



MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ KASDI MERBAH – OUARGLA



FACULTÉ DES MATHÉMATIQUES ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

THÈSE

Pour obtenir

LE DIPLOME DE DOCTORAT Ès-Sciences

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE

OPTION : SCIENCES DES MATÉRIAUX

THÈME

**Contribution à la conception et à la réalisation de
différentes configurations des filtres optiques passifs à base
des micro-résonateurs polymères caractérisées par de
faibles pertes dans la fenêtre des télécoms**

Présentée et soutenue publiquement par

MAMANOU Abdellatif

Le : 29 /10 / 2018 à l'Université Kasdi Merbah-Ouargla

Devant le jury composé de :

Président	CHIH I Smaïl	Professeur, UKM Ouargla
Examineur	REHOUMA Ferhat	Professeur, U El-Oued
Examineur	BENHAOUA Boubeker	Professeur, U El-Oued
Examineur	TRAICHE Mohamed	Maître de Recherche A CDTA Alger
Directeur de thèse	KHELFAOUI Fethi	Professeur, UKM Ouargla
Co-directeur de thèse	AIADI Kamal Eddine	Professeur, UKM Ouargla

DÉDICACES

À la mémoire de mon cher père Mohammed

À ma chère mère Fatima

À ma tante Khadidja et mes deux oncles Fodil et Tayeb.

À mes sœurs : Yasmina, Habiba, Aicha, Saliha et Razika, à mes frères Ali et Mustapha.

À ma chère femme Imen et mes fils Firas et Raid.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier tout spécialement mon directeur de thèse M. Khelfaoui Fethi, Professeur à l'université de Kasdi Merbah Ouargla pour avoir accepté la responsabilité de ce travail ainsi que pour son support, sa patience, sa disponibilité et ses encouragements tout au long de ce projet.

Je remercie également M. AIADI Kamel Eddine, Professeur à l'université Kasdi Merbah Ouargla, pour avoir co-dirigé ce travail et pour son aide et son soutien.

J'exprime mes remerciements à M. Dominique Bosc responsable du Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) pour m'avoir accueilli dans son laboratoire pendant mes séjours à Lannion. Merci à tous les membres du CCLO et plus particulièrement à M. Azar Maalouf et à M. Michel Gadonna pour l'encadrement de stage de Master PHYPHONTON.

Mes remerciements s'adressent aux membres du jury, et parmi eux Messieurs : CHIH Smail , Professeur à l'université Kadsdi Merbah-Ouargla, REHOUMA Farhat et BENHAOUA Boubeker professeurs à l'université de El-Oued et Monsieur TRAICHE Mohamed Docteur Maître de Recherche A au CDTA Alger, qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'examiner ma thèse et d'avoir fait le déplacement pour participer à ma soutenance.

Pour leur soutien permanent je remercie toute ma famille surtout ma chère mère Fatima pour tous ses sacrifices et ses efforts fournis jour et nuit pour mon éducation et mon bien être. Mes sœurs : Yassmina , Habiba, Aicha , Saliha et Razika, à mes frères Ali et Mustapha, ma tante Khadija, mon oncle Fodil. Un grand merci à mon oncle Tayeb Directeur de recherche à France Télécom pour ses conseils, ses encouragements et son soutien constant.

Merci à ma femme Imen qui m'a supporté et encouragé au quotidiens

Merci à tout mes amis.

Merci à tous mes ex-enseignants sans qui rien de tout cela n'aurait été possible.

TABLE DES MATIÈRES

Dédicaces	i
Remerciements	ii
Table des matières	iii
Liste des figures	viii
Liste des tableaux	xii
Acronymes et symboles	xiii
Introduction générale	1
Chapitre I : Théorie des guides d'ondes optiques	
Introduction	7
I.2 Principe de guidage d'ondes optiques	8
I.2 Guide d'ondes optiques	10
I.2.1 Guide d'ondes planaire (Confinement à une dimension)	12
I.2.1.a Guide plan à saut d'indice	13
I.2.1.a Guide plan à gradient d'indice	13
I.2.2 Guides d'ondes canaux (Confinement à deux dimensions)	15
I.2.3 Fibres optiques	16
I.3 Étude de la propagation de lumière dans un guide d'ondes plan	16
I.3.1 Approche de l'optique géométrique	16
I.3.2 Approche électromagnétique	18
I.3.2.1 Application de la théorie électromagnétique sur un guide plan	19
I.3.2.1.1 Équations de Maxwell	19
I.3.2.1.2 Équations de propagation d'un mode	21
I.3.2.1.3 Équations d'Helmholtz	23
I.3.2.1.4 Mode TE et TM	23
I.4 Vecteur d'onde longitudinale	26
I.5 Équation caractéristiques du guide d'onde plan	27
I.6 Méthode de l'indice effectif	30
Conclusion	34
Chapitre II : Micro résonateurs utilisés dans l'optique intégrée	
Introduction	35
II.1 C'est quoi un micro-résonateur ?	35
II.2 Classification par principe de confinement	36
II.2.1 Réflexion entre deux surfaces réfléchissantes	36
II.2.1 Phénomène de réflexion de Bragg	37
II.2.1 Réflexion interne totale	37
II.3 Classification suivant les matériaux de fabrication	38
II.3.1 Semiconducteurs	38
II.3.2 Diélectriques	38
II.3.3 Polymères	38
II.4 Classification suivant forme géométrique	39
II.4.1 Anneau	39
II.4.2 Disque	39
II.4.3 Sphère	40
II.4.4 Hippodrome	40

II.5 Présentation des résonateurs à modes de galerie.....	41
II.5.1 Mode de galeries	41
II.5.1.1 Approche géométrique	42
II.5.1.2 Approche ondulatoire.....	44
II.5.2.2.1 Approche ondulatoire par l'Eikonale.....	45
II.5.1.2.2 Position d'une résonance.....	48
II.6 Applications des WGR à la fonction de filtrage.....	49
Conclusion.....	52
Chapitre III : Micro-anneaux et leur application à la fonction du filtrage	
Introduction.....	54
III.1 Qu'est-ce qu'un micro résonateur en anneau.....	55
III.1.1 Principe physique de fonctionnement d'un micro-anneau	56
III.2 Modèle matriciel d'un micro résonateur en anneau	57
III.2.1 Micro anneau couplé à un seul guide droit	58
III.2.1.1 Facteur de transmission	61
III.2.1.2 Spectre de transmission.....	61
III.2.1.3 Régimes de couplages	62
III.2.1.3a Régime de couplage critique	63
III.2.1.3b Régime de sur-couplage.....	63
III.2.1.3c Régime de sous-couplage.....	63
III.2.1.4 Intervalle Spectral Libre (ISL)	63
III.2.1.5 Largeur de la bande passante	64
III.2.1.6 Finesse	65
III.2.1.7 Durée de vie de photon dans la cavité	66
III.2.1.8 Facteur de qualité	66
III.2.1.9 L'intensité d'accumulation	68
III.2.1.10 Filtre passe-bande ou de phase	69
III.2.2 Micro anneau couplé à deux guides d'onde	69
III.2.2.1 Facteur de transmission T.....	71
III.2.2.2 Coefficient d'extraction Td	72
III.2.2.3 Bande passante de résonance, $\delta\lambda$	73
III.2.2.4 Intensité d'accumulation	73
III.3 Géométries de couplage	74
III.3.1 Couplage latéral	74
III.3.2 Couplage vertical	75
III.4 Application du micro anneau dans la fonction de filtrage.....	76
Conclusion	78
Chapitre IV : Matériaux polymères utilisés en optiques intégrée	
Introduction.....	81
IV.1 Matériaux polymères utilisés dans l'optique intégrée.....	81
IV.2 Propriétés optiques des matériaux polymères utilisés en optique intégrée	83
IV.2.1 La transparence des matériaux.....	84
IV.2.1.1 Perte d'absorption.....	85
IV.2.1.2 Perte par diffusion intrinsèque	87
IV.2.2 Indice de réfraction.....	88

IV.2.3 La biréfringence	89
IV.2.4 Effet thermo-optique dans les polymères	90
IV.3 Polymères pour la photo-inscription des guides optiques.....	91
IV.4 Polymères intrinsèquement photosensibles.....	92
IV.4.1 Le Poly (cinnamate de vinyle)	92
IV.4.1.1 Choix de solvant pour la mise en solution du PVCi	93
IV.4.2 Le Poly (2,2,2 méthacrylate de trifluoro-éthyle)	94
IV.4.2.1 Choix de solvant pour la mise en solution du PMATRIFE.....	94
IV.4.3 Poly (méthacrylimide de méthyle).....	94
IV.4.3.1 Mise en solution du PMMI.....	95
IV.4.4 Poly méthacrylate de méthyle	96
IV.4.4.1 Mise en solution de PMMA.....	96
IV.5 Les différentes techniques de fabrication de guides d'ondes en polymères.....	97
IV.5.1 Photolithographie	98
IV.5.1.1 Principe de la photolithographie	99
IV.5.1.2 Gravure ionique réactive RIE	99
IV.5.2 Photoinscription.....	101
Conclusion.....	103
Chapitre V Conception de filtre à base des micro-anneaux en polymères	
Introduction	105
V.1 Contraintes structurales.....	105
V.1.1 Structure	105
V.1.2 Matériaux utilisés.....	106
V.2 Contraintes fonctionnelles	108
V.2.1 Contraintes sur la bande passante	109
V.2.2 Contraintes sur l'intervalle spectral libre ISL	109
V.2.3 Contraintes sur la largeur spectrale	110
V.2.4 Contraintes sur la finesse	110
V.2.5 Contraintes sur le facteur de qualité Q	110
V.2.6 Contraintes sur le Cross-Talk	111
V.2.7 Contraintes sur l'efficacité d'extraction	111
V.2.8 Contraintes sur le Return Loss	111
V.2.9 Contraintes sur les pertes optiques	111
V.2.10 Contraintes sur le taux de couplage	112
V.3 Contraintes liées à la technologie de réalisation	112
V.4 Stratégie de conception de filtre en longueur d'ondes à base de micro résonateur.....	112
V.4.1 Choix de configuration de couplage.....	113
V.4.2 Organigramme de conception d'un micro-anneau.....	114
V.5 Conception d'un guide d'ondes monomode.....	115
V.5.1 Choix de couple des matériaux polymères.....	116
V.5.2 Définition des structures des guides d'onde.....	117
V.5.3 Dimensionnement du guide d'onde monomodes.....	118
V.5.3.1 Simulation numérique des différentes configurations des guides d'ondes	118
V.5.3.1.1 Présentation du logiciel de simulation « Olymplos ».....	118

V.5.3.1.2	Olympios « Cross section » : Section transversale.....	119
V.5.3.2	Conditions de simulation numérique.....	119
V.5.3.3	Profils des indices de réfraction des différentes configurations	120
V.5.3.4	Calcul des indices effectifs des différentes configurations.....	121
V.5.3.5	Détermination des tailles limites pour la monomodacité des guides d'ondes.....	123
V.5.3.5.1	Par la méthode de fréquence de coupure.....	123
V.5.3.5.2	Limite de monomodacité déterminée à partir des profils des modes.....	125
V.5.4	Calcul des pertes dans les différentes configurations des guides d'ondes.....	128
V.5.5	Calcul des coefficients de confinement des différentes configurations de guides d'ondes.....	128
V.5.6	Choix de la structure de guide d'ondes retenue.....	130
V.6	Conception du résonateur à micro anneau monomodes.....	130
V.6.1	Calcul des pertes par courbure	131
V.6.1.1	Calcul des pertes par courbure par les méthodes de Marcatilli et de Marcus	132
V.6.1.2	Calcul des pertes par courbure par la méthode numérique Bend2D.....	134
V.6.2	Étude comparative des résultats des pertes par courbure calculées par les différentes méthodes.....	136
V.6.3	Indice effectif en fonction de rayon de micro-anneau.....	138
V.6.4	Calcul des coefficients de confinement en fonction de rayons des micro-anneaux.....	139
V.6.5	Choix de la structure du guide pour la réalisation du filtre en longueurs d'ondes	140
V.7	Simulation de la zone de couplage : guide d'ondes-micro anneau.....	140
V.7.1	Détermination des coefficients de couplage	141
V.7.2	Coefficient de couplage en puissance.....	141
V.7.3	Influence du gap sur les coefficients de couplage.....	143
V.8	Simulation numériques des paramètres de filtre à base de micro anneau	145
V.8.1	Simulation de la perte d'insertion en résonance IL Drop	145
V.8.2	Simulation du taux de rejet du filtre S_{RR}	146
V.8.3	Simulation de la bande passante BP.....	147
V.8.4	Simulation du <i>Crosstalk</i>	149
V.8.5	Simulation de l'efficacité d'extraction.....	150
V.8.6	Simulation de la Finesse.....	152
V.8.7	Résumé des paramètres de conception du filtre.....	154
V.9	Conception de la structure totale concrète du filtre à base de micro anneau en polymères.....	154
V.10	Analyse des performances du filtre conçu à base de micro anneau en polymères.....	156
V.11	Conclusion.....	158
Chapitre VI : Réalisation et caractérisation du filtre à base de micro-anneau polymères		
	Introduction.....	161
VI.1	Choix de la technologie de réalisation de la fonction de filtrage.....	161
VI.2	Principe de la photolithographie.....	161
VI.3	Dépôts des couches minces.....	162
VI.3.1	Dépôt de couches minces par <i>dip-coating</i>	163
VI.3.2	Dépôt de couches minces par centrifugation (<i>spin-coating</i>).....	163
VI.4	Réalisation de filtre en longueur d'onde à base de microanneau polymère PVCi/PMATRIFE.....	165
VI.4.1	Dépôt de des couches minces PVCi/PMATRIFE par <i>spin coating</i>	165
VI.4.1.1	Préparation des Wafer (substrat).....	165
VI.4.1.2	Choix des solvants.....	165
VI.4.1.3	Filtration.....	166
VI.4.1.4	Détermination des paramètres de <i>spin coating</i> de couple PVCi/ PMATRIFE.....	166

VI.4.1.5	Dépôt des couches des polymères : PMATRIFE et PVCi.....	169
VI.4.1.6	Séchage.....	170
VI.4.2	Dépôt de la couche de silice.....	171
VI.4.3	Dépôt de la résine.....	171
VI.4.4	Insolation de la résine.....	172
VI.4.5	Gravure sèche RIE (<i>Reactive Ion Etching</i>).....	172
VI.4.6	Transfère des motifs de résine par RIE	173
VI.4.7	Dépôt de la gaine supérieur et enterrement des guides en ruban	173
VI.4.8	Résumé des procédés de réalisation de la structure conçue.....	173
VI.4.9	Évaluation de la réalisation du filtre en longueur d'onde par photolithographie.....	176
VI.5	Caractérisation de filtre en longueur d'ondes réalisé à base de polymère PVCi/PMATRIFE.....	177
VI.5.1	Caractérisation de guides droits	178
VI.5.1.1	Origines des pertes.....	178
VI.5.1.2	Mesure des pertes d'un guide d'onde par la méthode <i>Cut back</i>	179
VI.5.1.2.1	Description de la méthode de <i>Cut back</i>	179
VI.5.1.2.2	Banc de caractérisation optique de la méthode de <i>Cut back</i>	180
VI.5.1.2.2	Mode opératoire de la Méthode <i>Cut back</i>	181
VI.5.2	Résultats et discussion des mesures des pertes.....	182
Conclusion	184
Conclusion générale et perspectives	187
Résumé		

LISTE DES FIGURES

Figure 1 : Réseau PON avec l'architecture Point à multipoints

Figure 2: Principe de technologies PON-WDM bidirectionnelle.

Figure I.1 : Principe de guidage par réflexion totale a) $\theta_i < \theta_c$ b) $\theta_i = \theta_c$ c) $\theta_i > \theta_c$

Figure I.2 : Principe de guidage dans un guide par réflexion totale interne.

Figure I.3 : les trois principaux types de guides d'ondes en fonction des dimensions de confinement de la lumière

Figure I.4a) : Profile de l'indice de guide d'onde planaire à saut d'indice.

Figure I.5a) : Profile de l'indice de guide d'onde planaire à gradient d'indice.

Figure I.6 guide d'ondes confinant la lumière à deux dimensions

Figure I.7 : Type des guides d'ondes canaux à gradient. De droite à gauche :

Figure I.8 a) : Fibre optique à saut d'indice

Figure I.8 b) : Fibre optique à gradient d'indice.

Figure I.9 : Modes guidés et modes rayonnés dans un guide plan.

Figure I.10 : le mode électrique transversale (TE).

Figure I.11 : le mode magnétique transversale (TM).

Figure I.12 : Vecteur d'onde et vecteur d'onde longitudinal.

Figure I.13 : Champs électromagnétique en fonction de β

Figure I.14 : Principe de la méthode de l'indice effectif.

Figure II.1: Différents principe de confinement des microrésonateurs.

Figure II.2 : Différentes formes de micro-résonateurs cycliques : (a) anneau (b) hippodrome (c) disque (d) sphère, et (e) carré (un type de polygones).

Figure II.3 : Propagation par réflexion totale interne dans un microrésonateur en sphère.

Figure II.4: Spectre de modes de galerie pour les deux polarisations TE et TM.

Figure II.5 : Trajet d'un rayon lumineux lors d'une réflexion sur les parois extérieures d'une sphère

Figure II.6 a) : Filtrage de la fréquence de résonance b) Module d'insertion/extraction à la fréquence de résonance.

Figure III.1: Micro-résonateur en anneau couple à un seul guide d'onde.

Figure III.2 : Principe de fonctionnement d'un résonateur en micro-anneau.

Figure III.3a : Filtre passe-bande

Figure. III.3b : Insertion-extraction.

Figure III.4 : Mécanisme d'injection, de couplage et d'extraction de la lumière dans un micro-anneau

Figure III.5 : Spectre de transmission d'un micro-résonateur en anneau.

Figure III.6 : Phase effective en fonction du changement de déphasage, pour différents coefficients de couplage.

Figure III.7 : Micro-résonateur en anneau couplé à deux guides d'ondes droits.

Figure III.8 a) Configuration de couplage horizontale b) configuration de couplage vertical.

Figure III.9 : Principe de la fonction insertion extraction.

Figure IV.1: Structure chimique du groupe latéral du Poly(vinylcinnamate) (PVCi).

Figure IV.2 : formule chimique de Poly (2,2,2 méthacrylate de trifluoro-éthyle).

Figure IV.3 : formule chimique de Poly (méthacrylimide de méthyle)

Figure IV.4 : formule chimique de Polyméthacrylate de méthyle.

Figure IV.5 : Principe de procédé photolithographie pour la réalisation de guides optiques.

Figure IV.6: Principe de la technique de photoinscription utilisée pour réaliser de guides optiques en polymères.

Figure V.1 : Structure de base d'un filtre en longueurs d'ondes à base de micro-anneau

Figure V.2 : Coupes transversales de configurations des guides d'ondes à base des polymères.

Figures V3a) et V3b) : Comparaison entre les atténuations causées par la courbure pour différents matériaux : polymères, silice, III-V.

Figure V.4 : Paramètres d'un filtre en longueurs d'ondes.

Figure V.5: Différents blocs constituant le filtre en longueurs d'ondes.

Figure V.7 : Organigramme de la stratégie de conception de micro anneau.

Figures V.6 : Configuration des guides proposée pour la conception du filtre.

Figures V.8 : Paramètres de simulation pour un guide en ruban avec le logiciel OlympIOs.

Figure V.9 : Profile des indices de réfraction configurations des guides simulés.

Figure V.10 : Variation de neff calculé par simulation, en fonction de h dimension de guide canal.

Figure V.11: Comparaison entre la variation de neff en fonction de h obtenue par 2 méthodes

Figure V.12: Taille limite pour un guide canal enterré monomode

Figure V.13 : Profile de premier mode guide canal de section $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

Figure V.14: Profile de premier mode guide canal de section $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

Figure V.15: Profile de second mode guide canal de section $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

Figure V.17: Profile de premier mode guide en ruban de section $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

Figure V.18: Profil de premier mode guide en ruban de section $3,5 \times 3,5 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

Figure V.19: Variation des pertes par simulation de guide canal pour les différentes dimensions.

Figure V.20 : Variation des coefficients de confinement par simulation du guide canal pour différentes dimensions.

Figure V.21 : Variation des coefficients de confinement en fonction de tailles des guides.

Figure V.23 Résultats des pertes calculées par la méthode de Marcatili – Miller.

Figure V.24: Résultat des pertes calculées par la méthode de Marcus.

Figure V.25 : Mécanisme des pertes par courbure dans un guide courbe.

