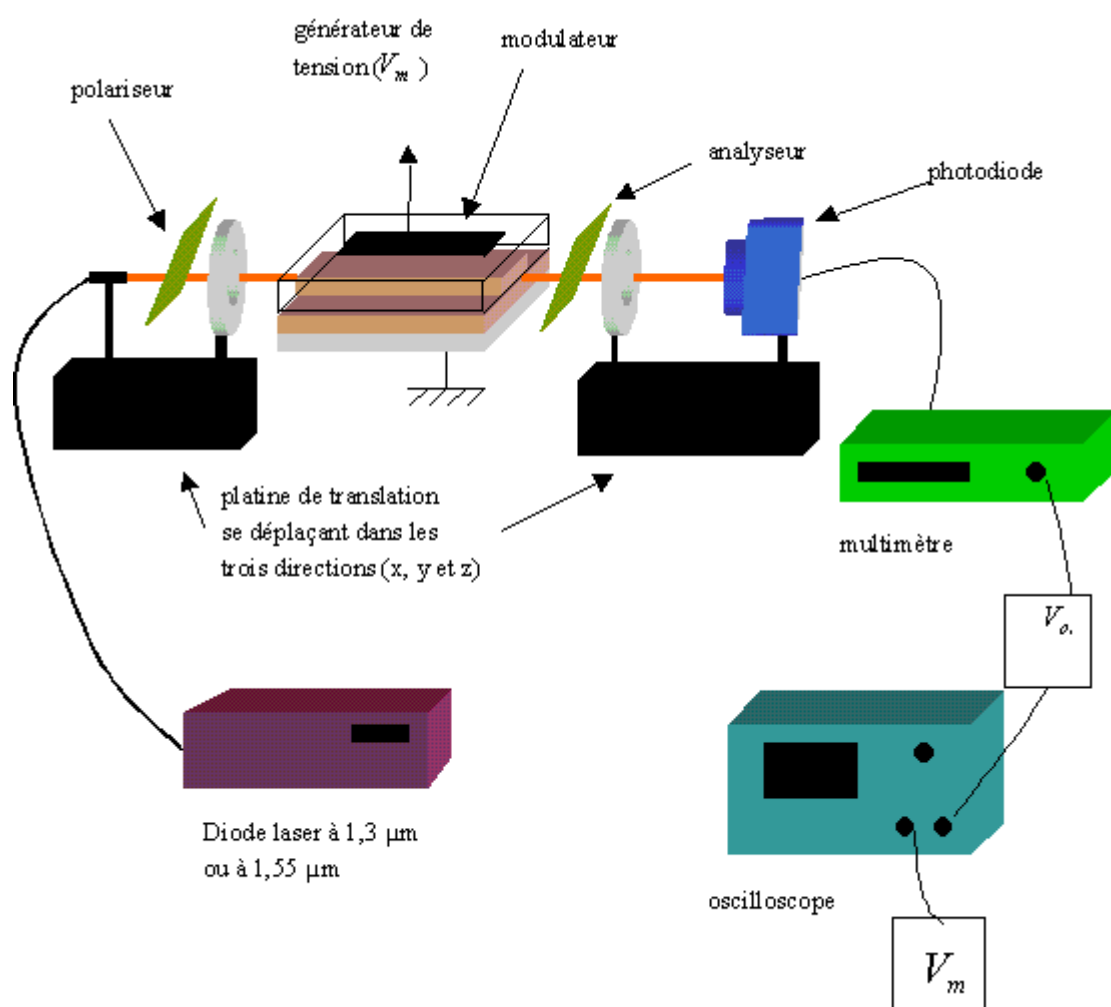
6.3 Premiers résultats sur un modulateur “tout polymère”.

Nous avons mis en place un banc (figure 83) pour caractériser les modulateurs de phase "tout polymère". Il est constitué principalement par:

- une diode laser de longueur d'onde $1,3 \mu\text{m}$ (ou $1,55 \mu\text{m}$).
- un polariseur et un analyseur: le polariseur est positionné à 45° par rapport à l'axe de symétrie de la couche active du modulateur et l'analyseur en position croisée.
- un modulateur de phase réalisé suivant la configuration de la structure 5 de la page 160.
- un générateur de tension alternative qui applique une tension de modulation (V_m) entre les deux électrodes du modulateur (suivant l'axe de symétrie); ce champ de modulation a pour effet de changer l'indice de réfraction.
- une photodiode qui permet de récupérer le signal optique à la sortie de l'analyseur et qui le transforme en une tension V_{out} (tension modulée)
- un oscilloscope sur lequel on visualise la tension de modulation et la tension modulée.