Figure V.26 : Résultat des pertes calculées par la méthode Bend-2D.

Figure V.27 a) : Le mode pour $R=200 \mu\text{m}$

Figure V.27 b) : le mode pour $R=90 \mu\text{m}$

Figure V.27 c) : le mode pour $R=40 \mu\text{m}$

Figure V.27 d) : les modes pour $R=20 \mu\text{m}$

Figure V.28 : Comparaison de la simulation avec la méthode analytique.

Figure V.29 : Pertes en fonction du rayon de courbure pour différentes guides.

Figure V.30 : Variation de n_{eff} en fonction du rayon de courbure de guide canal.

Figure V.31 : Variation de n_{eff} en fonction du rayon de courbure de guide à nervure.

Figure V.32 : Coefficient de confinement et les pertes par courbure en fonction du rayon de courbure.

Figure V.33 : Couplage entre deux guides d'ondes courbés.

Figure V.34a : Paramètres de couplage latéral

Figure V.34a : Paramètres de couplage vertical

Figure V.41 : Cross talk du filtre en fonction des coefficients de couplage

Figure V.35 : Coefficients de couplage en fonction du gap calculé par TMC

Figure V.36 : Coefficients de couplage en fonction du gap simulé par BPM

Figure V.37 : Pertes d'insertion en fonction du coefficient de couplage

Figure V.38 : Taux de rejet du filtre en fonction des coefficients de couplage

Figure V.39 : Bande passante du filtre en fonction du coefficient de couplage

Figure V.40 : Bande passante en fonction des coefficients SRR pour un nombre de rayons

Figure V.41 : Cross talk du filtre en fonction du coefficient de couplage

Figure V.42 : Puissance transmise en fonction du coefficient couplage

Figure V.43 : Puissance transmise en fonction du coefficient couplage

Figure V.44 : la largeur spectrale du filtre en fonction de coefficient de couplage

Figure V.45 : la largeur spectrale du filtre en fonction des pertes de cavité

Figure V.46 : la structure totale de filtre à base de micro anneau.

Figure V.47 : Puissance normalisée extraite du filtre à base de micro anneau.

Figure V.48 : Réponse spectrale du filtre à base du micro anneau.

Figure VI.1 : Transfert des motifs d'un masque à un polymère en utilisant (a) une résine positive (b) une résine négative

Figure VI.2 : Représentation des différentes étapes de dépôt par *spin coating*

Figure VI.3a : Évolution des épaisseurs des dépôts PMATRIFE en fonction de la vitesse de rotation pour des concentrations 120 g/L et 260 g/L et 320 g/L

Figure VI.3b : Évolution des épaisseurs des dépôts PVCi en fonction de la vitesse de rotation pour des concentrations 120 g/L et 230 g/L et 320 g/L

Figure VI.4a : Épaisseur de couche mince de PMATRIFE à différentes concentrations de solution en fonction des vitesses de dépôts (temps et accélération de dépôt $a=3000$ et $t=6s$).

Figure VI.4b : Épaisseur de la couche mince de PVCi en fonction de la concentration de solution à une accélération et temps de dépôt constants $a=3000$ et $t=6s$ et différentes vitesses.

Figure VI.5a : Choix du substrat

Figure VI.5b : Dépôt d'une couche mince du PMATRIFE d'épaisseur $e=5\mu m$

Figure VI.5c : Dépôt d'une couche mince du PVCi d'épaisseur $e=1,5\mu m$

Figure VI.5c : Dépôt d'une couche mince de la silice d'épaisseur 15 nm

Figure VI.5d : Dépôt d'une couche de résine photosensible 0.14

Figure VI.5e : Insolation et développement de la résine

Figure VI.5f : Gravure sèche RIE de la silice

Figure VI.5g : Gravure du polymère PVCi.

Figure VI.5h : Dépôts d'une deuxième couche de silice.

Figure VI.5h : Enterrement des guides en ruban

Figure VI.6: Photographie prise par microscope optique du filtre en longueur d'ondes à base des micro-anneaux polymères PVCi et PMATRIFE

Figure VI.7: Schéma d'un banc de caractérisation optique.

Figure VI.8: Schéma d'un banc de caractérisation optique.

Figure VI.10: Courbe des pertes de propagation en fonction des longueurs des guides.

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 : Classification des guides d'ondes optiques en fonction des dimensions du confinement de la lumière.

Tableau IV.1 : Comparaison des caractéristiques de guides en polymères réalisés par des techniques conventionnelles.

Tableau IV.2 : Facteur influant sur l'atténuation dans les guides en polymères.

Tableau IV.3 : Récapitulatif des longueurs d'ondes et intensités relatives des harmoniques des différentes vibrations de liaisons existants dans le domaine (1260-1675) nm des télécoms.

Tableau IV.4 : Indice de réfraction de quelques exemples de polymères halogénés.

Tableau IV.5: propriétés physico-chimiques de Poly méthacrylate de méthyle.

Tableau V.1 : Polymères utilisés au CCLO pour la réalisation des guides d'ondes.

Tableau V.2 : Indice effectif de guide en ruban pour les différentes dimensions par simulation.

Tableau V.3 : Domaine de monomodicité dans un guide canal enterré.

Tableau V.4: Taille max des guides monomodes pour de différentes configurations de guide.

Tableau V.5 : Détermination du coefficient de couplage par la projection des EMC.

Tableau V.6 : Règles de conception de paramètres d'un micro-résonateur utilisé dans les applications de télécommunications.

Le tableau V.7 : Paramètres opto géométrique choisi pour la conception du filtre à base de

Tableau VI.1 : Caractéristiques des solutions à 200 g/L, dans différents solvants organiques, et des dépôts de PVCi.

Tableau VI.2: Paramètres des étapes de dépôt et celle de séchage de couple de polymères

Tableau VI.3: Conditions expérimentales de dépôt par PVCi d'une couche de silice

Tableau VI.4 : Résumé des procédés de réalisation du filtre à base de micro anneau en polymères PVCi /PMATRIFE.

Tableau VI.5: Résultats de mesures des pertes par la méthode cut-back.

ACRONYMES ET SYMBOLES

Acronymes

EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier, i.e. Amplificateur optique,
FDTD : Finite Difference Time Domain.
FSR : Free Spectral Range (ISL : Intervalle Spectral Libre)
FWHM : Full Width at Half Maximum, i.e. Largeur totale à mi-hauteur,
IL : Insertion Loss (Perte d'insertion)
WDM : Wavelength Division Multiplexing
CT: CrossTalk (Diaphonie).
CWDM : Coarse Wavelength Division Multiplexing
DMUX : Demultiplexer
DSL : Digital Subscriber Loop (or Line)
DWDM : Dense Wavelength Division Multiplexing
ER : Extinction Ratio
FTTH : Fiber To The Home
GPON: Gigabit Passive Optical Network
HDTV: High Definition Television
ITU : International Telecommunications Union (Union Internationale des Télécommunications)
LED : Light Emitting Diode
MUX : Multiplexer
MZM : Mach-Zehnder Modulator
OLT: Optical Line Termination
ONT: Optical Network Termination
ONU: Optical Network Unit.
OADM : Optical Add Drop Multiplexer en anglais.
PON: Passive Optical Network
QED: Quantic Electro-Dynamics
TDM: Time Division Multiplexing.
TIR: Total Internal Reflexion. (RTI : Réflexion Totale Interne)
VoD: Video On Demand
VoIP: Voice over IP.
WGM : Whispering Gallery Modes, i.e. Mode de galerie.
WGM :Whispering Galery Mode (Modes de galerie)
WGR : Whispering Gallery Resonators (résonateurs à mode de galerie)
LASER :Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
PVCi : Poly (cinnamate de vinyle)
PMMI : Poly (méthacrylimide de méthyle)
PMMA : Poly (méthacrylate de méthyle)
PMATRIFE : Poly (méthacrylate de trifluoroéthyle)

Symboles

c : Vitesse de la lumière dans le vide,
 λ : Longueur d'onde.
 λ_0 : Longueur d'onde optique de résonance.
 ν : Fréquence optique,
 ν_0 : Fréquence optique de résonance.
 h : Constante de Planck,
 n : Indice de réfraction,
 n_{sup} : Indice de réfraction du superstrat.
 n_{sub} : Indice de réfraction du substrat.
 n_{gaine} : Indice de réfraction de la gaine de fibre optique.
 n_c : Indice de réfraction du cœur.
 n_g : Indice de réfraction du groupe.
 n_{eff} : Indice effective.
 L : Périmètre d'une cavité,
 Q : Facteur de qualité.
 F : Finesse.
 τ_{ph} : Durée de vie du photon dans la cavité.
 a : Terme de gain ou de pertes sur un tour,
 R : Rayon du résonateur,
 α_{abs} : Coefficient d'absorption.
 θ_c : Angle critique.
 r_{TE} : Coefficient de réflexion pour le mode TE
 r_{TM} : Coefficient de réflexion pour le mode TM
 R_{TE} : Réflectance pour le mode TE .
 R_{TM} : Réflectance pour le mode TM .
 \vec{L} : Moment angulaire.
 \vec{E} : Champ électrique (V/m)
 \vec{B} : Induction magnétique (Wb/m²)
 \vec{D} : Vecteur déplacement électrique (C/m²)
 \vec{H} : Champ magnétique (A/m)
 \vec{j} : Densité de courant du conducteur (A/m²)
 ρ : Densité volumique des charges électriques libres (C/m³)
 μ : Perméabilité magnétique
 μ_0 : Perméabilité magnétique dans le vide
 μ_r : Perméabilité magnétique relative.
 σ : Conductivité électrique.
 ϵ_0 : Permittivité diélectrique dans le vide.
 ϵ_r : Permittivité relative.
 β : Constante de propagation.
 k : Vecteur d'onde.
 Φ : La phase du champ électromagnétique.
 m : Ordre du mode.
 h : Épaisseur de guide d'ondes.
 w : Largeur de guide d'ondes.
 κ : Coefficient de couplage.
 τ : Coefficient de couplage.
 ϕ_c : Déphasage de l'onde optique dans la région de couplage.
 ϕ_{fb} : Déphasage de l'onde optique dans la boucle de rétroaction.
 T : Transmittance.
 K : Facteur de couplage.
 Γ : Coefficient de confinement.

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis l'invention du Laser en 1960, beaucoup d'efforts ont été consentis afin de l'utiliser comme support de transmission de l'information dans les communications optiques. Mais il a fallu attendre jusqu'à 1979 pour que celle-ci soit réalisable, grâce à la fabrication de première fibres optiques à faibles pertes. Le laser a mis à disposition un ensemble des sources optiques (diodes laser) monochromatiques, cohérentes et puissantes. Tandis que la fibre optique a fourni une ligne de transmission appropriée, efficace et à faibles pertes. À l'époque, l'atténuation de la transmission par fibre optique a été comparable à celle des systèmes utilisant le câble du cuivre (~ 0.1 dB/m). Mais au cours de ces dernières décennies, cette atténuation a été réduite en dessous de $0,1$ dB / km [1]. Les mises au point de diodes lasers et des fibres optiques ont permis respectivement de générer et de transporter le signal optique à grande distance avec de faibles pertes. De nos jours, l'essor de la communication optique est en pleine expansion.

Ce nouveau millénaire a connu une explosion du volume de trafic de données, en raison de la croissance énorme du nombre d'utilisateurs des réseaux d'accès et de développement de nouveaux services de télécommunications requérant des débits très élevés tels que : la visioconférence, la télésurveillance, la distribution des programmes de téléviseur à haute définition *TV High Definition* (TVHD), la vidéo à la demande...etc. Ce fait a conduit à l'accroissement des besoins en bande passante fournie aux utilisateurs. Cependant, les capacités des réseaux *Asymmetric Digital Subscriber Line* ou ADSL ont montré leurs limitations face à cette augmentation rapide en matière de débit. Alors, les systèmes de télécommunications ont rendu indispensable l'utilisation des transmissions optiques par rapport aux moyens de transmissions électriques. La fibre à travers ses qualités a apporté une solution au problème de la bande passante. La première génération des réseaux optiques était destinée à obtenir des débits plus importants sur des liaisons point à point.

La forte demande de bande passante et l'augmentation de la vitesse de transmission du trafic de télécommunication ont également influencé la maturité rapide de la technologie de réseau d'accès de la fibre optique *Fiber To The Home* (FTTH), qui consiste à déployer la fibre jusqu'à domicile. Ce réseau tout optique a permis d'offrir à chaque client 100 Mb/s voir plus (environ 50 fois supérieures aux débits proposés par l'ADSL). En effet, deux architectures

principales concurrentes peuvent être implémentées au sein du réseau FTTH: le réseau point à point Ethernet ou *Point to Point Ethernet* (P2P) et le réseau optique passif ou *Passive Optical Network* (PON). Cette dernière constitue aujourd'hui une référence en matière de réseaux d'accès à très haut débit avec l'avantage d'utiliser des équipements qui n'embarquent aucune électronique (inactifs) dans la partie intermédiaire entre l'opérateur et le client.

Dans l'architecture P2P on dispose d'un lien physique en fibre optique directement entre le central *Optical Line Terminal* (OLT) et l'abonné *Optical Network Unit* (ONU). Cette topologie présente plusieurs avantages : elle est l'architecture la plus simple à réaliser, elle ne nécessite pas l'installation des composants optique entre ONU et OLT, elle fournit un très haut débit qui peut atteindre le 10 Gbit/s sur une grande portée (100 km) sans le besoin d'amplifier le signal et elle est simple à gérer. Néanmoins, la fibre dans cette topologie P2P n'est pas mutualisée, donc elle nécessite l'utilisation de plusieurs interfaces optoélectroniques. Ce qui augmente le coût de déploiement d'un tel réseau.

Le réseau PON ont été introduits pour la première fois dans les années 1980. Étant donné que les prix des câbles à fibres optiques et les émetteurs-récepteurs optiques étaient très élevés à l'époque, une topologie point à multipoint (ou point to multipoint P2MP) a été conçue afin qu'une partie de l'infrastructure soit mutualiser entre plusieurs clients. Pour ce faire, l'accessibilité au réseau métropolitain est assurée au moyen d'un central (HO Head Office ou CO, Central Office) ce dernier regroupe plusieurs terminales optiques (*Optical Link Terminal*, OLT). Une seule fibre sort à partir de chaque OLT vers un coupleur optique passif (splitter) 1 vers N ce dernier divise les puissances optiques sur 32 ou 64 (voire 128 utilisateurs) via des fibres optiques. Chaque utilisateur dispose d'un équipement actif (ONU) permettant de recevoir toutes les informations mais n'est autorisé à lire que les données qui lui sont destinées

Les dernières spécifications exigent que le trafic en aval de l'OLT vers l'ONU soit transmis à une longueur d'onde de 1490 nm, alors que le trafic en amont est transmis par l'unité ONU à 1310 nm. Une longueur d'onde supplémentaire, typiquement 1550 nm, peut être utilisée pour la diffusion d'un signal de télévision par exemple. Le débit instantané du PON est partagé entre tous les abonnés qui reçoivent des données. [2]

La technique de WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) a été développée afin d'augmenter les débits. Elle permet de multiplier la capacité de transmission d'une seule

liaison par fibre optique à plusieurs fois, en injectant plusieurs canaux de données à des longueurs d'onde différentes, puis les transmettant simultanément au sein d'une même fibre. Les longueurs d'ondes multiplexées sont situées dans une fenêtre de transparence infrarouge entre 1,3 et 1,6 μm . À l'intérieur de cette fenêtre il existe deux bandes de 40 nm qui sont fréquemment utilisées : la bande C (1525-1565 nm) et la bande L (1565-1605 nm) où des Amplificateurs à Fibre Dopée d'Erbium ou *Erbium Doped Fiber (EDFA)* sont disponibles.[3]

Bien que le coût de l'utilisation de WDM soit relativement élevé en raison des composants trop chers utilisés, cette technologie reste largement acceptable comparée à la qualité de service offerte (très haut débit à grande distance, sécurité). De nos jours, le WDM est d'ores et déjà utilisé dans les réseaux du transport et métropolitains où le coût est partagé par plusieurs utilisateurs [4]. Cependant, dans d'autres contextes comme le cas du réseau d'accès cette technologie nécessite l'installation de plusieurs fonctions tout au long de réseau optique. Ces dernières doivent être réalisées à bas coût.

Les efforts pour augmenter les débits d'information transmise par les réseaux d'accès ont conduit à l'introduction de la technologie du multiplexage en longueur d'onde WDM dans les réseaux PON. Ce qui a donné naissance à une nouvelle architecture WDM-PON combinant entre les avantages de deux solutions technologiques : le WDM et le P2MP.

WDM-PON utilise la même topologie de réseau passif que le PON mais l'ajout de plusieurs longueurs d'onde par WDM implique que de nombreux services différents peuvent être exécutés simultanément. Les clients, qui nécessitent des débits plus élevés peuvent le faire en transférant à une longueur d'onde différente avec ce service. Les changements ne sont alors requis qu'au HO et chez le client, sans modifier le système PON sur le terrain. Par ailleurs, les composants sophistiqués de WDM qui ont déjà été utilisés au niveau des réseaux métropolitains sont trop chers pour envisager une distribution de masse comme dans le cas de PON. Donc, il est indispensable de concevoir des nouveaux dispositifs à coût bas. Notre contribution se situe dans ce cadre.

Dans La topologie PON WDM utilise le principe "*broadcast and select*", Les signaux optiques sont composés de plusieurs longueurs d'ondes multiplexés par un multiplexeur sont transmis vers un coupleur passif (splitter) ce dernier les diffuse ("*broadcast*") à tout l'ONU. Mais chaque client sélectionne une longueur d'onde qui lui est propre à l'aide d'un filtre optique différent des autres (ou un filtre optique accordable) placé à domicile ("*select* "). Ce

qui permet d'assurer la flexibilité dans l'allocation de la bande passante ; la mutualisation de la fibre et une infrastructure plus légère à coûts réduits (en termes de génie civil).

Il existe une autre variante de cette configuration, qui consiste au déploiement d'une bi-fibre ou lieu d'une fibre unique (Figure 1). Ce qui donne plus de flexibilité au réseau. La bi-fibre met à disposition une fibre pour la voie montante et une autre pour la voie descendante. [5]

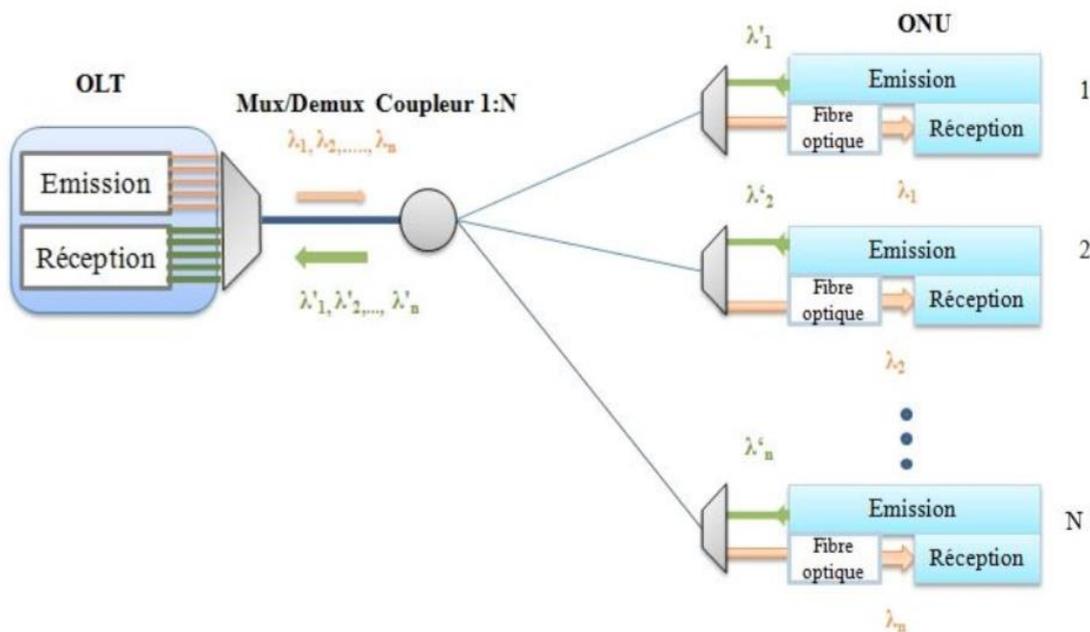


Figure 1: Principe de technologies PON-WDM bidirectionnelle.

Les filtres optiques en longueur d'onde sont des composants indispensables d'un réseau WDM-PON, car il permet la gestion des trafics de signaux optiques notamment de côté de l'abonné. En fait, un filtre peut être utilisé en tant que composants de (dé) multiplexage ou comme un filtre d'insertion-extraction. Actuellement, dans l'état de l'art, il existe différentes technologies permettant de réaliser la fonction filtrage tels que : les réseaux de diffraction, les filtres interférentiels, les filtres à couches minces, *Arrayed Waveguide Grating (AWG)* ... etc. la plupart de ces composants utilisent la variation de l'inclinaison du réseau pour modifier la longueur d'onde filtrée, donc ils nécessitent un couplage en espace libre. Par conséquent, ces filtres sont relativement volumineux et difficiles à ajuster et intégrer dans des appareils compacts, en plus leur prix est relativement élevé [6]. La tendance actuelle consiste à la fabrication des fonctions optiques à degré de miniaturisation élevé et à bas coût.

Les filtres optiques à base des micro-anneaux ont attiré beaucoup d'attention en raison de leurs sélectivités élevées de longueur d'onde et leurs petites tailles. Ils ont également une faible perte d'insertion. Par conséquent, ils sont des candidats potentiels pour l'intégration dans circuits photoniques qui pourraient atteindre une densité d'intégration de 10^5 de dispositif par centimètre carré [2, 3].

L'objectif principal de cette thèse consiste à la conception d'un filtre passif en longueur d'ondes à base du micro anneau en polymères (PVCi/PEMATRIFE), pour son utilisation dans un réseau WDM-PON, la transmission du signal dans ce réseau se fait à une fréquence de 100 GHz et est multiplexée sur la grille DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*) dans la bande C. Ce qui exige un espacement de 0.8 nm entre les canaux selon les normes de l'ITU (*International Telecommunication Union*). L'intervalle spectral Libre (ISL) du signal filtré est au voisinage de 15 nm.

Ce manuscrit de thèse est réparti sur six chapitres : Dans le premier chapitre : nous allons exposer les théories nécessaires pour la description des guides d'ondes optiques. Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter quelques notions de base à propos des micro-résonateurs utilisés dans l'optique intégrées, le troisième chapitre est consacré à la modélisation des micro-anneaux et leurs applications dans la fonction de filtrage. Le quatrième chapitre est dédié à la présentation des matériaux polymères utilisée en optique intégrées, la conception d'un filtre à base de micro-anneau en polymères est abordé au cinquième chapitre, la réalisation et la caractérisation de filtre conçu sont traitées au sixième chapitre et enfin nous terminerons par une conclusion générale et les perspectives.

Références bibliographiques

- [1] Gatti, S., *Inscription laser UV pulsé sur nouveau matériau hybride pour codeurs optiques intégrés*. 2007, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc.
- [2] Klein, E.J., *Densely integrated microring-resonator based components for fiber-to-the-home applications*. PhD Thesis, University of Twente, 2007.
- [3] Arnaud, C., *Étude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie*. 2004, Université Rennes 1.
- [4] Tan, F.S., *Integrated optical filters based on microring resonators*. 2004: Enschede, The Netherlands.
- [5] Saliou, F., *Etude des solutions d'accès optique exploitant une extension de portée*. 2010, Télécom ParisTech.
- [6] Castany, O., *Microtechnologie optoélectronique incluant des matériaux mésomorphes*. 2010.

CHAPITRE I : THÉORIE DES GUIDES D'ONDE OPTIQUES

CHAPITRE I : THÉORIE DES GUIDES D'ONDES OPTIQUES

Introduction

Les dispositifs de l'optique et de la photonique intégrées sont basés sur le traitement de la lumière confinée dans des structures appelées guides d'ondes optiques. Dans ce chapitre, nous allons décrire les guides d'ondes optiques en utilisant deux approches différentes : la première consiste en l'optique géométrique reposant sur la théorie des rayons lumineux et la deuxième c'est la théorie électromagnétique basée sur les équations de Maxwell. Tout d'abord, nous commençons par la description des géométries des différentes structures des guides d'ondes existant dans l'état de l'art de l'optique intégrée tels que : les guides d'ondes planaires, guides d'ondes de canal, fibres optiques ainsi que les cristaux photoniques. Ensuite, nous introduisons le concept du mode optique et nous discutons les types des modes qui peuvent être pris en charge par une structure plane. En utilisant les équations de Maxwell, nous allons obtenir l'équation d'onde pour des guides d'ondes planaires ensuite nous allons la résoudre pour le cas le plus simple de guides d'ondes planaires à saut d'indice, compte tenu des modes polarisés TE et TM séparément. En particulier, nous verrons que pour le rayonnement confiné l'équation d'onde admet un nombre discret de solutions, appelés modes guidés. Enfin, les modes guidés dans les guides d'onde de canal sont étudiés et les solutions apportées par la méthode de Marcatilli et la méthode d'indice effectif sont présentées.

I.1 Principe du guidage optique

Le signal optique qui représente une onde électromagnétique se propage dans un système optique selon des directions particulières vérifiant des conditions propres à ce système [1, 2]. Le principe de guidage est basé sur le phénomène de réflexions totales successives. Ce phénomène est régi par la loi de Snell-Descartes reliant les directions de propagation d'un faisceau incident avec celle de faisceau réfracté lors de passage de la lumière d'une interface séparant deux milieux diélectriques d'indices de réfraction distincts, cette loi s'écrit comme suite :

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (I.1)$$

Où n_1 et n_2 représentent les indices de réfraction des milieux d'incidence et de réflexion, respectivement [1]. Dans la loi de Snell-Descartes nous avons deux cas possibles :

- Si $n_1 < n_2$, quel que soit l'angle d'incidence θ_i l'angle réfracté θ_t existera toujours (θ_t sera toujours un nombre réel). Donc, il est impossible de réaliser une réflexion totale.
- Si $n_1 > n_2$, c'est-à-dire si l'onde plane est passée d'un milieu plus dense à un milieu moins dense, un phénomène exceptionnel aura lieu pour une certaine plage d'angles d'incidence. Dans ce cas, il existe un angle d'incidence θ_i pour lequel l'angle réfracté θ_t prends la valeur de $\pi/2$ radians. Cet angle est appelé l'angle critique θ_c , et sa valeur est calculée directement à partir de la loi de Snell-Descartes :

$$\theta_c = \text{Arcsin}(n_1/n_2) \quad (\text{I.2})$$

Pour des angles d'incidence supérieurs à l'angle critique, $\theta_i > \theta_c$ le sinus de l'angle réfracté atteindra des valeurs supérieures à 1 ! C'est-à-dire ($\sin\theta_t > 1$), l'angle réfracté n'est donc plus un nombre réel selon la loi de Snell-Descartes [3, 4]. Dans ce cas :

$$\cos\theta_t = -(1 - \sin^2\theta_t)^{\frac{1}{2}} = -j(\sin^2\theta_t - 1)^{\frac{1}{2}} = -jB \quad (\text{I.3})$$

Où $B = (\sin^2\theta_t - 1)^{\frac{1}{2}}$ est un nombre réel. D'autre part le rapport entre les amplitudes du champ électrique des ondes réfléchies et incidentes exprimées par le coefficient de réflexion noté : qui dépend de l'angle d'incidence et de la polarisation de la lumière incidente :

Pour la polarisation TE (Transverse Électrique) :

$$r_{TE} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_1 \cos\theta_i - n_2 \cos\theta_t}{n_1 \cos\theta_i + n_2 \cos\theta_t} \quad (\text{I.4a})$$

Pour la polarisation TM (Transverse Magnétique):

$$r_{TM} = \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_2 \cos\theta_i - n_1 \cos\theta_t}{n_2 \cos\theta_i + n_1 \cos\theta_t} \quad (\text{I.4b})$$

Maintenant, remplaçons $\cos\theta_t$ dans l'expression de r_{TE} et r_{TM}

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos\theta_i + jn_2 B}{n_1 \cos\theta_i - jn_2 B} = \frac{z}{z^*} = e^{j\phi_{TE}} \quad (\text{I.5a})$$

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos\theta_i + jn_1 B}{n_2 \cos\theta_i - jn_1 B} = \frac{z}{z^*} = e^{j\phi_{TM}} \quad (\text{I.5b})$$

Ici, les coefficients de réflexion r_{TE} et r_{TM} des polarisations TE et TM respectivement sont exprimés comme le quotient entre un nombre complexe z et son conjugué z^* . Ainsi les modules des deux coefficients de réflexion

$$\begin{cases} |r_{TE}| = 1 \\ |r_{TM}| = 1 \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

Pour cette raison, les valeurs de la réflectance R_{TE} et R_{TM} pour la polarisation TM et TE sont égales à 1:

$$\begin{cases} R_{TE} = |r_{TE}|^2 = 1 \\ R_{TM} = |r_{TM}|^2 = 1 \end{cases} \quad (I.7)$$

C'est-à-dire que la lumière est totalement réfléchi, c'est le phénomène de réflexion totale. Donc pour avoir une réflexion totale (figure I.1), il est nécessaire que [1] [3, 4] :

- L'indice du milieu d'incidence soit supérieur à celui du milieu de réfraction $n_1 > n_2$.
- L'angle d'incidence soit supérieur à l'angle critique $\theta_i > \theta_c$

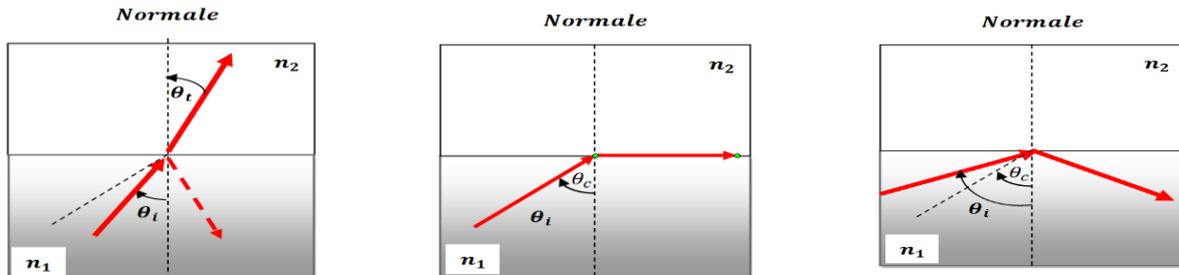


Figure I.1 principe de guidage par réflexion a) $\theta_i < \theta_c$ b) $\theta_i = \theta_c$ c) $\theta_i > \theta_c$ réflexion totale

La réflexion totale est le principe de base du guidage et du confinement de la lumière. Nous considérons la structure composée d'un milieu diélectrique d'indice n_c entouré d'un autre diélectrique à indice inférieur (figure I.2). Un rayon se déplaçant à l'intérieur du matériau à indice élevé sera totalement réfléchi aux interfaces supérieure et inférieure de cette structure si l'angle d'incidence à l'interface dépasse l'angle critique [4].

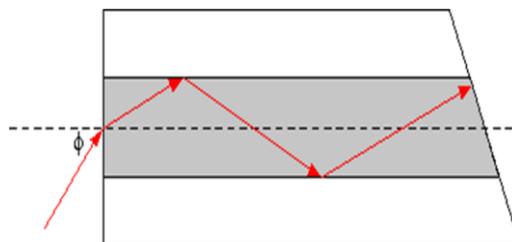


Figure I.2 : Principe de guidage dans un guide par réflexion totale interne.

I.2 Guide d'ondes optiques

Un guide d'ondes peut être défini comme étant une structure optique permettant le guidage et le confinement d'une onde lumineuse dans une direction privilégiée au sein d'un milieu diélectrique par réflexion interne totale. Pour que celui-ci ait lieu, il est nécessaire d'entourer le milieu diélectrique de guidage d'indice élevé dit cœur (où la plus grande partie de l'énergie de rayonnement est concentrée) par un milieu de faible indice de réfraction appelé gaine [1, 3] [5]. Un exemple très simple de confinement de la lumière se produit dans un film de verre situé dans l'air. Si l'indice de réfraction du verre est n , alors les rayons à l'intérieur du

film qui se propagent avec des angles intérieurs θ supérieurs à l'angle critique $\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right)$ subiront des réflexions totales sur les interfaces et restent piégés à l'intérieur du film.

Les guides d'onde peuvent être classés sur la base de leur nombre de dimensions dans lesquelles la lumière est confinée, comme indiqué sur tableau I.1. La figure I.3 montre les trois principaux types de guides d'ondes en fonction de dimensions de confinement de la lumière. Un guide d'onde planaire (ou guide à 1D) peut confiner le rayonnement uniquement dans une seule dimension (figure I.3a). Les guides d'ondes de canal (ou guide à 2D) la confine en deux dimensions (figure I.3b) [1].

Tableau I.1 : Classification des guides d'ondes optiques en fonction des dimensions du confinement de la lumière

Dimensions du confinement	Classification des guides d'ondes optiques
1D	Guide d'onde planaire
2D	Guide d'onde canal Fibre optique
3D	Cristaux photoniques

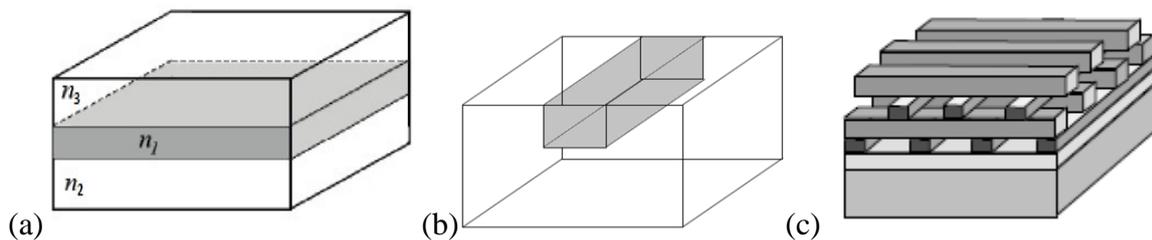


Figure I.3a) Guide d'onde plan b) Guide d'onde canal c) Cristaux photoniques.

Il existe également des structures qui peuvent confiner la lumière dans les trois dimensions. Ceux-ci constituent un cas très particulier de guides d'ondes optiques : puisque le rayonnement est confiné dans toutes les directions. Par conséquent, ces structures en font des pièges de lumière, et sont souvent appelées cristaux photoniques (Figure I.3c). Le confinement de la lumière dans ce cas, ne peut évidemment pas être basé sur la réflexion interne totale. En fait, les cristaux photoniques sont fabriqués au moyen de structures périodiques tridimensionnelles, dans lesquels le confinement de la lumière est basé sur la réflexion de Bragg. Les cristaux photoniques ont des propriétés très intéressantes, ils sont utilisés dans plusieurs dispositifs tels que : les lasers miniaturisés avec pratiquement aucune

puissance de seuil, des coudes de guide d'ondes avec de très petits rayons de courbure, ou des filtres à bande étroite[6].

Maintenant, nous allons décrire les géométries typiques trouvées dans l'état de l'art des guides d'ondes optiques, y compris les guides d'ondes planaires, guides d'ondes de canal et les fibres optiques, et nous allons discuter certaines de leurs caractéristiques de base.

I.2.1 Guide d'ondes planaire (Confinement à une dimension 1D)

Un guide d'ondes planaire est une structure confinant la lumière dans une seule direction transversale. Ce type des guides est constitué d'un empilement de trois couches.

- La couche supérieure appelée superstrat est composée d'un milieu d'indice de réfraction n_{sup}
- La couche centrale appelée cœur est composé d'un milieu d'épaisseur h et d'indice de réfraction n_c , (constant ou variable selon x).
- La couche inférieure appelée substrat est composée d'un milieu d'indice de réfraction n_{sub} .

Les trois milieux sont des diélectriques supposés isotropes, sans pertes et d'épaisseur constante. Les conditions nécessaires pour le confinement de la lumière dans le guide d'onde :

$$n_c > n_{sub} \text{ et } n_c > n_{sup}$$

L'épaisseur du guide ne doit pas être inférieure à une limite critique en dessous de laquelle il n'y a plus de guidage. Habituellement, l'indice de réfraction de superstrat est inférieur ou égal à l'indice de réfraction du substrat, $n_{sup} \leq n_{sub}$, et de cette façon nous avons $n_{sup} \leq n_{sub} < n_c$. En fait, dans de nombreux cas le milieu de superstrat est l'air, donc $n_{sup} = 1$, ce qui répond à l'hypothèse mentionnée précédemment [6, 7].

Compte tenu de l'indice de réfraction dans la structure plane, les guides d'ondes planaires peuvent être classés comme des guides d'ondes à saut d'indice ou des guides d'ondes à gradient d'indice.

- les guides à saut d'indice: n_c constant sur toute l'épaisseur de la couche de guidage.
- les guides à gradient d'indice: n_c varie avec l'épaisseur de la couche de guidage.

I.2.1.a Guide plan à saut d'indice

Un guide d'ondes planaire est dit à saut d'indice si chacune des couches qui le constitue ayant un indice de réfraction constant, en effet, c'est la structure la plus simple pour le confinement de la lumière

Si les milieux supérieur et inférieur sont les mêmes (constantes optiques égales), la structure forme un guide d'onde plan symétrique. D'autre part, en photonique intégrée les milieux supérieurs et inférieurs sont généralement différents. Dans ce cas, nous avons affaire à un guide d'onde planaire asymétrique (Figure I.4). Ces derniers sont fabriqués par dépôt d'un film à indice élevé au-dessus d'un substrat d'indice inférieur, en utilisant les méthodes physiques (évaporation thermique, épitaxie par faisceau moléculaire, pulvérisation, etc.) ou des procédés chimiques (dépôt chimique en phase vapeur, le dépôt chimique en phase vapeur organo - métallique, etc.) [8, 9]. La lumière se propage dans le guide en traçant une trajectoire zigzagée limitée par des points des réflexions totales successives à l'interface cœur - substrat et cœur-superstrat.

I.2.1.a Guide plan à gradient d'indice

Un guide d'onde planaire est dit à gradient d'indice si le matériau constituant la couche de guidage n'est pas homogène. Dans ce cas son indice de réfraction $n_{cœur}$ varie graduellement en fonction de la profondeur x (Figure I.5), depuis l'interface guide-superstrat jusqu'à l'indice du substrat.

Habituellement, l'indice de réfraction est maximal à la surface supérieure, et sa valeur diminue avec la profondeur jusqu'à atteindre la valeur correspondant à l'indice de réfraction du substrat, mais il existe d'autres profils pour l'indice de réfraction telle que la forme : parabolique, exponentielle, gaussienne... etc. Qui dépendent de la méthode de fabrication et de la nature du matériau utilisé. La fabrication de ce type de structures dépend de la nature du matériau et des méthodes de modification de la surface d'un substrat, que ce soit par des processus physiques (implantation ionique, diffusion de métal, etc.), ou par modification chimique du substrat (méthodes d'échange d'ions) [8]. La propagation de l'onde lumineuse suit une trajectoire courbe périodique limitée par des points de rebroussement plus ou moins profonds dans la zone de guidage.

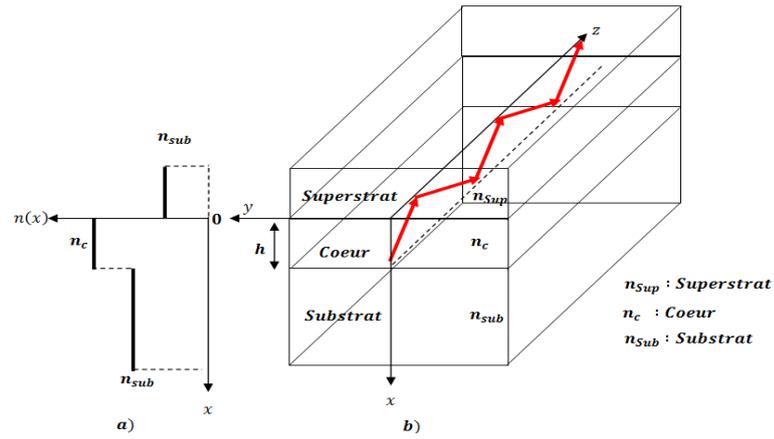


Figure I.4: Profile de l'indice de guide d'onde planaire à saut d'indice.