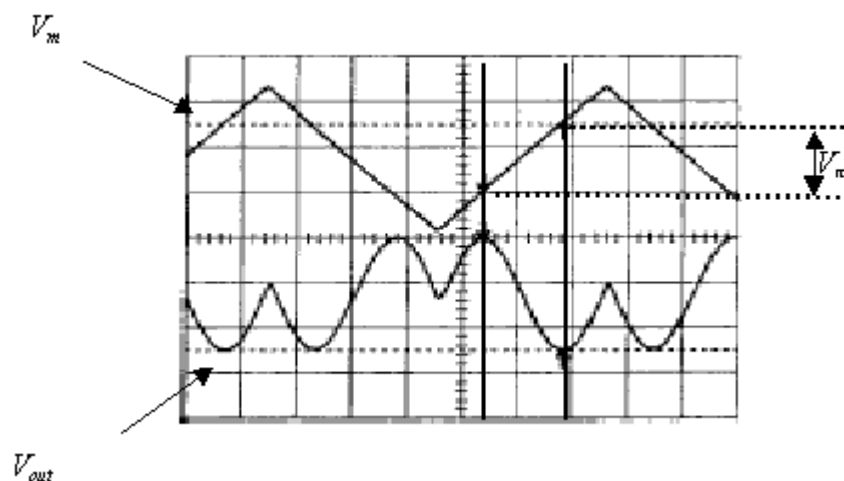
Figure 85: schéma du banc de caractérisation active



La fonction première d'un modulateur de phase est de changer la phase du signal optique à la suite de l'application d'un champ électrique de fréquence donnée sur une certaine longueur de propagation du champ optique. Ce modulateur ne produit pas par lui même une modulation de l'intensité de l'onde, mais la lumière polarisée elliptiquement induite peut être convertie en variation d'intensité en utilisant un polariseur et un analyseur en positions croisées. Ainsi, en l'absence de champ de modulation appliqué, l'intensité en sortie de modulateur sera minimum; cette dernière sera maximum pour un déphasage de l'onde de π entre l'entrée et la sortie du modulateur (la tension de modulation correspondante sera appelée V_π , valeur définie dans le chapitre III page 93).

Pour mesurer cette tension V_π , on applique une tension triangulaire de basse fréquence (tension de modulation) et l'on doit obtenir un signal en sortie tel qu'il est représenté sur la figure 86 [14].

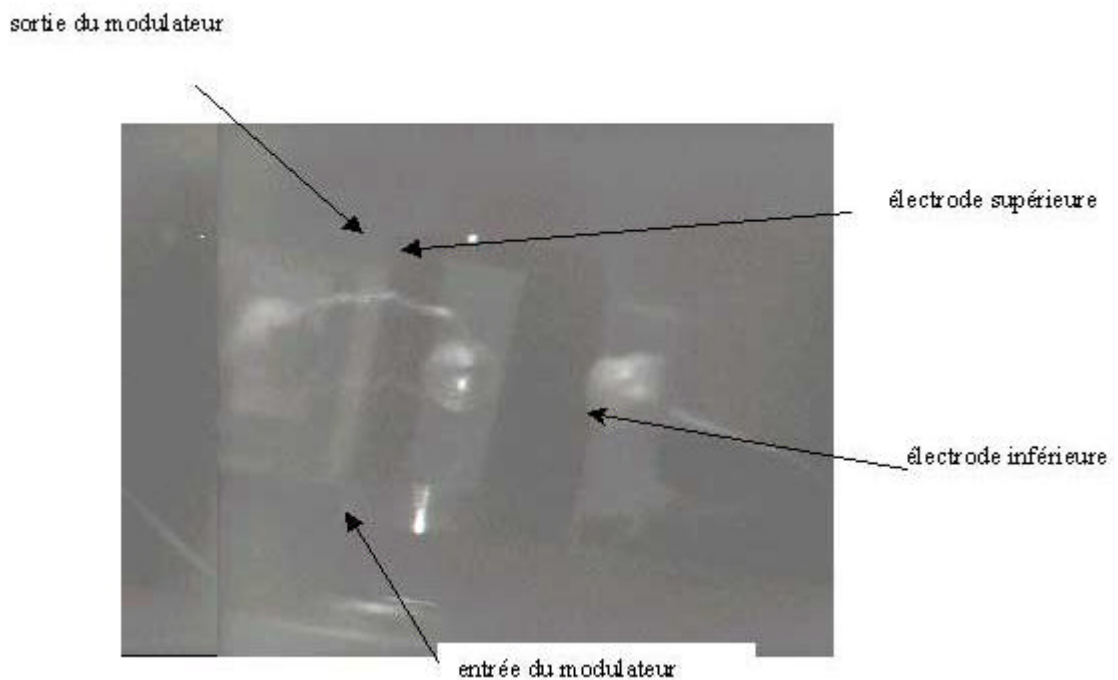
Figure 86: principe de détermination de la valeur du V_π .