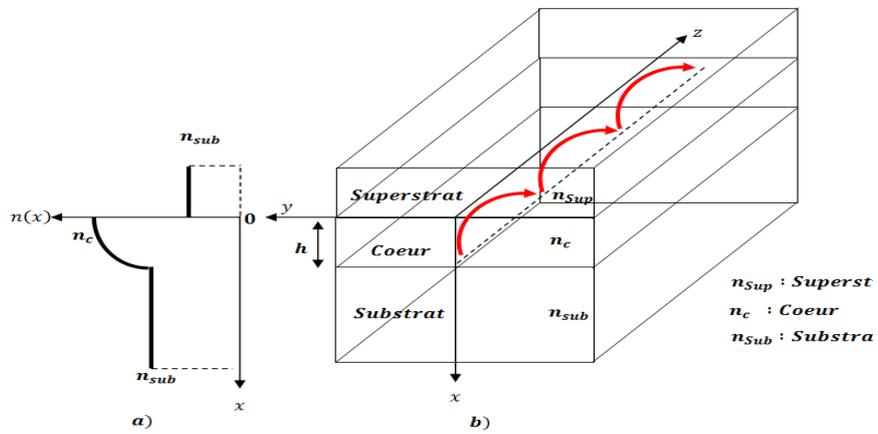


Figure I.5: Profile de l'indice de guide d'onde planaire à gradient d'indice.

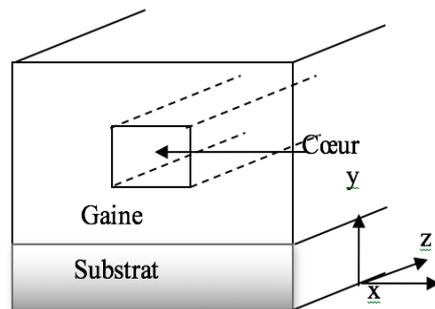


Figure I.6 Guide d'ondes confinant la lumière à deux dimensions

I.2.2 Guides d'ondes canaux (Confinement à deux dimensions)

Les guides d'ondes planaires confinent la lumière uniquement dans une seule dimension. Pour bien confiner l'onde guidée, il est nécessaire que la réflexion interne totale ait lieu non seulement au niveau des interfaces supérieures et inférieures du guide, mais aussi au niveau de ses bornes latérales. Ce confinement est atteint dans les guides d'ondes dits canaux ou guides d'ondes à deux dimensions (2D), dans lesquels la région centrale (où le rayonnement est concentré) a un indice de réfraction supérieur à tous les milieux environnants figure I.6.

Le classement effectué des guides d'ondes planaires, en termes de symétrie/ asymétrie ou à saut/à gradient d'indice, est également valable pour les guides d'ondes canaux, mais avec la différence que nous traitons maintenant une dimension supplémentaire qui caractérise la structure du guide d'ondes.

Les guides d'ondes canaux à travers le confinement à 2D permettent la fabrication de la majorité des composants et des dispositifs complexes d'optique intégrée, comme les branchements en Y, les coupleurs, les modulateur Mach-Zehnder (MZM)... etc. [7] [10].

Bien que nombreux sont les types des guides d'ondes, quatre structures de base sont les plus couramment utilisés (figure I.7). La meilleure façon de construire un guide d'onde de canal consiste à déposer une bande faite d'un matériau à indice de réfraction élevé au sommet d'un substrat d'indice de réfraction plus faible. Ce type de guide d'ondes canaux est appelée bande de guide d'ondes, et peut être effectuée soit par le dépôt de la bande directement sur le substrat, ou tout simplement par une gravure appropriée d'un film déposé préalablement (figure I.7a) [11].

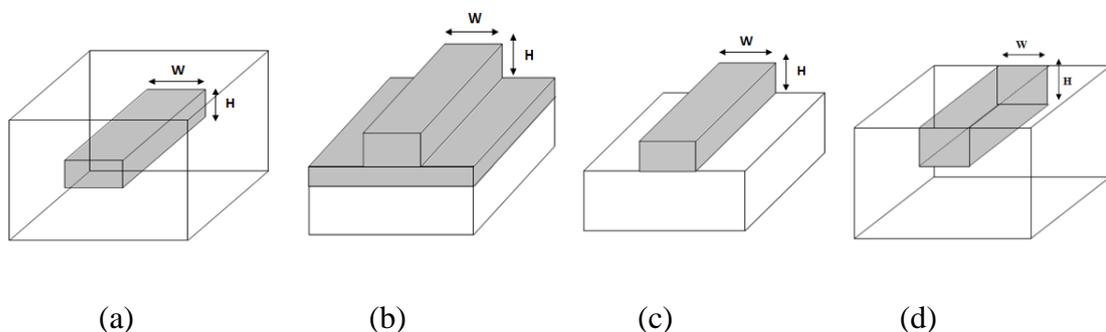


Figure I.7 : Types des guides d'ondes canaux à gradient. a) Guide enterré b) Guide avec nervures c) Guide en relief (ou ridge) d) Guide ruban enterré

Si le processus de gravure est incomplet et ne parvient pas au substrat, un guide d'onde canal est également produit, à condition que l'épaisseur et la hauteur de la structure soient idéalement adaptées ; cette géométrie de guide d'ondes est appelée guide d'ondes nervuré (Figure I.7b).

Un autre type de guide d'onde commun en photonique intégré est le guide d'ondes de canal enterré. Ce type de guide d'onde est fabriqué en induisant une augmentation locale de l'indice de réfraction du substrat. Ceci est habituellement réalisé par des procédés de diffusion [12]. Les guides d'ondes canaux, constitués sont la base de construction des dispositifs photoniques intégrés, Ils exigent des techniques lithographiques.

I.2.3 Fibres optiques

Un type spécial de guides d'ondes canal, du point de vue de leur géométrie, leurs méthodes de fabrication, ainsi que leurs applications, est appelé fibre optique (figure I.8).les fibres optiques sont des guides d'ondes cylindriques constitués d'un cœur cylindrique de rayon a et d'indice de réfraction $n_{\text{cœur}}$, entouré par une gaine d'indice de réfraction légèrement plus faible n_{gaine} (figure I.8a). L'indice de cœur est constant dans le cas des fibres à saut d'indice $n_{\text{gaine}} = c^{te}$ et varie en fonction de la distance radiale $n_{\text{cœur}} = n_{\text{cœur}}(r)$ dans le cas des fibre à gradient d'indice (figure I.8b). Ce dernier type de fibres optiques est le meilleur choix pour les communications optiques à longue distance nécessitant une grande bande passante [13].

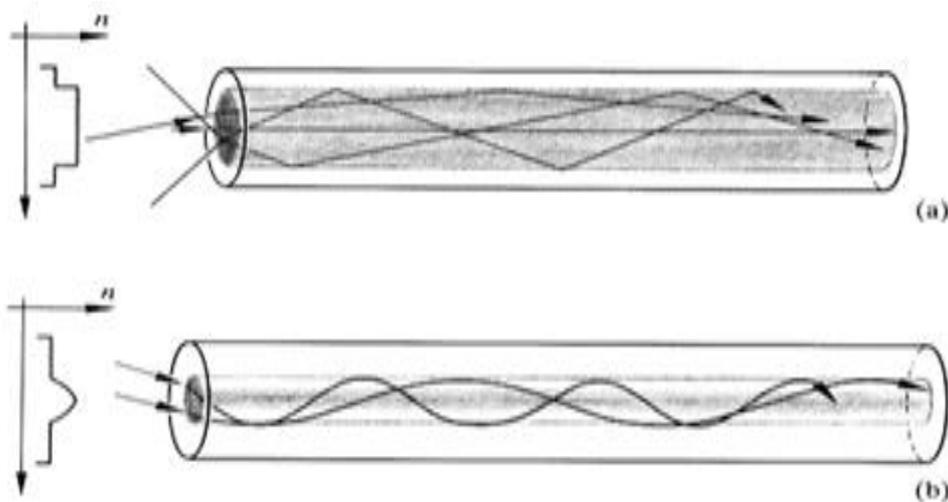


Figure I.8 a) Fibre optique à saut d'indice b) Fibre optique à gradient d'indice

I.3 Étude de la propagation de lumière dans un guide d'ondes plan

I.3.1 Approche de l'optique géométrique

L'approche de l'optique géométrique basée sur la théorie des rayons lumineux, permet d'expliquer le principe de fonctionnement des guides à saut d'indice et d'avoir une idée sur les phénomènes de la propagation dans ces structures. Dans le cadre de cette approche, une onde guidée est représentée par des rayons lumineux se propageant dans une couche d'épaisseur h et d'indice de réfraction n élevé entourée de deux couches d'indices moins élevés. Cette approximation n'est valide que lorsque la longueur d'onde de l'onde propagée est négligeable par rapport à la taille du guide d'onde ($\lambda \ll h$). Par contre, si les deux valeurs précédentes sont comparables, comme dans le cas des composants d'optique intégrée, cette approche ne permet pas d'expliquer de nombreux phénomènes liés à la nature ondulatoire de la lumière. Dans ce cas, une autre approche est utilisée à savoir la théorie électromagnétique. [14].

Le comportement de la lumière dans les guides d'ondes peut être initialement analysé en examinant le cas le plus simple, qui consiste à la propagation dans un guide d'onde planaire asymétrique illustré sur la figure I.9, constitué de trois films : un cœur entouré par un substrat et un superstrat. L'indice de réfraction du cœur n_c est supérieur à l'indice de réfraction correspondant au substrat n_{sub} et au superstrat n_{sup} . De plus, nous supposons que la situation habituelle dans laquelle la relation $n_{sub} > n_{sup}$ est remplie. De cette façon, les angles critiques qui définissent une réflexion interne totale à l'interface de cœur - superstrat θ_{1c} et à l'interface cœur-substrat θ_{2c} sont déterminées par :

$$\theta_{1c} = \text{Arcsin}(n_{sup}/n_c) \quad (\text{I.8a})$$

$$\theta_{2c} = \text{Arcsin}(n_{sub}/n_c) \quad (\text{I.8b})$$

En outre, comme nous l'avons supposé $n_c > n_{sub} > n_{sup}$ il en résulte que les angles critiques remplissent la relation $\theta_{2c} > \theta_{1c}$. Si maintenant nous fixons notre attention à l'angle de propagation θ de la lumière à l'intérieur du cœur, trois situations peuvent être distinguées :

i) $\theta < \theta_{1c}$ le rayon lumineux est réfracté à l'interface cœur-substrat et pénètre dans le cœur, en arrivant à l'interface cœur-superstrat il sera réfracté une deuxième fois puisque $\theta_{2c} > \theta_{1c}$ et il s'échappe à travers le superstrat. Ainsi, la lumière traverse les trois couches donc elle n'est pas confinée. Cette situation correspond à des modes de radiation, parce que la lumière rayonne à travers le superstrat et le substrat (Figure I.9 a).

(ii) $\theta_{1c} < \theta < \theta_{2c}$ le rayon optique incident vers substrat est réfracté par l'interface guide-substrat, puis totalement réfléchi à l'interface cœur/superstrat. Cependant, la lumière peut toujours pénétrer dans le substrat par réfraction et par conséquent, il fuit la structure. Ce cas correspond aux modes radiation par le substrat, ou tout simplement modes de substrat (figure I.9 b).

(iii) $\theta_{2c} < \theta < \pi/2$ Dans ce cas, le rayon subit une réflexion interne totale au niveau des deux interfaces supérieure et inférieure, et, par conséquent, le rayonnement est totalement confiné à l'intérieur du cœur et se propage en suivant une trajectoire zigzagué. Cette situation correspond au mode guidé (Figure I.9c), et c'est le cas idéal dans l'optique intégrée.

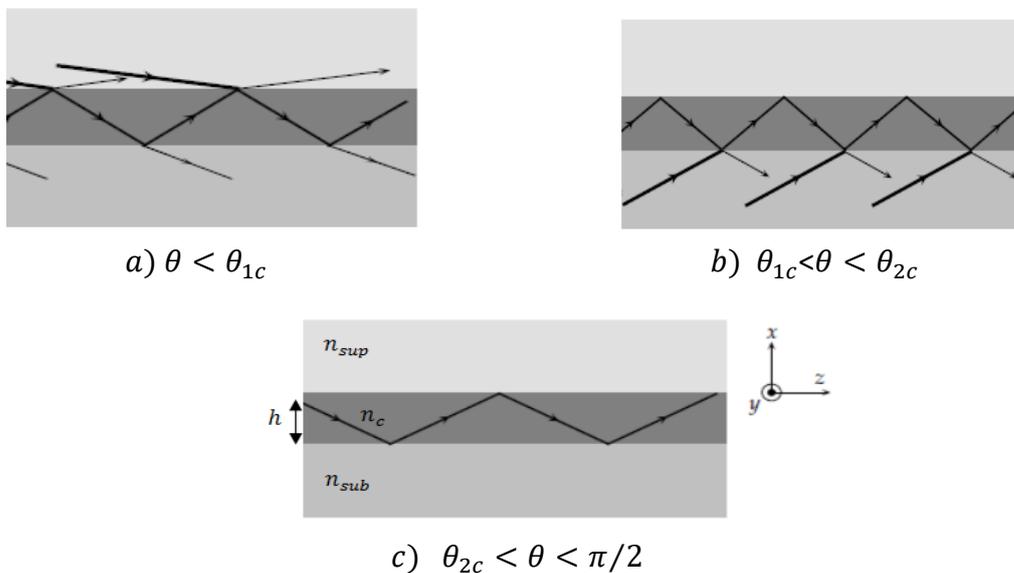


Figure I.9 modes guidés et modes rayonnés dans un guide plan.

I.3.2 Approche électromagnétique

Bien que l'approche basée sur l'optique géométrique fournisse des résultats intéressants pour la compréhension de la propagation de la lumière dans les guides d'onde. Elle demeure incapable de répondre sur un grand nombre de problèmes tel que : la description de la distribution des champs électromagnétiques

La description par l'optique géométrique n'est valide que si la taille du guide h est beaucoup plus grande que la longueur d'onde propagée λ . Quand ces dernières deviennent comparables, c'est-à-dire $h \approx \lambda$, comme dans le cas des composants d'optique intégrée. Les phénomènes liés à la nature ondulatoire de la lumière interviennent dans la propagation comme la diffraction. D'où la nécessité d'utiliser la théorie électromagnétique basée principalement sur les équations de Maxwell, pour décrire le processus de propagation. Au

cours de ce dernier, l'interférence produite par l'onde réfléchie provenant de la réflexion interne totale à l'interface supérieure et l'onde réfléchie à partir de l'interface inférieure, fait que la propagation de la lumière est autorisée uniquement pour un ensemble discret d'angles. Ces caractéristiques constituent un mode de propagation. Ainsi, un mode de propagation est le résultat de la combinaison de la réflexion interne totale et de l'interférence constructive.

I.3.2.1 Application de la théorie électromagnétique sur un guide plan

Maintenant, nous discutons la théorie électromagnétique de la lumière appliquée à un guide d'ondes plan. Cette structure est la plus simple à analyser du point de vue de la description mathématique, la compréhension de ses caractéristiques permet de comprendre les phénomènes de la propagation dans les structures ayant des géométries plus complexes. À partir des équations de Maxwell et des relations constitutives, nous allons obtenir les équations d'ondes des différents modes de polarisation TE et TM, qui régissent le comportement de la lumière dans les guides d'ondes plans. Ces équations d'ondes seront résolues dans le cas général des guides d'ondes plans asymétriques à saut d'indice. Enfin, nous allons discuter du problème de la modélisation des guides d'ondes de canal et examiner certaines méthodes approximatives qui peuvent être appliquées pour calculer les modes de propagation dans les structures 2D, telles que la méthode d'indice effectif et la méthode de Marcatili.

I.3.2.1.1 Équations de Maxwell

La propagation des ondes électromagnétiques dans les guides d'ondes est comme le cas dans tout milieu diélectrique obéit aux équations de Maxwell. Celles-ci s'expriment en fonction des dérivées partielles couplées par rapport aux variables de temps et d'espace des deux champs électriques \vec{E} et magnétique \vec{H} et des deux densités : de courant \vec{j} et de charges ρ . Ce qui donne les quatre équations fondamentales de l'électromagnétisme ; deux d'entre elles sont des équations scalaires et les deux autres sont vectorielles. Elles sont appliquées dans tous les milieux contenus à de distribution de courant et de charge. La théorie des guides repose sur la recherche des solutions de ces équations qui vérifie les conditions aux limites [10].

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I.9})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.10})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I.11})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{I.12})$$

tels que :

\vec{E} : Champ électrique (V/m)

\vec{B} : Induction magnétique (Wb/m²)

\vec{D} : vecteur déplacement électrique (C/m²)

\vec{H} : Champ (excitation) magnétique (A/m)

\vec{j} : Densité de courant du conducteur (A/m²)

ρ : densité volumique des charges électriques libres (C/m³)

$\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0$ = la perméabilité magnétique

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ Perméabilité magnétique dans le vide

$\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0 = n^2$ Permittivité relative.

$\mu_r = 1$

σ : la conductivité électrique.

$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ Permittivité diélectrique dans le vide

Par ailleurs, pour résoudre ces équations différentielles couplées, il est nécessaire d'établir des relations additionnelles entre les vecteurs \vec{D} et \vec{E} , \vec{j} , \vec{H} et \vec{B} . Ces relations sont appelées équations de constitutions et dépendent des propriétés électriques et magnétiques du milieu considéré. En supposant que la lumière se propage à travers un milieu diélectrique (conductivité $\sigma = 0$), non magnétique (perméabilité magnétique $\mu = \mu_0$), isotrope et linéaire.

$$\vec{D} = [\epsilon] \vec{E} \quad (\text{I.13a}) \quad \vec{B} = [\mu] \vec{H} \quad (\text{I.13b}) \quad \vec{j} = [\sigma] \vec{E} \quad (\text{I.13c})$$

Un autre aspect important dans l'étude de la propagation de la lumière est le comportement des ondes électromagnétiques qui passent d'un milieu à un autre. Les relations entre les ondes incidentes, réfléchies et transmises sont obtenues en fixant les conditions aux limites appropriées pour les champs à l'interface. Parce que les

champs \vec{E} , \vec{D} , \vec{H} et \vec{B} sont liés par les équations de Maxwell et les relations constitutives des milieux, les composantes vérifient certaines conditions de continuité :

Continuité de la composante normale du vecteur déplacement électrique :

$$D_2^\perp = D_1^\perp \quad (\text{I. 14a})$$

Continuité de la composante tangentielle du champ électrique :

$$E_2^\parallel = E_1^\parallel \quad (\text{I. 14b})$$

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

$$B_2^\perp = B_1^\perp \quad (\text{I. 15a})$$

Continuité de la composante tangentielle du champ magnétique :

$$H_2^\parallel = H_1^\parallel \quad (\text{I. 15b})$$

Où les symboles \parallel et \perp désignent les composantes tangentielle et normale, respectivement.

Les indices 1 et 2 désignent les milieux 1 et 2, respectivement.

Les conditions de continuités représentent des solutions particulières au problème de propagation de la lumière dans les guides d'ondes entre les interfaces cœur substrat et cœur superstrat.

I.3.2.1.2 Équations de propagation dans un guide plan

En raison de l'interférence produite par l'onde réfléchie provenant de la réflexion interne totale à l'interface supérieure et l'onde réfléchie à partir de l'interface inférieure, la propagation de la lumière est autorisée uniquement pour un ensemble discret d'angles. Pour chaque angle de propagation autorisé, la structure transversale du champ électromagnétique associé au rayonnement est maintenue en tant que faisceau de lumière se propageant le long du film ; ces caractéristiques constituent un mode de propagation. Ainsi, un mode de propagation est le résultat de la combinaison de la réflexion interne totale et d'interférences constructives.

Un mode optique est la solution des équations de Maxwell satisfaisant toutes les conditions aux limites. La distribution d'intensité de la lumière guidée dans un guide d'ondes est exprimée par les modes guidés. Le nombre de modes guidés dépend de la taille et du contraste d'indice de réfraction du guide d'onde. Chaque mode est défini par sa distribution d'amplitude du champ ainsi que sa constante de propagation définie par :

$$\beta = k_0 n_{eff} \quad (\text{I. 16})$$

Tel que $k = 2\pi/\lambda$ le module de vecteur d'onde, λ est la longueur d'onde et n_{eff} est l'indice effectif associé à un mode guidé. Pour un guide à une dimension, deux types de mode sont généralement définis : mode transverse électrique, autrement dit mode TE et mode transverse magnétique (mode TM) [7] [15].

Les équations de Maxwell, forment un système d'équations des dérivées partielles couplées de \vec{E} et \vec{H} . La transformation de ce système en équations découplées contenant seul champ \vec{E} ou \vec{H} conduit à une forme d'équation très simple dites équations d'ondes.