Ainsi entre deux pics de la tension V_{out} , la phase a changé de π , et on peut déterminer la valeur V_π du composant.

Dans notre cas, les V_π que nous avons tenté de mesurer avec des modulateurs de phase entièrement réalisés avec des matériaux organiques en configuration guidée (figure 85), ne nous ont pas permis d'obtenir une valeur exacte (car les V_π sont trop élevés : $>300V$).

Figure 87: photo prise avec la caméra infra rouge du modulateur de phase sur le banc d'optique



On peut remarquer que la valeur du V_π dépend de la géométrie du composant ($V_\pi \propto \frac{h}{L}$ où h et L sont respectivement la hauteur et la longueur du guide), de la nature du matériau et de l'efficacité de l'orientation électrique ($V_\pi \propto \frac{1}{n^3 r_{33}}$ où n et r_{33} sont respectivement l'indice et le coefficient électrooptique).

Comme nous l'avons déjà signalé, le seul polymère électrooptique que nous avons pu tester est le polyimide 6FDA/MPDA mélangé à un colorant (le DR1). Ces matériaux moléculaires, très étudiés actuellement compte tenu de leur potentiel d'applications dans le domaine du traitement optique du signal, ces matériaux posent toutefois des problèmes de stabilité liés à la désorientation plus ou moins spontanée des chromophores. De plus cette classe de polymères dopés a un coefficient électrooptiques r_{33} de l'ordre de la dizaine de pm/V aux longueurs d'ondes des télécom; cette valeur est faible comparée à d'autres matériaux polymères contenant des systèmes octopolaires photoisomérisables ou des matériaux hybrides élaborés par voie sol-gel (r_{33} de l'ordre de 60 pm/V).

Par conséquent, les ingrédients nécessaires à l'amélioration des performances du composant électrooptiques que nous avons présenté tout au long de cette étude passe inévitablement par un triple objectif:

- l'amélioration des propriétés électrooptiques (r_{33} élevé).
- un matériau stable thermiquement et temporellement
- l'optimisation de la géométrie du composant.

Ainsi, l'intégration d'un tel composant dans un système de télécommunication optique pourra être envisagé.

REFERENCES DU CHAPITRE V.

1. K. L. Mittal « Polyimide, Fundamental and applications » Ed. M. K. Ghosh, New York (1996)
2. B. Brousse, Rapport de DEA (2001)
3. B. Bennamane, Thèse de docteur ingénieur n°47, Limoges (1998).
4. P. Hawkes, « Electron et microscope » CNRS Edition (1995).
5. R. A. Sorel et al. IEEE J. Quantum Electron. Vol 27, 8, 1971 (1991).
6. Schmidtchen et al. Electron. Lett. 27 (16) pp. 1486-1488 (1991).
7. G. Fishbeck, R. Moosburger, M. Töpfer and K. Petermann. Elec. Lett. vol 32, 3, 212 (1996).
8. H. M. Lee, M. C. Oh, H. Park, W. Hwang, J. Kim. Appl. Opt. Vol 36, 34, 9021 (1997).
9. R. G. Hunsperger, Integrated Optics : Theory and Technology, SRINGER-VERLAG, NY (1982) pp. 84-89.
10. Y. Okamura, S. Yoshinaka, S. Yamamoto, Applied Optics, 22(23), (1983), pp 3892-3894.
11. H.M. Lee, W.Y. Hwang, M.C. Oh, H. Park, T. Zyung, J.J. Kim, Appl. Phys. Lett. vol.71, 26, (1997), pp 3779-3781.
12. J. Kobayashi, T. Matsuura, Y. Hida, S. Sasaki, T. Maruno, Journal of Lightwave Technology, vol.16, 6, (1998), pp 1024-1029
13. A. Donval, thèse de l'université Paris-Sud (1999) p.113
14. Yongqiang Shi et al. Appl. Phy. Lett vol 77, 1, 1 (2000).

Conclusion

L'optimisation des paramètres de gravure a montré que nous pouvions aussi bien utiliser la technique RIBE que le procédé IBAE pour graver les polymères.

De plus, si l'on compare les profils gravés d'un polyimide fluoré dans le cas idéal (masque d'aluminium sans défauts, faisceau d'ions parallèle), aucune différence n'apparaît du point de vue de l'anisotropie pour les deux procédés: nous obtenons des parois de guides très verticales, ce qui est intéressant en vue d'obtenir un bon confinement de l'onde dans le guide qui permet de réaliser des structures guidantes à faibles pertes. La mise en place d'un balayage mécanique a permis d'obtenir des guides d'ondes d'une longueur suffisante (d'au moins 3 cm de long).