Pour obtenir ces équations, calculons le rotationnel de l'équation (I.9) et en considérant le milieu diélectrique isotrope, sans charges et non magnétique dans les équations (I.13a, I.13b et I.13c) c'est à dire : $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ (I.17a) $\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}$ (I.17b) et $\vec{j} = 0$ (I.17c) avec μ_0, ϵ_0 et n étant respectivement la perméabilité du vide, la permittivité du vide et l'indice de réfraction.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \wedge \vec{H}}{\partial t} \quad (I.18)$$

En utilisant (I-4) et (I-13) et en se servant du fait que :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = -\vec{\nabla}^2 + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \quad (I.19)$$

Nous obtenons :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (I.20)$$

en substituant avec $\rho = 0$ l'équation (I.12) devient $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$ cette équation se développe en utilisant l'équation (I.17b)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \vec{E} \cdot \overrightarrow{\text{grad} n^2} = 0 \quad (I.21)$$

En substituant (I.21) dans (I.20) nous obtenons l'équation générale de l'onde suivante :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (I.22)$$

Pour un milieu homogène, l'indice n ne varie pas ce qui entraîne $\vec{\nabla} n = 0$ on obtient :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (I.23a)$$

De la même manière, nous pouvons obtenir :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I. 23b})$$

Le calcul du champ électromagnétique d'un guide d'onde revient donc à résoudre les équations d'ondes sous certaines conditions aux limites [3].

I.3.2.1.3 Équations d'Helmholtz

Pour la description d'une onde guidée, nous supposons que l'onde électromagnétique est monochromatique (à une fréquence unique) et que la dépendance dans le sens longitudinal est décrite par $\exp(i\beta z)$. Les champs \vec{E} et \vec{H} solutions recherchées de l'équation d'onde se propageant selon Oz , sont sous la forme suivante :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I. 24a})$$

$$\vec{H}(x, y, z, t) = \vec{H}(x, y) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I. 24b})$$

β est la constante de propagation, elle représente la projection du vecteur d'onde \vec{k} dans la direction Oz de propagation. En injectant cette solution dans l'équation d'onde :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (\text{I. 25a})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E} \quad (\text{I. 25b})$$

Il en résulte : les équations d'Helmholtz :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{I. 26a})$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (\text{I. 26b})$$

Il s'ensuit que:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = -(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E \quad (\text{I. 27a})$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} = -(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H \quad (\text{I. 27b})$$

I.3.2.1.4 Modes TE et TM

La résolution des équations de Maxwell permet de grouper les solutions couplées en deux systèmes. Pour chaque système de solution les champs \vec{E} et \vec{H} sont dans des états de polarisation orthogonale. Les deux types de modes qui sont généralement définis sont

- Les modes transverses électriques TE : parallèle à l'interface, $E_z = 0$, en considérant les composantes E_y , H_x et H_z
- Les modes transverses magnétiques TM : parallèle à l'interface, $H_z = 0$, en considérant les composantes H_y , E_x et E_z .

Les faisceaux polarisés rectilignement, TE ou TM, sont les seuls qui conservent leur polarisation lors d'une réflexion totale ou partielle dans un guide. Un mode guidé sera donc forcément polarisé rectilignement sur l'une ou l'autre de ces deux polarisations.

Les champs d'une onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde peuvent être considérés comme résultantes de deux champs orthogonaux, ces derniers se regroupent dans deux types de polarisations appelées : mode transverse électrique (TE) et mode transverse magnétiques (TM).

Les solutions des modes transverses électriques font intervenir la composante E_y du champ électrique, ainsi que les composantes H_x et H_z du champ magnétique. Les solutions des modes transverses magnétiques font intervenir, quant à elles les composantes H_y , E_x , E_z . Dans ces conditions il est possible d'étudier séparément les modes TE et TM, sachant qu'ensuite toute onde pourra être obtenue par une combinaison linéaire de ces deux modes [10].

Les solutions des équations d'ondes dans le guide diélectrique plan sont regroupées en deux systèmes d'ondes EM : des ondes avec un champ électrique transverse et des ondes avec un champ magnétique transverse. Ces deux types de polarisation sont dits mode TE et mode TM. Pour chaque mode les champs \vec{E} et \vec{H} sont dans des états de polarisation orthogonaux.

Pour le mode TE le champ électrique \vec{E} possède une seule composante non nulle, il s'agit de E_y . Le champ magnétique aura alors deux composantes non nulles, soit H_x et H_z . (Figure I.10)

$$\vec{E} \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.28a) \quad \text{et} \quad \vec{H} \begin{pmatrix} H_x \\ 0 \\ H_z \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Ce qui implique que l'équation (I.27a) devient :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2)E_y = 0 \quad (1.29a)$$

L'équation d'onde pour un mode TE s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (I. 29b)$$

Où $k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ et $n_i = \sqrt{\epsilon_i}$ remplace l'indice de réfraction local de chacune des trois couches i (n_c, n_{sub} et n_{sup}) [7].

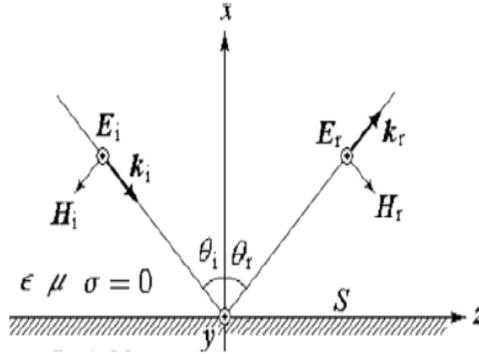


Figure I.10 mode transverse électrique (TE).

Le champ magnétique des ondes TM ne possède qu'une composante non nulle, il s'agit de H_y . Le champ électrique aura alors 2 composantes non - nulles, soit E_x et E_z . (Figure I.11)

$$\vec{E} \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} \quad (I. 30) \quad \text{et} \quad \vec{H} \begin{pmatrix} 0 \\ H_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (I. 31)$$

Ce qui implique que l'équation (I. 27b) devient :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (I. 32a)$$

L'équation d'onde pour un mode TM s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (I. 32b)$$

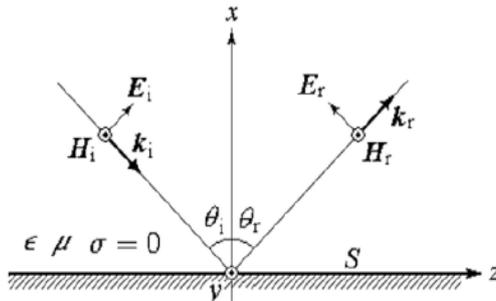


Figure I.11 mode transverse magnétiques (TM).

I.4. Constante de propagation β

Le vecteur d'onde longitudinal β est utilisé pour identifier les modes individuels. Il est défini comme étant la valeur propre du mode. La distribution de champ électrique transversal dans un guide d'onde dépend de la valeur de β [4] [16]. L'inclinaison du vecteur d'onde \vec{k} par rapport à l'axe z varie entre 90° et 0° , ce qui correspond à une variation de β entre 0 et $\beta_{max} = k$. (Voir figure I.12)

$\beta < k_0 n_{sup}$: la solution est oscillante dans chaque milieu de la structure. Le rayon de lumière est réfracté aux interfaces, mais n'est pas piégé, on parle de mode de rayonnement. Dans le cas particulier $\beta = 0$: le rayon est normal aux interfaces.

$k_0 n_{sup} < \beta < k_0 n_{sub}$: La solution est oscillante dans le substrat et la couche de guidage, mais évanescence dans le milieu couvrant. Le rayon lumineux est réfracté à l'interface substrat guide et totalement réfléchi à l'interface guide-milieu couvrant, on parle de mode de substrat.

$k_0 n_{sub} < \beta < k_0 n_c$: La solution est oscillante dans la couche de guidage et évanescence dans le substrat et le milieu couvrant. Le rayon lumineux est piégé dans la couche de guidage, on parle de mode guidé. (Figure I.13)

$\beta > k_0 n_2$: cette condition est difficilement concevable puisque β n'est que la composante selon z de $k = k_0 n_2$. De plus, la solution serait exponentielle dans chaque milieu, et les conditions aux limites ne seraient satisfaites que si ces champs sont exponentiels croissants, ce qui nécessiterait une énergie infinie, ce qui est physiquement inacceptable.

En supposant que $n_c \geq n_{sub}$, l'onde reste confinée dans la couche de guidage, seul milieu dans lequel elle se propage. On peut noter que cette condition est valable, quelle que soit la structure du guide [17]. Une onde guidée doit satisfaire à cette condition :

$$k_0 n_{sub} < \beta < k_0 n_c \quad (I.33)$$

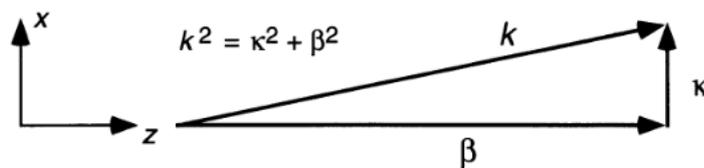


Figure I.12 Vecteur d'onde k et vecteur d'onde longitudinal β .

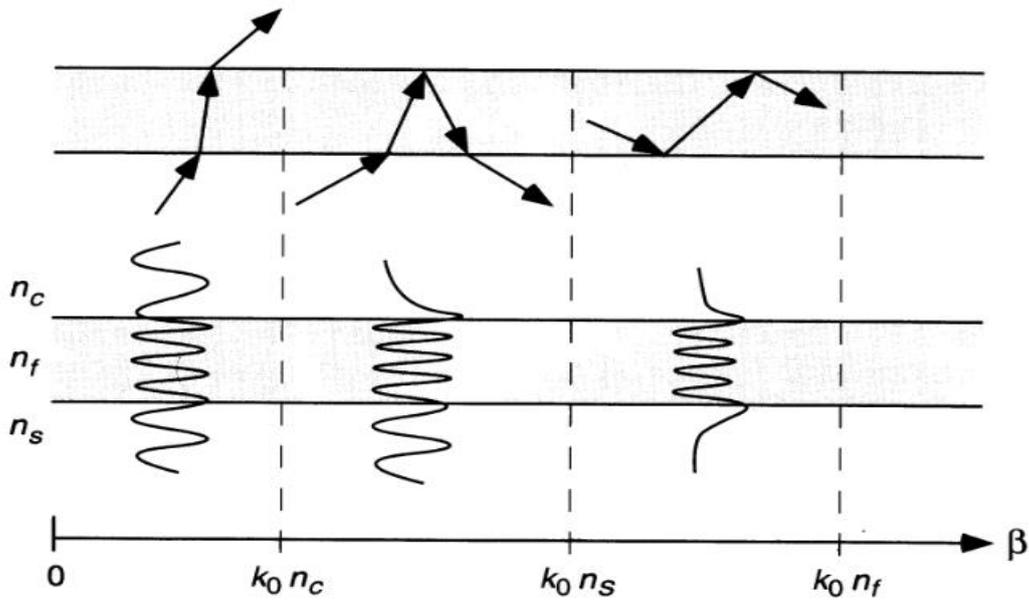


Figure I.13 : Champs électromagnétiques (en rayon lumineux et onde) en fonction β

I.5 Équation caractéristiques du guide d'onde plan

Pour trouver les modes de propagation appelés modes guidés dans un guide d'onde, nous devons d'abord résoudre l'équation d'onde dans chacune des couches diélectriques qui le compose, puis utiliser les conditions aux limites pour relier ces solutions. Pour le cas d'une onde sinusoïdale avec une fréquence ω_0 , l'équation d'onde pour les composantes de champ électrique dans chaque région est donnée par l'équation (I.29a) [3, 4, 18]:

Si nous sommes intéressés à la recherche de modes guidés, comme nous l'avons vu précédemment, la constante de propagation β constante associée à un mode particulier doit remplir la condition donnée par l'équation (I.33):

L'indice de réfraction effectif du mode guidée n_{eff} doit être compris entre l'indice de réfraction du cœur et celui du substrat et (figure I.13):

$$n_{sub} < n_{eff} < n_c$$

L'équation d'onde (I.29a) s'écrit dans chaque région homogène comme :

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 - \gamma_{sup}^2 E_y = 0 \quad x \geq 0 \quad (I.34a)$$

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 + \kappa_c^2 E_y = 0 \quad -h \leq x \leq 0 \quad (I.34b)$$

$$\partial^2 E_y / \partial x^2 - \gamma_{sub}^2 E_y = 0 \quad x \leq -h \quad (I.34c)$$

où les trois paramètres γ_{sup} , κ_c et γ_{sub} sont donnés par :

$$\gamma_{sup}^2 = \beta^2 - k_0^2 n_{sup}^2 \quad (I. 35a)$$

$$\kappa_c^2 = k_0^2 n_c^2 - \beta^2 \quad (I. 35b)$$

$$\gamma_{sub}^2 = \beta^2 - k_0^2 n_{sub}^2 \quad (I. 35c)$$

Dans le cas de $\beta > k_0 n_i$ nous avons un coefficient d'atténuation $\gamma_i = (\beta^2 - k_0^2 n_i^2)^{1/2}$

Dans le cas de $\beta < k_0 n_i$ nous avons la constante de propagation $\kappa_i = (k_0^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$

Afin de trouver la solution dans chaque zone de section, nous devons appliquer des conditions aux limites données par les équations (I.14b) et (I.15b) (les composantes E tangentielle et tangentielle H sont continues au niveau des interfaces) à l'équation de propagation sur des interfaces. ($x = 0, x = -h$) . Nous supposons que H et E sont sinusoïdaux. Les solutions de l'équation peuvent être exprimées comme suit :

$$\begin{cases} E_y = A. \exp(-\gamma_{sup} x) & 0 < x & (I. 36a) \\ E_y = B. \cos(\kappa_c. x) + C. \sin(\kappa_c. x) & -h < x < 0 & (I. 36b) \\ E_y = D. \exp[\gamma_{sub}(x + h)] & x < -h & (I. 36c) \end{cases}$$

En introduisant les conditions aux limites, on peut déterminer les solutions des équations de propagation appelées équations caractéristiques ou les équations de valeurs propres pour β , dépendait du mode de polarisation :

Pour le mode TE:

$$\tan(\kappa_c h) = \frac{\gamma_{sup} + \gamma_{sub}}{\kappa_c \left(1 - \frac{\gamma_{sup} \gamma_{sub}}{\kappa_c^2}\right)} \quad (I. 37a)$$

Pour le mode TM:

$$\tan(\kappa_c h) = \frac{\kappa_c \left(\frac{n_c^2}{n_{sup}^2} \gamma_s + \frac{n_c^2}{n_{sub}^2} \gamma_c\right)}{\kappa_c^2 - \left(\frac{n_c^4}{n_{sub}^2 n_{sup}^2}\right) \gamma_{sub} \gamma_{sup}} \quad (I. 37b)$$

Dans le cas de la structure symétrique : les équations aux valeurs propres (ou les relations de dispersion) deviennent comme suit :

Pour le mode TE:

$$\tan\left(\kappa h/2\right) = \frac{\gamma}{\kappa} \quad (I. 38a)$$

Pour le mode TM:

$$\tan\left(\kappa h/2\right) = \left(\frac{n_c}{n_{sub}}\right)^2 \left(\frac{\gamma}{\kappa}\right) \quad (I. 38b)$$

Les équations (I. 38a) et (I. 38b) sont connues sous le nom de relations de dispersion d'un guide d'onde plan symétrique à saut d'indice, pour les modes TE et TM respectivement, elles contiennent les paramètres définissant la structure du guide d'onde en fonction de paramètres opto-géométriques, la longueur d'onde λ et la constante de propagation β des modes guidés.

Le premier membre de la relation de dispersion peut s'écrire

$$\tan(\kappa_c h) = \tan(\kappa_c h + m\pi) \quad m=0, 1, 2, 3, \dots \quad (I.39)$$

Maintenant, les valeurs autorisées de β peuvent être calculées simplement par la résolution des équations aux valeurs propres numériquement.

En général, il existe plusieurs solutions pour la constante de propagation β qui dépendent de nombre entier m . Ce dernier est appelé ordre de mode, et la constante de propagation associée est désigné comme β_m .

Modes TE

$$m\pi = hk_0 \sqrt{(n_c^2 - N_m^2)} - \arctan \sqrt{\frac{N_m^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - N_m^2}} - \arctan \sqrt{\frac{N_m^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - N_m^2}} \quad (I.40a)$$

Modes TM

$$m\pi = hk_0 \sqrt{(n_c^2 - N_m^2)} - \arctan \frac{n_g^2}{n_a^2} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - N_m^2}} - \arctan \frac{n_g^2}{n_s^2} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - N_m^2}} \quad (I.40b)$$

Chacune de ces dernières équations admettent un nombre fini des solutions. Ce nombre m correspond à l'ordre du mode. On associe à chaque mode m une seule valeur effective de β_m et un seul indice effectif $N_m = \beta_m/k_0$. D'autre part, il existe une épaisseur minimum, appelée épaisseur de coupure et notée h_c^m en dessous de laquelle le mode m disparaîtra.

L'épaisseur h_c^m de coupure d'un guide monomode (ne laisse propager qu'un seul mode) doit être encadré c'est-à-dire $h_c^0 < h < h_c^1$. Pratiquement l'épaisseur de coupure d'un mode m peut être calculée en imposant $N_m = n_{sub}$ dans les deux équations (I.40a) et (I.40b). Dans le cas des modes TE, on obtient :

$$h_c^m = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_c^2 - n_{sub}^2}} \left(m\pi + \arctan \sqrt{\frac{n_{sub}^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - n_{sub}^2}} \right) \quad (I.41)$$

Cette équation permet de calculer le nombre de modes guidés en fonction de l'épaisseur du cœur, le contraste d'indice et des gaines qui l'entourent. L'augmentation de l'un ou des deux derniers paramètres augmente le nombre des modes guidés.

En optique intégrée, les composants de transmission et de modulation de la lumière utilisent les guides monomodes sont généralement préférées sur ceux multimodes, du fait de leur dispersion modale[19]. On utilise en pratique les guides d'onde canaux qui permettent un confinement bidimensionnel de la lumière.

I.6 Méthode de l'indice effectif

La méthode d'indice effectif avancée par Knox et Toullos [1][19], est une méthode approximative d'analyse de modes de propagation des guides d'ondes rectangulaires (canaux). Elle applique les outils développés pour les guides d'ondes plans pour résoudre le problème des structures bidimensionnelles [3] [20]. Cette méthode est l'une des méthodes approximatives les plus simples pour obtenir les champs modaux et la constante de propagation dans les guides d'onde de canaux ayant une géométrie et des profils d'indices arbitraires.

L'objectif de la méthode est de réduire l'équation de propagation du guide d'onde à deux dimensions pour laquelle il n'existe pas de solution analytique, en deux équations à une dimension pour lesquelles on peut trouver une solution analytique [21].

Un guide canal d'épaisseur h et de largeur w est remplacé par deux guides d'ondes plans connexes mentionnés I et II d'épaisseurs h et w , respectivement. L'indice effectif du guide d'ondes I est utilisé comme paramètre pour définir l'indice du second guide d'onde II. La constante de propagation β du guide d'ondes II est une approximation de celle du guide d'onde original. À partir duquel l'indice effectif du mode de propagation est finalement obtenu [17].

La méthode de l'indice effectif traite un guide d'onde canal 2D comme une superposition de deux guides d'ondes plan 1D : le guide d'onde planaire I confine la lumière dans la direction x , tandis que le guide d'onde planaire II piège la lumière dans la direction y (figure I.14) [1]

Pratiquement, cette méthode réduit l'équation de propagation du guide d'onde à deux dimensions pour laquelle il n'existe pas de solution analytique, en deux équations à une dimension pour lesquelles on peut trouver une solution analytique.

On considère la propagation des modes polarisés aux modes TM dans un guide d'ondes planaire 1D suivant la direction x (guide d'onde I), et leurs solutions correspondront aux indices effectifs N_I . On considère maintenant le deuxième guide d'ondes planaire (guide d'ondes II) construit à partir d'un film de guidage d'indice de réfraction N_I , qui a été précédemment calculé. Les modes pour le deuxième plan sont polarisés TE

Considérons l'équation d'onde scalaire bidimensionnelle pour les modes dans une structure de canal donnée par l'équation (I.27a), définie par sa fonction d'indice de réfraction donnée par $n(x, y)$

$$\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] E(x, y) = 0$$

Où $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ est la longueur d'onde du rayonnement, et β est la constante de propagation du mode, liée à l'indice de réfraction effectif n_{eff} par $\beta = k_0 n_{eff}$. La méthode d'indice effectif repose sur l'hypothèse que la fonction décrivant le champ optique admet une factorisation de la forme: $U(x, y) = X(x)Y(y)$ et la distribution de constante diélectrique est approchée par la relation $n^2(x, y) = n_x^2(x) + n_y^2(y)$, où la fonction U désigne la composante du vecteur E ou H sur l'axe x ou sur l'axe y et $n(x, y)$ représente la distribution d'indice de réfraction dans la structure à l'étude. En injectant le champ sous la forme de $U(x, y)$ on obtient l'équation scalaire

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \left[k_0^2 \left(n_x^2(x) + n_y^2(y) \right) - \beta^2 \right] = 0 \quad (I.42)$$

En dissociant ces termes en fonction de x et de y on trouve

$$\left(\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + k_0^2 n_x^2(x) \right) + \left(\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + k_0^2 n_y^2(y) - \beta^2 \right) = 0$$

La méthode d'indice effectif suppose que la fonction $Y(y)$ vérifie l'équation d'Helmholtz scalaire d'un guide d'onde plan (à une dimension) :

$$\left(\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + k_0^2 n_y^2(y) - \beta^2 \right) = 0 \Rightarrow \frac{d^2 Y}{dy^2} + (k_0^2 n_y^2(y) - \beta^2) Y = 0 \quad (I.62)$$

Par conséquent, le terme dépendant de x s'annule aussi :

$$\left(\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + k_0^2 n_x^2(x) \right) = 0 \Rightarrow \frac{d^2 X}{dx^2} + k_0^2 n_x^2(x) X = 0 \quad (I.63)$$

En réécrivant le terme $k_0^2 n_x^2(x) = k_0^2 \left(n_x^2 + \frac{\beta^2}{k_0^2} \right) - \beta^2$

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + \left[k_0^2 \left(n_x^2 + \frac{\beta^2}{k_0^2} \right) - \beta^2 \right] X = 0$$

- 1- Le guide canal est subdivisé en zones en fonction des discontinuités de l'indice dans la direction y . Chaque région est considérée comme étant un guide d'onde plan d'extension infinie dans la direction x . On calcule les indices effectifs des modes pour chaque région.
- 2- On considère que le guide d'onde est plan dans la direction x . Les indices de réfraction des différentes couches de ce guide correspondent aux indices effectifs des modes déterminés préalablement pour les trois guides d'onde plan dans la direction y . La structure équivalente est un guide d'onde planaire puisque la valeur de l'indice de réfraction de la région central est supérieure à celles des zones adjacentes [21].

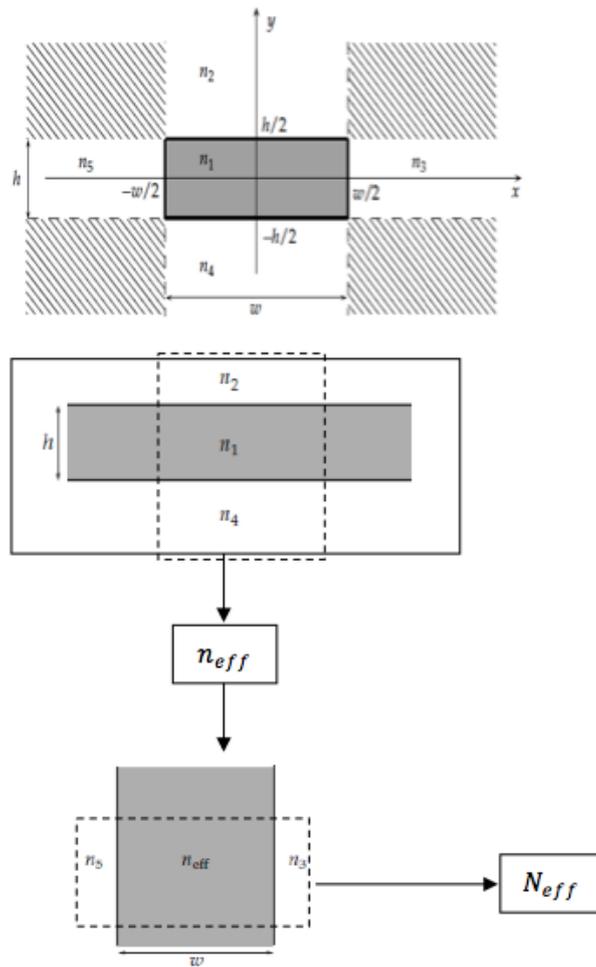


Figure I.14 : Principe de la méthode de l'indice effectif

Au début, cette méthode a été utilisée pour résoudre des problèmes de propagation dans des guides de section rectangulaire. Néanmoins, elle peut s'étendre pour traiter le problème des guides de formes quelconques et de profils d'indice arbitraires. À cause de sa simplicité, cette méthode est largement utilisée dans le domaine de l'optique intégrée surtout pour les guides à faible contraste d'indices de réfraction où elle permet d'obtenir les valeurs de l'indice effectif du mode guidé avec une bonne précision. Par contre, pour les guides à fort contraste d'indice, il est souhaitable d'utiliser des méthodes de modélisation, tel que les différences finies qui permettent d'obtenir une précision plus importante.

I.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les bases théoriques nécessaires pour l'étude d'un guide d'ondes optique. Nous avons commencé par la présentation du principe de guidage et du confinement de la lumière dans un guide d'onde à savoir la réflexion totale interne et les conditions nécessaires pour ce phénomène. Ensuite, nous avons étudié la propagation dans les guides plans en utilisant deux approches différentes qui sont l'optique géométrique et l'électromagnétisme ceci nous a permis d'aboutir aux équations caractéristiques des modes dans les deux polarisations TE et TM. Enfin, nous avons décrit une méthode analytique permettant de calculer un paramètre essentiel qui est l'indice effectif des guides qui confinent la lumière à deux dimensions. Ce paramètre, sera d'une grande importance dans la simulation d'un guide d'onde à base de polymères.

Références bibliographiques

- [1] Lifante, G., *Integrated photonics: fundamentals*. 2003: John Wiley & Sons.
- [2] Maalouf, A., *Contribution à l'étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères*. 2007, Université Rennes 1.
- [3] Chen, C.-L., *Foundations for guided-wave optics*. 2006: John Wiley & Sons.
- [4] Pollock, C.R., *Fundamentals of optoelectronics*. 1995.
- [5] Carre, C., et al. *Matériaux polymères pour la création de guides optiques*. in *13ème Colloque francophone du Club CMOI/SFO - Méthodes et Techniques Optiques pour l'Industrie*. 2013. Orléans, France: Société Française d'Optique (ISBN: 978-2-918241-11-9).
- [6] Stoffer, R., et al., *Numerical studies of 2D photonic crystals: Waveguides, coupling between waveguides and filters*. *Optical and Quantum Electronics*, 2000. **32**(6-8): p. 947-961.
- [7] Szachowicz, M., *Réalisation et études spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins de Y3Al5O12 et YAlO3 dopés terres rares pour la conversion de fréquence*. 2006, Université Lyon I.
- [8] Niort, I., *Contribution à la réalisation de microrésonateurs sur fibre optique de silice par faisceau d'électrons piloté en vue d'une application au multiplexage en longueur d'onde*. 2003, Université de Limoges.
- [9] Lifante, G., T. Balaji, and A. Muñoz-Yagüe, *Planar optical waveguides fabricated by molecular beam epitaxy of Pb-doped CaF2 layers*. *Applied Physics Letters*, 1997. **70**(16): p. 2079-2081.
- [10] Le Tacon, S., *Mise en œuvre et étude des techniques d'intégration de matériaux organiques en vue de la réalisation d'un modulateur électro-optique*. 2007.
- [11] Pernas, P.L., et al., *Channel waveguides grown by selective area chemical beam epitaxy*. *Optical Materials*, 2001. **17**(1): p. 259-262.
- [12] Pernas, P., et al., *Zn-vapor diffused Er: Yb: LiNbO3 channel waveguides fabricated by means of SiO2 electron cyclotron resonance plasma deposition*. *Applied surface science*, 2000. **161**(1-2): p. 123-130.
- [13] Ghatak, A. and K. Thyagarajan, *An Introduction to Fiber Optics*. 1998, Cambridge: Cambridge University Press.
- [14] Barthélémy, E., *Développement de guides d'onde IR à base de couches épaisses de verres tellurures pour l'interférométrie spatiale*. 2010.
- [15] Madsen, C.K. and J.H. Zhao, *Optical Filter Design and Analysis: A Signal Processing Approach*. 1999: John Wiley & Sons, Inc. 432.
- [16] Kogelnik, H., *2. Theory of dielectric waveguides*, in *Integrated Optics*. 1975, Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg. p. 13-81.
- [17] Adams, M.J., *An Introduction to Optical Waveguides*. 1981: John Wiley & Sons.
- [18] Kassim, N.M., et al. *Single mode rib optical waveguide modeling techniques*. in *2004 RF and Microwave Conference (IEEE Cat. No.04EX924)*. 2004.
- [19] Boudrioua, A., *Optique intégrée Théorie et applications*. 2006: Hermès - Lavoisier.
- [20] Chiang, K.S., *Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides*. *Applied Optics*, 1986. **25**(13): p. 2169-2174.
- [21] Han, B., *Etude des composants nanophotoniques pour les interconnexions optiques sur silicium*. 2019.

CHAPITRE II :
MICRORÉSONATEURS UTILISÉS
DANS L'OPTIQUE INTÉGRÉE

CHAPITRE II : MICRORÉSONATEURS UTILISÉS DANS L'OPTIQUE INTÉGRÉE

Introduction

L'optique intégrée est basée sur la combinaison de nombreuses structures optiques ayant des fonctions diverses afin d'accomplir des tâches spécifiques. L'élément principal de ces structures est le guide d'onde utilisé pour le guidage de la lumière d'un point à un autre et à l'interconnexion des différents dispositifs d'un circuit optique. Par ailleurs, il existe d'autres structures assurant le traitement de signal optique telles que les éléments diffractifs, les coupleurs et les micro-résonateurs. Ces derniers (les micro-résonateurs) jouent un rôle extrêmement important dans l'optique moderne puisqu'ils constituent un élément essentiel à la conception de plusieurs dispositifs passifs et actifs.

Ce chapitre, présente un bref survol sur les micros résonateurs utilisés dans l'état de l'art de l'optique intégrée. Nous allons commencer par la classification de ces structures selon différents critères, comme : le principe du confinement, la forme géométrique, les matériaux de construction, le mode de couplage. Puis, nous nous intéressons à une classe particulière des microcavités optiques appelées résonateurs à modes de galerie. Cette classe de micro-résonateurs diélectriques ayant une géométrie circulaire confine la lumière par des réflexions internes totales suivant une trajectoire fermée. Ensuite, la description mathématique des modes dits de galerie associés à la résonance est présentée. Enfin, nous exposerons la principale application des micro-résonateurs à mode de galerie dans les télécoms, à savoir la fonction de filtrage en longueur d'ondes.

II.1 C'est quoi un micro-résonateur ?

Un micro-résonateur optique est une structure à l'échelle du micromètre, capable de confiner passivement l'onde lumineuse à certaines fréquences pour une durée donnée. Les micro-résonateurs optiques, ont été largement explorés depuis qu'ils ont été proposés pour la première fois en 1969 par Marcatilli. Ces dernières années, Ils ont généré des progrès considérables dans de nombreuses applications

telles que : les télécommunications tout optiques, les modulations, le traitement du signal tout optique, la détection biochimique, les structures de lumière lente, multiplexage de longueur d'onde (WDM), les filtres optiques pour les réseaux et puce à interconnexions optiques, les micro-lasers à faible seuil, l'amélioration des processus Raman , ainsi que le Raman lasing , et dans des expériences fondamentales de la physique quantique, par exemple, l'électrodynamique quantique en cavité (QED), la détection, la mesure et instrumentation, la spectroscopie les expériences fondamentales d'électrodynamique quantique en cavité [1]. Toutes ces applications sont rendues possibles grâce au fort confinement de la lumière dans un petit volume modal.

En ajustant la taille, la forme et la composition de matériau, un micro résonateur peut être conçu pour supporter un spectre de modes optiques à polarisation, fréquence et aux modèles de champ requis [2]. Par exemple, dans le cas d'un filtre insertion/extraction, utilisé en télécommunications, un micro-résonateur devrait avoir un large intervalle spectral libre plus grand que la bande de communication. De plus, le rapport d'extinction d'un signal extrait doit être aussi élevé que possible [3].

II.2 Classification suivant le principe de confinement

Dans l'optique et l'optique intégrées, il existe plusieurs types des microcavités qui utilisent différents concepts. En général, nous pouvons les regrouper dans trois classes principales distinguées par le principe de confinement de la lumière :

1. Réflexion entre deux surfaces réfléchissantes

La première classe de micro-résonateurs consiste en cavités de type Fabry-Pérot. Ils constituent la forme la plus fondamentale de résonateur. L'accumulation de l'intensité dans ces cavités est provoquée par réflexion de la lumière entre deux miroirs parallèles positionnés l'un en face à l'autre (figure II.1.a). L'interférence entre l'onde aller et l'onde retour à chaque passage induit la formation d'une onde stationnaire. Les résonances sont périodiquement espacées en fréquence sur un intervalle spectral libre qui est inversement proportionnelle à la longueur de la cavité optique (ou la distance intermiroir). Les miroirs peuvent avoir plusieurs formes : planes, sphériques...etc.

2. Phénomène de réflexion de Bragg

La deuxième classe de microrésonateurs c'est les microcavités utilisant la bande photonique interdite trouvée dans certains milieux optiques artificiels ayant une périodicité spatiale dans une, deux ou trois dimensions, appelés cristaux photoniques (figure II.1.b) [4, 5]. Le phénomène de réflexion de Bragg causant la formation des bandes de fréquences où la propagation de la lumière est interdite par l'interférence destructive des harmoniques de champ à l'intérieur du cristal. Par ailleurs, la lumière peut être confinée dans une taille comparable à sa longueur d'onde (λ / n), où λ est la longueur d'onde du vide et n est l'indice de réfraction du milieu. Donc, les volumes modaux dans les cristaux photoniques sont extrêmement petits ce qui constitue un avantage majeur. Cependant, il est difficile de fabriquer ces structures à cause de leurs dimensions extrêmement petites et de la nécessité d'utiliser des matériaux à haut indice prévus dans leur mise en œuvre.

3. Réflexion interne totale

La troisième classe de micro-résonateurs est les microcavités cycliques qui utilisent la réflexion interne totale (TIR) où le milieu de guidage doit être optiquement plus dense, c'est-à-dire avoir un indice de réfraction supérieur à celui de l'environnement pour obtenir un confinement de la lumière. L'onde propagative qui se reboucle sur elle-même, vérifiant ainsi les conditions de phase (figure II.1c). Cette classe particulière de microcavités est appelée résonateurs à modes de galerie, ces structures prennent différentes formes : anneaux, disques, tores ou sphères fabriqués par un matériau optique transparent.

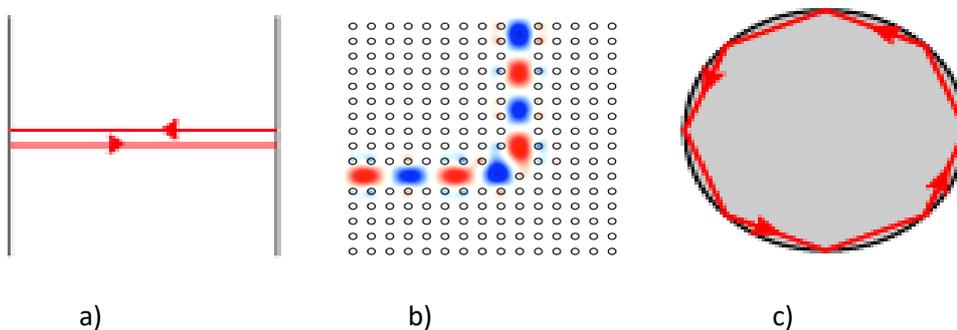


Figure II.1: Différents principes de confinement dans les micro-résonateurs: a) réflexion entre surfaces réfléchissantes b) réflexion de Bragg c) réflexion interne totale.

II.3 Classification suivant les matériaux de fabrication

1. Semiconducteurs

De nombreux micro-résonateurs sont fabriqués à base des semi-conducteurs III-V (comme le GaAs et InP...etc.). Les dispositifs électroniques et optiques à base de semi-conducteurs III-V sont largement employés dans les applications de télécommunication. Les semi-conducteurs III-V peuvent être pompés électriquement ou optiquement pour produire un gain, ce qui les permet d'avoir des applications polyvalentes [6-8]. De tels micro-résonateurs sont compacts et peuvent être intégrés à d'autres dispositifs optiques ou électroniques tels que des lasers à semi-conducteurs et des modulateurs électro-optiques. Toutefois, en raison de l'indice de réfraction élevé des semi-conducteurs, la largeur et la hauteur du guide d'onde doivent être maintenues suffisamment petites (dans le régime submicronique) pour maintenir l'opération monomode. Cette difficulté de fabrication réduit l'efficacité de couplage avec une fibre optique.

2. Diélectriques

Les matériaux diélectriques, tels que : le SiO_2 , le Si_3N_4 , l'oxynitride, le Ta_2O_5 .. etc. sont utilisés pour la fabrication des micro-résonateurs diélectriques. Ces derniers sont compacts et plus compatibles avec les systèmes à fibres que ceux à base des matériaux semi-conducteurs. Ils ont une grande capacité d'intégration et de compatibilité avec les procédés de fabrication de semi-conducteurs. Cependant, il est très difficile d'introduire un milieu de gain dans les diélectriques [3]. Par conséquent, ces micro-résonateurs sont principalement applicables aux dispositifs passifs.

3. Polymères

Les polymères sont des matériaux émergents qui prévalent récemment dans de nombreuses applications. Les dispositifs à base de polymère présentent les avantages d'un faible coût, d'une fabrication facile et d'une fonctionnalité polyvalente. Les polymères peuvent être facilement incorporés au milieu actif comme des colorants laser pour obtenir un gain de telle sorte que des micro-résonateurs polymères actifs soient réalisables [9-11]. En outre, certains polymères ont des non-linéarités optiques élevées par le biais d'un processus de polissage. Cette fonction permet la modulation et l'optimisation des périphériques. En raison d'indices de réfraction similaires des

polymères aux fibres optiques, les micro-résonateurs polymères ont un rendement de couplage élevé pour les systèmes de fibres optiques. De plus, ils sont compacts pour et donc compatibles à l'intégration.

II.4 Classification suivant la forme géométrique

Les micro-résonateurs ont été proposés sous différentes formes : anneau, hippodrome disque, sphère et polygone[2]. Chaque forme a ses avantages et ses inconvénients, qui seront discutés dans ce qui suit. Sur la base de ces avantages et inconvénients, on peut choisir une forme appropriée utilisée dans une application spécifique.

1. Anneau

Un résonateur à micro-anneau est constitué par un guide d'ondes circulaire représenté sur la figure II.2 (a). Un micro-résonateur peut atteindre un facteur Q réalisable qui est essentiellement limité par la perte de cavité. Sur la base du calcul, la perte est principalement dominée par la diffusion de rugosité de surface produite pendant les processus de fabrication [12]. Dans une telle configuration en anneau, il y a deux parois latérales qui contribuent à la diffusion. Ainsi, la structure en anneau a une perte plus élevée et un facteur Q inférieur pouvant être atteint. Cependant, cette structure est facile à concevoir et peut être actionnée en mode simple, ce qui facilite le fonctionnement d'un capteur. L'opération monomode peut produire un spectre plus simple sans perturbation par les modes d'ordre supérieur. En outre, dans les applications.

2. Disque

Un résonateur de microdisque peut également agir comme une cavité résonante, comme montré à la figure II.2b. Une cavité de disque est capable de supporter plusieurs modes de galerie qui peuvent se propager le long du périmètre d'un guide d'onde de disque. La configuration du disque ne comporte qu'une seule paroi latérale et, par conséquent, la dispersion de la rugosité de surface est environ la moitié de celle de la configuration de l'anneau. Mais il est difficile de fonctionner en monomode.

3. Sphère

Un résonateur à microsphères se compose d'une sphère comme cavité résonante, comme le montre la figure II.2 (c). Une telle sphère est souvent faite de polymères, comme le polystyrène, ou la silice par fusion d'une fibre. Il a la surface ultra lisse et il est caractérisé par un facteur Q qui peut atteindre 10^8 . Les résonateurs en microsphère possèdent un avantage énorme dans les applications qui nécessitent un facteur de qualité élevé. Cependant, il est difficile de reproduire la même taille de microsphères pendant la fabrication (erreurs autour de $1 \sim 2 \mu\text{m}$). De plus, les microsphères ont également des difficultés d'intégration avec d'autres composants optiques. Comme les résonateurs en microdisque, les résonateurs de microsphères peuvent également supporter de multiples modes de galeries comme dans les résonateurs de disque et il est très difficile qu'elles fonctionnent en monomode.