L'utilisation de wafers de silicium de faible épaisseur ($\sim 250 \mu\text{m}$) comme substrat pour nos guides d'ondes, nous a permis d'obtenir, après clivage, des faces d'entrée et de sortie "propres" et planes (sans rugosités), permettant ainsi l'injection de l'onde lumineuse dans le guide, tout en limitant les pertes de couplage, qui malgré tout reste assez élevées.

En respectant les conditions géométriques données par Petermann pour la réalisation de guides planaires monomodes, nous avons pu obtenir des longueurs de guidage supérieures à 2,5 cm. En prenant comme couche guidante le polyimide fluoré 6FDA/MPDA, nous avons mesuré, à partir de la méthode Cut-Back, des pertes par propagation de 0,55 dB/cm pour le mode TE à la longueur d'onde $1,3 \mu\text{m}$.

Pour la réalisation d'un modulateur de phase polymère, nous avons utilisé comme couche guidante le même polyimide fluoré fonctionnalisé avec un colorant: le Disperse Red One (DR1). Dans ce matériau, nous avons fait une estimation des pertes par propagation égale à 2,74 dB/cm, pertes qui sont plus importantes que dans le polyimide vierge, ce qui est conforme à ce que l'on peut trouver dans la littérature.

Le modulateur de phase nécessite l'empilement de plusieurs couches (électrode inférieure, couche tampon inférieure, couche guidante, couche tampon supérieure et électrode supérieure), et nous avons testé différentes configurations. Nous avons pu obtenir un guidage en configuration modulateur de phase avec l'empilement suivant: silicium dopé (faisant office d'électrode inférieure), 6FDA/MPDA, 6FDA/MPDA fonctionnalisé DR1 (10% en poids), PMMA et électrode supérieure en aluminium (une couche protectrice de 6FDA/ODA a été déposée, par VDP, entre la couche guidante et la couche tampon supérieure).

Afin de s'affranchir des problèmes que nous avons rencontrés lors de l'empilement des différentes couches (problème de solvant qui détériore la couche active, problème de clivage dû au non recuit total de la couche tampon supérieure pour ne pas détériorer les chromophores de la couche active), il faudra réaliser les couches tampons par la technique de dépôt récemment développée au laboratoire: le dépôt par VDP. Cette technique présente l'avantage d'utiliser le polymère sous forme de poudre et donc de ne pas utiliser de solvant; nous avons aussi vu que par cette méthode le clivage du matériau donne des faces d'entrées et de sorties planes et "propres", même pour des épaisseurs déposées supérieures à 10 μm . Par la suite, la technique par VDP pourra être envisagée pour le dépôt de la couche active, ce qui permettra de réaliser un modulateur tout polymère par voie sèche.

Les différentes étapes technologiques présentées ont montré la faisabilité d'un modulateur de phase tout polymère, malgré un V_π beaucoup trop élevé (tension qui assure un déphasage de π pour l'onde).

Afin de diminuer ce V_π , plusieurs modifications peuvent être apportées à la conception du modulateur de phase.

Tous d'abord, en jouant sur la configuration géométrique du composant, le V_π étant proportionnel à l'épaisseur de la couche active et inversement proportionnelle à la longueur de l'électrode de commande :

- l'augmentation de l'épaisseur de la couche active tout en gardant une concentration de chromophores importante, va ainsi participer à la diminution de la valeur du V_{π} .
- l'utilisation pour la couche active d'un matériau ayant un coefficient électrooptique beaucoup plus élevés (le V_{π} étant inversement proportionnel à ce coefficient).

Dans cette étude, nous avons utilisé un matériau non linéaire constitué d'un polyimide fonctionnalisé avec un chromophore; l'utilisation d'un polyimide greffé (dans lequel le chromophore est lié chimiquement à la chaîne polymère) permet d'obtenir des coefficients électrooptiques plus élevés. Récemment de nouveaux chromophores ont été développés afin d'obtenir un polymère greffé à du PMMA avec un coefficient électrooptique égale à 90 pm/V (alors que le PMMA greffé avec du DR1, n'a un coefficient que de 12 pm/V). L'utilisation de polyimide fluoré comme matrice sur laquelle est greffé le chromophore doit permettre une plus grande stabilité thermique et temporelle.

Un modulateur de phase ou d'amplitude pourra être ainsi réalisé avec un V_{π} de l'ordre de quelques volts, et son intégration dans un système de télécommunication optique sera alors possible.