4. Hippodrome

Un résonateur à hippodrome (ou champ de courses) est une extension d'un résonateur à micro-anneau, comme montré sur la figure II.2 (d). Il se compose d'un coupleur directionnel dans la région de couplage pour contrôler l'intensité de couplage. Cette dernière dépend de la séparation des intervalles et de la longueur du coupleur. Un espace étroit ou un coupleur long peut donner lieu à un fort couplage. Pour obtenir la même force de couplage, un coupleur plus long avec un intervalle plus large peut être fabriqué pour fournir un couplage suffisant. Par conséquent, une configuration d'hippodrome peut atténuer la difficulté de fabrication dans la configuration de micro anneau au détriment de la taille du dispositif. En outre, un résonateur à micro- hippodrome possède également l'avantage d'un fonctionnement monomode. Cependant, l'inconvénient du facteur Q inférieur atteint, semblable à celui des microanneau, reste encore.

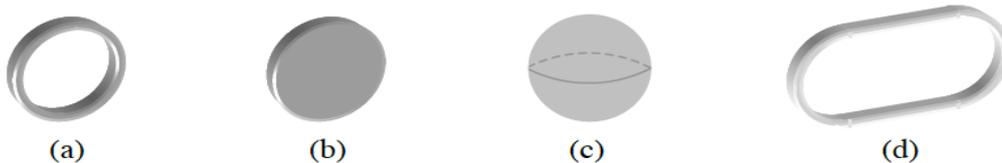


Figure II.2 les différentes formes de micro-résonateurs cycliques : (a) anneau (b) disque (c) sphère (d), et (e) hippodrome.

II.5 Présentation des résonateurs à modes de galerie

Au cours de ces dernières années, les micro-résonateurs ayant une symétrie circulaire ont suscité l'intérêt de nombreux chercheurs. La lumière se propage dans ces structures en suivant des trajectoires fermées et y est confinée par réflexion interne totale interne sur les surfaces incurvées de résonateurs diélectriques transparents. Ce principe du confinement de la lumière est différent de celui des résonateurs conventionnels de type Fabry-Pérot confinant la lumière par de multiples réflexions entre des miroirs (deux ou plus). Dans ce cas, l'énergie est stockée par l'établissement d'ondes stationnaires.

La dénomination traditionnelle selon les micro-ondes des micro résonateurs circulaires est : "résonateurs diélectriques ouverts " et les modes optiques qui s'y propagent sont appelés en anglais *Whispering Gallery Modes* ou WGMs. Ces structures sont généralement fabriquées par un matériau optique transparent et prennent plusieurs formes : disques, tores, sphères ou anneaux[10].

Dans cette section, nous nous intéressons à cette dernière forme des micro-résonateurs en anneaux (ou micro-anneaux) appliquée largement dans la fonction de filtrage en longueurs d'ondes.

II.5.1 Mode de galeries

En 1877, Lord Rayleigh a décrit un phénomène acoustique observé dans la cathédrale Saint Paul à Londres [13, 14]. Dans la galerie circulaire sous le dôme de cet édifice, deux personnes peuvent converser même en murmurant le long de la paroi interne de la base du dôme. Quelqu'un chuchotant d'un côté du dôme peut être entendu par une personne située à l'opposée. Cette observation est à l'origine du nom anglais du phénomène : "*Whispering Gallery Modes*"(WGM). Ces modes de propagation particulière ont été interprétés comme étant une propagation des ondes acoustiques par réflexions successives le long du mur incurve. Par analogie, dans le domaine optique, les modes de galerie correspondent à la propagation guidée à l'intérieur d'une sphère en matériau diélectrique par réflexions totales [10] . En 1910, dans l'article "*The problem of Whispering Gallery*" Lord Rayleigh suggérait qu'une onde lumineuse pouvait se propager à l'intérieur d'une sphère en matériau

diélectrique par réflexions internes totales (RIT). Les résonateurs à modes de galerie peuvent être des sphères, des sphéroïdes, disques, tores ou des anneaux. Ainsi que d'autres formes ou topologies avec différents principes de confinement de la lumière. Un mode de galerie est une onde qui en se propageant le long d'une surface fermée (résonateur) revient périodiquement à son point de départ et interfère avec elle-même ce qui lui donne des propriétés de phase particulières.

II.5.1.1 Approche géométrique

Les approximations basées sur l'optique géométrique permettent la compréhension de quelques phénomènes liés à la propagation de la lumière le long d'une paroi interne d'une cavité cyclique. L'utilisation de l'approche géométrique simple permet de décrire la notion de résonances associées aux *WGMs*. Dans ce contexte. Nous allons tenter d'expliquer l'origine de modes particuliers de propagation et de déterminer leurs caractéristiques fondamentales dans une sphère diélectrique.

Considérons un rayon lumineux se propageant sur la paroi intérieure d'un micro-résonateur de forme sphérique ayant un rayon a , constitué d'un milieu diélectrique d'indice de réfraction N entourée d'air (figure II.3.a). La longueur d'onde λ des rayons lumineux dans le vide est considérée beaucoup plus faible que le rayon de la sphère $\ll a$. On définit le paramètre de taille $x = 2\pi a/\lambda$. Pour que l'approximation géométrique soit valable il faut que $x \gg 50$. Soit i l'angle d'incidence que fait le rayon lumineux avec la normale à la surface.



Figure II.3 (a) propagation du rayon lumineux par RIT dans un résonateur de rayon R et d'indice N (approximation de l'optique géométrique). (b) Moment angulaire L associé au WGM avec sa projection M sur l'axe polaire. TE, TM désignent ses polarisations

À titre d'exemple, pour une microsphère en silice de rayon $50 \mu\text{m}$. La longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, nous obtenons $\ell \sim 300$. Par conséquent, dans le domaine optique, les modes de galerie peuvent être vus comme des modes électromagnétiques avec de très grands moments angulaires dans lesquels la lumière se propage par réflexions totales internes (voir figure II.3.b)

À l'instar de la propagation de la lumière dans les guides d'onde, on définit un angle critique $i_c = \arcsin(1/N)$. Si $i > i_c$ Alors, le rayon lumineux subira des réflexions totales internes successives sur la surface interne de la sphère. D'autre part, la symétrie sphérique fait que tous les angles d'incidence subséquents soient égaux. Théoriquement, le rayon lumineux reste confiné dans la sphère pour une durée de vie infinie.

Pour les angle i tel que : $i_c < i < \pi/2$ le rayon lumineux reste piégé dans une bande entre la paroi externe de la sphère et la caustique interne du rayon $r_1 = a \sin(i)$. Pour des angles d'incidence $i \approx \pi/2$, la lumière sera confinée à la surface de la sphère. Après un tour, elle parcourt une trajectoire égale approximativement au périmètre de la sphère 2π . Pour que des interférences constructives se produisent après un tour complet, il faut que l'onde lumineuse interfère avec elle-même le chemin optique doit être égal à un multiple entier de la longueur d'onde. Ce sont les résonances [10, 15]:

$$2\pi a N \approx m \cdot \lambda \quad (II.1)$$

Avec m un nombre entier qui correspond au nombre de côtés du polygone formé par la trajectoire du rayon lumineux dans le résonateur (ou le nombre de Réflexions Totales Internes subies par le rayon sur un tour de cavité) et λ la longueur d'onde dans le vide $\lambda = \lambda_0/N$. On exprime la condition de résonance en fonction de paramètre de taille $x = 2\pi a/\lambda$:

$$x \approx \frac{m}{N} \quad (II.2)$$

Donc, seulement les longueurs d'onde vérifiant cette relation subiront des résonances et resteront dans la cavité. Les autres finiront par disparaître à cause des interférences destructives. La condition de résonance traduit la quantification des fréquences de résonance qui peuvent exister dans une cavité. Ces derniers sont appelées modes de galerie.

1. L'espacement entre les fréquences optiques de résonances dans le spectre de

transmission vaut :

$$\Delta\nu_l = \frac{c}{2\pi N a} \quad (II.3)$$

Avec $c = 3 \cdot 10^8 \text{ms}^{-1}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

Le paramètre $\Delta\nu_l$ est appelée Intervalle spectral libre (ISL) de la cavité.

2. La condition pour que l'onde lumineuse se reboucle sur elle-même dépend du déphasage à chaque réflexion, ce déphasage dû à la réflexion dépend de mode polarisation de l'onde. Donc, on distingue deux familles de résonance différentes, une pour chaque mode de polarisation : TE et TM
3. La condition de résonance peut être exprimée en fonction du moment angulaire \vec{L} des photons dans la cavité. En effet, l'impulsion d'un photon de mode est $p = \hbar k$, où k est le module du vecteur d'onde. En incidence rasante ($i \approx \pi/2$), la trajectoire est quasi circulaire, dans ce cas le moment angulaire L des photons est tangent à la surface et vaut :

$$L \approx ap \approx \frac{2\pi\hbar N a}{\lambda} \approx \hbar m \quad (II.4)$$

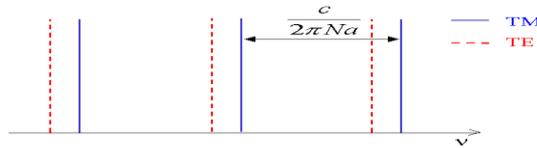


Figure II.4: Spectre de modes de galerie pour les deux polarisations TE et TM

II.5.1.2.1 Approche ondulatoire

La simple approche géométrique n'est pas suffisante pour décrire les propriétés des résonateurs à mode de galerie. Donc il est indispensable de résoudre le problème dans le cadre de l'électromagnétisme en se basant principalement sur les équations de Maxwell. La description des modes de galerie par le modèle ondulatoire peut être effectuée soit par : l'approche ondulatoire par l'eikonale ou par la résolution du problème électromagnétique exact.

II.5.2.1.1 Approche ondulatoire par l'Eikonale :

Resterons toujours dans le cas où la longueur d'onde λ est considérée beaucoup plus faible que le rayon de la sphère a : $\lambda \ll a$.

La phase du champ électromagnétique $\Phi \approx \exp(iS)$. Tel que

$$S = \int_{r_0}^r k_0 N(r) ds \quad (II.5)$$

s'exprime en fonction de du vecteur d'onde dans le vide k_0 par l'équation Eikonale

$$(\vec{\nabla}S)^2 = N^2(r)k_0^2 \quad (II.6)$$

En exprimant $(\vec{\nabla}S)^2$ en système sphérique, l'équation Eikonale devient :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S}{\partial \theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta}\left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2 = N^2(r)k_0^2 \quad (II.7)$$

D'autre part, le moment angulaire "orbital" \vec{L} associé s'exprime comme :

$$\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{\nabla}S \quad (II.8)$$

ce moment angulaire est conservé. La projection de \vec{L} sur l'axe \mathbf{z} donne

$$L_z = \partial S / \partial \varphi \quad (II.9)$$

Sachant que L_z et $|\vec{L}| = L$ sont constantes.

Un mode de galerie correspond à un retour en phase de l'onde sur elle-même après une rotation de 2π , autrement dit le déphasage ΔS doit être un multiple de 2π .

En appliquant la méthode de séparation des variables : $S = S_1(r) + S_2(\theta) + S_3(\varphi)$

à partir de l'équation (II.7) nous obtenons le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial S_3}{\partial \varphi} = L_z & (a) \\ \left(\frac{\partial S_2}{\partial \theta}\right)^2 + \frac{L_z^2}{\sin^2 \theta} = L^2 & (b) \\ \left(\frac{\partial S_1}{\partial r}\right)^2 + \frac{L^2}{r^2} = N^2(r)k_0^2 & (c) \end{cases} \quad (II.10)$$

La projection du mouvement angulaire donne une précession uniforme selon φ et d'une oscillation selon θ entre les deux valeurs $\theta = 2\pi \pm \alpha$ tel que α est l'angle que fait \vec{L} avec l'axe des z . C'est-à-dire : $\alpha = \arccos(L_z/L)$

Le retour de phase dépend du déphasage accompagnant chaque réflexion interne ainsi que la polarisation de la lumière. (mode transversal électrique, TE ou

mode transversal magnétique, TM).

Lors de sa propagation par réflexion totale, la lumière subit un décalage latéral δ_p dans la direction de l'interface sur laquelle la réflexion a lieu. C'est l'effet Goos-Hänchen. Tout se passe comme s'il y avait une réflexion totale interne en $a_{eff} = a + \delta_p$ (voir figure II.5), δ_p dépendant de la polarisation. Les sphères considérées étant de grandes tailles nous pouvons en donner une valeur approchée grâce à la formule de Fresnel :

$$\delta_p = e^{-2j\theta_p} \text{ avec } \tan\theta_p = \frac{\sqrt{N^2 \sin^2 i - 1}}{P \cos i} \quad (II.11)$$

$P = N$ pour les modes *TM* (onde *H*) ou $P = 1/N$ pour les modes *TE* (onde *E*).

$$\delta_p = \frac{\left(\frac{\pi}{2} - \theta_p\right)}{Nk_0 \cos i} \quad (II.12)$$

Le mouvement radial peut être perçu comme une oscillation entre la caustique interne définie par $r_1 = L/Nk_0$ et le rayon externe $a_{eff} = a + \delta_p$

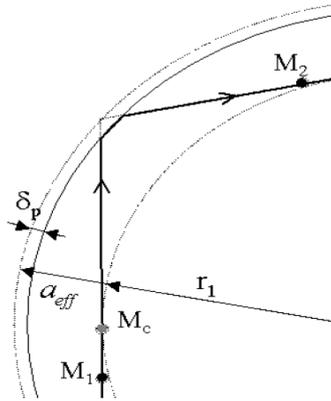


Figure II.5 trajet d'un rayon lumineux lors d'une réflexion sur les parois extérieures d'une sphère

L'intégration de l'équation (II.10) donne ΔS_i la différence de phase accumulée par chaque composante de S_i sur chaque période. Un déphasage de $\Delta\phi_c = -\frac{\pi}{2}$ résultant de la réflexion sur chaque caustique et un autre $\Delta\phi_p = 2\theta_p$ dépendant

de la polarisation lors de chaque réflexion totale interne, doivent s'ajouter à ΔS_i pour calculer le déphasage accumulé entre r_1 et a_{eff} . Le calcul de déphasage ΔS_1 accumulé entre M_c et M_2 en vertu de l'équation II.10 (c) (définis dans la Figure II.5) conduit à l'intégrale suivante :

$$2 \int_{r_1}^{a_{eff}} \sqrt{N^2(r)k_0^2 - \frac{L^2}{r^2}} dr$$

Après un tour on retrouve:

$$\begin{cases} \Delta S_3 = 2\pi|L_z| & (a) \\ \Delta S_2 = 2\pi[(L - |L_z|) - 1/2] & (b) \\ \Delta S_1 = 2\pi[f(Nk_0 a_{eff}/L) - 3/4] & (c) \end{cases} \quad (II.13)$$

Avec

$$f(u) = \sqrt{u^2 - 1} - \arccos(1/u)$$

Les modes de galerie correspondent aux ondes qui se replient sur elles-mêmes après un tour. Donc $\Delta S_1, \Delta S_2$ et ΔS_3 doivent être des multiples de 2π . Cette condition signifie que les déphasages sont quantifiés cela implique :

La quantification azimutale $L_z = m$

La quantification angulaire $L = \sqrt{\ell(\ell + 1)} \approx \ell + 1/2$

avec $-\ell \leq m \leq \ell$. tel que : m et ℓ des entiers.

La condition d'accord de phase pour l'ordre radial s'écrit :

$$\frac{L}{\pi} f(Nk_0 a_{eff}/L) = n - \frac{1}{4} \quad (II.14)$$

D'où la quantification radiale, $n = 1, 2, 3, \dots$ qui correspond aux nombres de maxima de l'oscillation entre r_1 et a_{eff} .

Le rayon r_1 de la lumière se propageant par réflexion totale sur la surface interne ($i > i_c$) est compris entre deux valeurs limites : $a_{eff}/N < r_1 < a_{eff}$. Ceci encadre le nombre quantique ℓ en fonction du paramètre de taille effectif $x_{eff} = 2\pi a_{eff}/\lambda$

$$\frac{x_{eff}}{N} - \frac{1}{2} < \ell < Nx_{eff} - \frac{1}{2} \quad (II.15)$$

D'autre part, le nombre n d'ordre radial est compris entre deux valeurs limites en fonction de $f(u)$:

$$\frac{1}{4} < n < \frac{L}{\pi} \left(\sqrt{N^2 - 1} - \arccos\left(\frac{1}{N}\right) \right) \quad (II.16)$$

Ainsi , chaque résonance est déterminée par les nombres quantiques ℓ , m , n .

II.5.4.2.2 Position d'une résonance

En prenant compte des conditions de quantification du nombre quantique ℓ dans l'équation II.14 nous pouvons la réécrire sous la forme suivante :

$$Nx_{eff} = \left(\ell + \frac{1}{2} \right) f^{-1} \left(\frac{\pi \left(n - \frac{1}{4} \right)}{\left(\ell + \frac{1}{2} \right)} \right) \quad (II.17)$$

Ceci donne les positions de résonances pour une sphère parfaite, pour des valeurs : grande de ℓ et petite de n . Les résonances prennent les positions approchées

$$\text{suivantes : } Nx_{eff} \approx \left(\ell + \frac{1}{2} \right) + \left(\frac{\ell + \frac{1}{2}}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \left[\frac{3\pi}{2} \left(n - \frac{1}{4} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{P}{\sqrt{N^2 - 1}} \quad (II.18)$$

avec $P = N$ pour un mode TE et $P = N^{-1}$ pour un mode TM.

Les positions des pics fondamentaux du mode WG peuvent être dérivées des équations de Maxwell résolues en coordonnées sphériques en utilisant le formalisme de diffusion Mie. La condition de continuité des composantes tangentielles de champ à la surface de la sphère pour les deux polarisations TE et TM des modes de galerie est donnée par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \psi_{\ell}(Nk_0R) = \alpha\psi_{\ell}(k_0R) + \beta\chi_{\ell}(k_0R) \\ P\psi'_{\ell}(Nk_0R) = \alpha\psi'_{\ell}(k_0R) + \beta\chi'_{\ell}(k_0R) \end{cases} \quad (II.19)$$

avec $P = N$ pour un mode TE et $P = N^{-1}$ pour un mode TM.

La résolution de ce système d'équations impliquant la détermination des constantes α et β est très compliquée. Cependant, il est possible d'obtenir des solutions approchées en se basant sur les approximations suivantes :

Le diamètre de la microsphère est important par rapport à la longueur d'onde λ .

La partie radiative du champ qui existe en dehors de la sphère est négligeable. Cela implique $\alpha = 0$. En reportant la condition $\alpha = 0$ dans les équations de continuité, la condition de résonance en fonction du paramètre de taille devient :

$$P \frac{\psi_\ell(Nx)}{\psi_\ell(Nx)} = \frac{\chi'_\ell(Nx)}{\chi_\ell(Nx)} \quad (II.20)$$

Cette équation peut également s'écrire en termes de fonction de Bessel et Neumann cylindriques comme suite:

$$P \frac{J'_{\ell+1/2}(Nx)}{J_{\ell+1/2}(Nx)} = \frac{N'_{\ell+1/2}(Nx)}{N_{\ell+1/2}(Nx)} \quad (II.21)$$

Le terme $\ell + 1/2$ apparaît, en convertissant les fonctions sphériques de Bessel et Neumann en coordonnées cylindriques. En développant les quantités dans (II.18) comme une série asymptotique en puissance de $(\ell + 1/2)^{-1/3}$, on peut exprimer les premiers termes de résonance des modes de galeries en fonction du paramètre de taille:

$$Nx_{n,\ell} = \ell + \frac{1}{2} - 2^{-1/3} \alpha_n \left(\ell + \frac{1}{2} \right)^{1/3} - \frac{P}{(N^2 - 1)^{1/2}} + \frac{3}{10} 2^{-2/3} \left(\ell + \frac{1}{2} \right)^{2/3} - \frac{2^{-1/3} P \left(N^2 - \frac{2P^2}{3} \right)}{(N^2 - 1)^{3/2}} \alpha_n \left(\ell + \frac{1}{2} \right)^{-2/3} + O\left(\frac{1}{\ell + \frac{1}{2}} \right) \quad (II.22)$$

Où n est le nombre radial et α_n sont les racines n "ième" de la fonction Airy $A_i(-z)$. Pour la même famille des modes, c'est à dire pour les modes ayant le même ordre radial (n fixe) et différentes valeurs de ℓ , les écarts fréquentiels (écart entre un mode d'ordre ℓ et le mode suivant (d'ordre $\ell + 1$)) s'expriment :

$$\Delta v_{n,\ell}^{\Delta\ell} = c(x_{n,\ell+1} - x_{n,\ell})/2\pi = \frac{c}{2\pi NR} (1 + \ell) \quad (II.23)$$

Cela conduit à un spectre quasi périodique de résonance des modes WG par rapport à ℓ avec la séparation de fréquence entre les pics avec la même polarisation représentée par un pseudo Intervalle spectrale libre (pseudo ISL), par analogie avec les modes d'un Fabry-Pérot.

II.6 Application des micro-résonateurs au filtrage en longueur d'onde

Les propriétés spectrales particulières de WGRs font de ces structures un candidat attractif pour de nombreuses applications. Dans le domaine des télécommunications, les WGRs sont utilisés pour le filtrage en longueur d'onde dans un réseau WDM. En effet, la technologie WDM a permis d'augmenter la capacité du

réseau à fibre, par la transmission simultanée de plusieurs signaux distingués par leurs longueurs d'onde différentes à travers la même fibre en les mélangeant à l'entrée à l'aide d'un multiplexeur (Mux) et en les séparant à la sortie au moyen d'un démultiplexeur (deMux) dans une fenêtre de transparence entre 1,3 et 1,6 μm (domaine de rayonnement infrarouge). Dans cette fenêtre deux bandes de 40 nm de largeur sont les plus utilisées en télécommunications optiques à savoir : la bande C (1525-1565 nm) et la bande L (1565-1605nm). Les normes imposées par l'Union Internationale des Télécommunications (ITU) précisent le nombre de longueurs d'onde multiplexées et l'espacement des canaux. Cet espacement est de 0,8 nm à une fréquence de 100 GHz pour une transmission WDM usuel [15, 16].

Maintenant, nous étudions le filtre en longueur d'ondes à base d'un micro-résonateur proposé pour la première fois par Marcatili [17]. La Figure II.6 illustre le principe de fonctionnement du filtre ainsi que les différentes notations utilisées par la suite.

Le filtre composé d'un micro-résonateur couplé à deux guides d'ondes. Le signal incident est composé de plusieurs longueurs d'onde multiplexée, est inséré par le port *IN* parcourt le premier guide puis il est couplé à la microcavité *via* le premier coupleur guide1/micro résonateur. Seule l'énergie des longueurs d'onde vérifiant la résonance λ_0 peut être transférée par le micro anneau au deuxième guide *via* le deuxième coupleur micro-résonateur/guide2 et extraite par le port *Drop* . Le signal extrait par le deuxième guide aura la finesse spectrale du mode de galerie excité.

Chacun des deux guides d'ondes peut être couplé indépendamment au micro-résonateur avec des taux de couplage de puissance contrôlés. Le circuit fonctionne comme un module d'Insertion Extraction (MIE) ou Optical Add Drop Multiplexer en anglais (OADM).

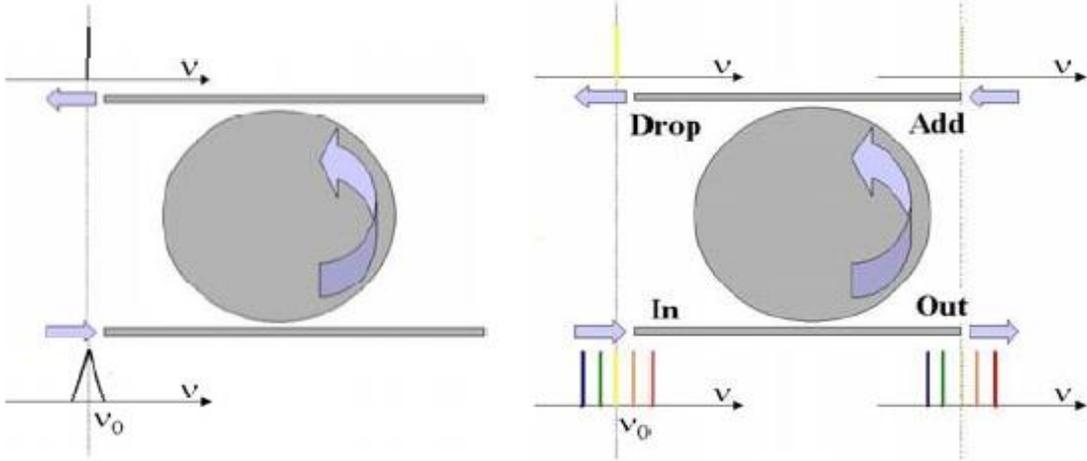


Figure II.6 a) Filtrage de la fréquence de résonance b) Module d'insertion/extraction à la fréquence de résonance ν_0

Selon la théorie de couplage [18], la transmission optique à travers les deux coupleurs peut-être exprimée en fonction de la fréquence de résonance ω_0 , des coefficient de couplage de puissance des guides d'onde d'entrée et de sortie (κ_1 et κ_2 respectivement), du temps de propagation aller-retour T et des perte de résonateur en aller-retour (γ) comme suit :

$$T_{through}(\omega) = \frac{j(\omega - \omega_0) + (\gamma + \kappa_2 - \kappa_1)/2T}{j(\omega - \omega_0) + (\gamma + \kappa_1 + \kappa_2)/2T}$$

$$T_{drop}(\omega) = \frac{\sqrt{\kappa_1 \kappa_2}/2T}{j(\omega - \omega_0) + (\gamma + \kappa_1 + \kappa_2)/2T}$$

Où $T_{through}(\omega)$ et $T_{drop}(\omega)$ représentent respectivement les fonctions de transfert d'amplitude aux ports de entrée et de sortie.

La perte γ du résonateur à un tour est liée à la perte du résonateur α par $\gamma = 2\pi R\alpha$. Si R est être le rayon modal et α est petit.

$$T = \frac{2\pi R}{v_g}$$

Pour les résonateurs à haute Q intrinsèque élevé, γ est faible et les caractéristiques sont dominées par le couplage. En contrôlant κ_1 et κ_2 simultanément, nous pouvons varier la forme de transmission sans beaucoup de changement des longueurs d'onde de transmission ou la valeur du Q intrinsèque. Ceci fournit des avantages uniques pour des applications de filtre accordable. La bande passante du filtre peut être accordée sans sacrifier les transmissions de crête.

Les filtres optiques utilisés dans le domaine des télécommunications traitent des signaux optiques où l'espace entre canaux $\Delta\lambda$ est très faible donc le facteur de qualité des micro résonateur Q doit être très élevé. $\Delta\lambda$ la étant la largeur spectrale de la résonance). Pratiquement, $\Delta\lambda$ n'est pas inférieur à 10 Ghz. Par conséquent donc les micro-résonateurs planaires en anneaux avec des facteurs de de qualité $Q < 10^5$ sont adéquats à l'application de micro-anneau à la fonction de filtrage en longueur d'onde cet aspect sera traité plus amplement dans le chapitre III.

Conclusion

Dans ce chapitre une synthèse des différentes classes des micro- résonateurs utilisés dans l'optique intégrée a été présentée. En générale, les micro-résonateurs sont regroupés en trois familles distinctes selon le principe de piégeage de la lumière. La première famille de type Fabry-Pérot utilise la réflexion de la lumière entre deux miroirs opposés où l'interférence constructive entre les ondes d'aller et celles de retour crée une onde stationnaire. La deuxième famille confine la lumière par la réflexion de Bragg, résultant des bandes photoniques interdites. La dernière famille qui porte le nom de WGM utilise la réflexion interne totale pour créer une onde progressive qui se reboucle sur elle-même.

Références bibliographiques

- [1]. Rasoloniaina, A., *Études expérimentales de dispositifs intégrés à base de micro-résonateurs à mode de galerie en verres actifs*. 2014, Université de Rennes I.
- [2]. Oannis Chremmos, O.S., Nikolaos Uzunoglu, *Photonic Microresonator Research and Applications*. Springer Series in Optical Sciences. 2010: Springer US.
- [3]. Chao, C.-Y., *Polymer microring resonator and its application as a biosensor*, in *Electrical engineering*. 2005, University of Michigan.
- [4]. Masson, J., F.B. Koné, and Y.-A. Peter, *MEMS tunable silicon Fabry-Perot cavity*. International Symposium on Optomechatronic Technologies. Vol. 6717. 2007: SPIE.
- [5]. Y. Lin, S., et al., *A Three Dimensional Photonic Crystal in the Infrared Wavelengths*. Nature. Vol. 394. 1998: Macmillan Publishers.
- [6]. Rabus, D.G., et al., *High-Q channel-dropping filters using ring resonators with integrated SOAs* IEEE Photonics Technology Letters 2002. **14**: p. 1442-1444
- [7]. Djordjev, K., et al., *Vertically coupled InP microdisk switching devices with electroabsorptive active regions*. Vol. 14. 2002.
- [8]. Djordjev, K., et al., *Gain trimming of the resonant characteristics in vertically coupled InP microdisk switches*. Applied Physics Letters, 2002. **80**(19): p. 3467-3469.
- [9]. Kuwata-Gonokami, M., et al., *Polymer microdisk and microring lasers* Optics Letters, 1995. **20**(20): p. 2093-2095.
- [10]. Ghisa, L., *Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal*. 2008, Université Rennes 1.
- [11]. Ben-Messaoud, T., et al., *Longitudinal pumping of polymer microring lasers*. Synthetic Metals, 2002. **127**(1): p. 159-163.
- [12]. P.P.Absil, *Microring Resonators for Wavelength Division Multiplexing and Integrated Photonics Applications*. 2000.
- [13]. Rayleigh, L., *The problem of the whispering gallery*. London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 1910. **20**(120): p. 1001-1004.
- [14]. Rayleigh, L., *The theory of sound*. 1877. **2**.
- [15]. Carole, A., *Étude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie*. 2004, Université de Rennes I.
- [16]. Maalouf, A., *Contribution à l'étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères*, in *Physique*. 2007, Université Rennes I.
- [17]. Marcatili, E.A.J., *Bends in Optical Dielectric Guides*. Bell System Technical Journal 1969. **48**: p. 2103-2132.
- [18]. Little, B.E., et al., *Microring resonator channel dropping filters*. Journal of Lightwave Technology, 1997. **15**(6): p. 998-1005.

CHAPITRE III :
MICRO-ANNEAUX ET LEURS
APPLICATIONS À LA FONCTION DU
FILTRAGE.

CHAPITRE III : MICRO-ANNEAUX ET LEURS APPLICATIONS À LA FONCTION DU FILTRAGE.

Introduction

Ces dernières années, les micro-résonateurs diélectriques en anneaux ont attiré une attention considérable, en raison de leurs applications dans divers types de dispositifs utilisés en photoniques et en optiques intégrées, tels que les filtres optiques, [1] les modulateurs/commutateurs optiques et les lasers à micro-anneau [2]. On peut même utiliser des résonateurs à micro-anneaux avec un facteur de qualité élevé pour explorer des effets non linéaires, les lasers à faible seuil et les modulateurs optiques à grande vitesse [3].

Les micro-résonateurs en anneau peuvent être utilisés dans de nombreux domaines de recherche tels que les communications optiques, le traitement du signal et la sécurité du réseau dans le cadre de l'échelle nanométrique, où ils ont montré des applications prometteuses [4].

Récemment, les filtres optiques à base des micro-anneaux ont suscité de nombreuses recherches en raison de leurs sélectivités élevées de longueurs d'onde, ils présentent également d'autres avantages par rapport aux dispositifs de filtrage classique, comme leur faible perte d'insertion et leur petite taille. Par conséquent, ils sont des candidats potentiels pour l'intégration dans les circuits photoniques qui pourraient atteindre une densité d'intégration 10^5 dispositifs par centimètre carré [5].

Le but de ce chapitre est d'exposer les bases théoriques de la physique nécessaires à la compréhension des micro-résonateurs en anneaux et d'étudier l'application de ceux-ci dans la conception d'un filtre en longueurs d'ondes. Pour ce faire, nous commençons par une description du micro anneau ainsi que le principe de confinement de la lumière au sein de cette structure optique. Par la suite, nous parlerons de la condition pour laquelle l'onde lumineuse qui se propage dans le micro-anneau reboucle sur elle-même et subira une interférence constructive. Ceci se produit pour la longueur d'onde de résonance. Puis, l'introduction et l'extraction de lumière par couplage évanescent entre un micro-anneau et guides d'ondes sont modélisées et discutées. À l'optique de ce qui a précédé, le principe de fonctionnement ainsi que les principales caractéristiques d'un filtre en longueurs d'ondes à

base de micro-anneaux seront présentés. Enfin, les différentes configurations des filtres existant dans l'état de l'art de l'optique intégrée seront décrites dans la dernière section.

III.1 Qu'est-ce qu'un micro résonateur en anneau ?

Un micro-anneau est un guide d'onde circulaire fermé sur lui-même, structuré sous la forme d'un anneau, agissant comme une cavité résonnante. La lumière est confinée dans cette structure intégrée par des réflexions totales internes proches du périmètre de la cavité.

Un résonateur en anneau est constitué d'un micro - anneau couplé à un guide d'onde droit placé à sa proximité immédiate (figure III.1). Ce qui permet d'accéder aux modes de résonance au sein du micro-anneau par couplage évanescent, lorsque les queues des modes optiques de microcavité et de guides d'onde se chevauchent et que la puissance est transférée d'un mode à un autre. (Ce phénomène est analogue à l'effet tunnel en physique des solides). [6].

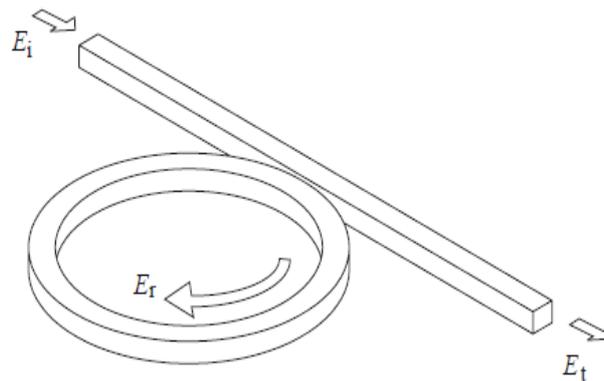


Figure III.1 micro-résonateur en anneau couplé à un seul guide d'onde

Lorsqu'un champ électrique d'entrée E_i , est couplé au micro-anneau à travers un guide d'ondes droit externe, une rétroaction positive est induite et le champ à l'intérieur du résonateur en anneau, E_r , commence à se former. Le couplage entre le guide d'ondes droit et le micro-anneau est réalisé par l'onde évanescente. Par conséquent, la quantité d'énergie couplée à partir du guide d'ondes droit vers le micro-anneau et *vice versa* est déterminée par la séparation entre eux ainsi que la longueur de la zone de couplage. À la différence des micro-résonateurs de type Fabry Pérot utilisant des miroirs pour la réflexion des ondes, le mécanisme de rétroaction au sein du micro-anneau est induit simplement par réflexion interne totale et donc il n'y a pas besoin d'un réseau de Bragg ou des miroirs qui sont souvent difficiles à fabriquer. En raison de la géométrie circulaire, du micro-anneau seules certaines

longueurs d'onde seront autorisées à résonner à l'intérieur micro-anneau et par conséquent la sélectivité en fréquence est obtenue. Le mode de résonance aura une longueur d'onde qui satisfait la condition [7].

$$m\lambda_m = nL ; m \text{ entier} \quad (\text{III.1})$$

m est le nombre de modes longitudinaux, λ_m est la longueur d'onde du mode de résonance n est l'indice de réfraction du matériau de guidage et L est la circonférence du résonateur en anneau.

La condition de résonance est satisfaite lorsque la circonférence (effective) de l'anneau, est égale à un multiple entier de la longueur d'onde dans le milieu [8]. Dans ce cas, l'onde optique après avoir parcouru un tour complet dans la cavité se reboucle sur elle-même et devient en phase avec celle du guide droit. Par suit, une interférence constructive se produit et l'anneau se charge en énergie. Pour préserver un bilan énergétique équilibré, si la totalité de la puissance lumineuse est couplée dans la cavité, le signal transmis au guide d'ondes est nul. Dans le cas contraire où l'interférence est destructive, l'énergie lumineuse dans l'anneau est minimum et le signal transmis à la sortie du guide est maximum.

La présence d'un deuxième guide d'onde couplé au micro-anneau permet d'extraire la seule composante du signal optique possédant la longueur d'onde de résonance. Toutes les autres composantes de signal optique qui ne résonnent subiront des interférences destructives au sein micro-anneau. Ainsi, à leur niveau le plus fondamental, les résonateurs à micro-anneau agissent comme un filtre spectral.

III.1.1 Principe physique de fonctionnement d'un micro-anneau

La configuration la plus simple des micro-résonateurs en anneau consiste à un micro-anneau étroitement couplé à un seul guide d'ondes droit. Ce système optique constitue un coupleur asymétrique directionnel, dans lequel, les deux extrémités du guide d'onde servant de ports : d'entrée et de sortie pour l'insertion de la lumière et l'extraction des modes guidés, comme représenté sur la figure III.2.

Une telle structure peut être analysée en utilisant la théorie des modes couplée et la théorie électromagnétique simple pour relier le champ incident E_1 , le champ de circulation E_2 et E_4 et le champ transmis E_3 . Dans la section de couplage, la relation entre champs est régie par les équations basées sur le théorème des modes couplés [9].

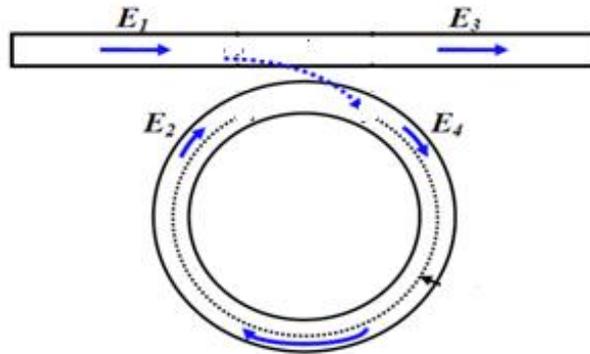


Figure III-2 principe de fonctionnement d'un résonateur en micro-anneau.

Si un champ optique incident E_1 est injecté dans le port IN du guide d'onde droit, une fraction de E_1 est directement transmise dans le guide et exit du port Drop . L'autre fraction E_4 est couplée dans le micro-anneau. Après chaque tour dans la cavité, une partie du champ E_4 est couplée vers la sortie du guide et l'autre partie E_2 est transmise dans la cavité et continue d'y circuler. Théoriquement, dans un système sans perte, toute la puissance injectée en entrée du guide peut être complètement extraite en sa sortie. Mais pratiquement à cause des différentes pertes (radiation, diffusion, absorption, insertion...etc.) une extraction totale ne peut être jamais atteinte.

III.2 Modèle matriciel d'un micro résonateur en anneau

Afin d'étudier l'influence des paramètres opto-géométriques d'un micro-résonateur en anneau ainsi que les caractéristiques des matériaux utilisés pour la mise en œuvre de ce dernier, sur les propriétés de cette structure optique, il est indispensable de modéliser la propagation de l'onde lumineuse dans un micro-anneau couplé à des guides d'ondes rectiligne. Dans ce contexte, nous nous sommes proposés d'adopter une approche développée par A. Yariv [10], dans laquelle une matrice de transfert est utilisée pour exprimer le champ transmis à la sortie du guide droit E_3 en fonction du champ incident à son entrée E_1 , des coefficients de couplage (guide-anneau κ et anneau-guide κ') et des coefficients de transmissions (guide -guide τ et anneau- anneau τ') [11]. Cependant, cette approche simplifiée ne prend pas en compte les champs considérés minoritaires tel que : les champs contra-propagatifs résultant de : la réflexion dans la zone de couplage et de la diffusion dans l'anneau (à cause de la rugosité de surface).

Si nous ne prenons pas en considération les pertes par couplage, le transfert d'amplitude entre le guide et l'anneau aux points de couplage peut alors être décrit par le système d'équations suivantes [12]:

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & j\kappa' \\ j\kappa & \tau' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = [\mathcal{T}] \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (\text{III.2})$$

Où $[\mathcal{T}]$ désigne la matrice de transfert conformément au principe de la conservation d'énergie

$$\kappa\kappa' + \tau\tau' = 1 \quad (\text{III.3})$$

En effet, un résonateur en anneau peut être utilisé dans deux configurations : comme un filtre passe-bande lorsqu'il est couplé à un seul guide optique d'entrée-sortie comme dans la Fig. III.3a, ou avec deux guides d'ondes couplés, ce qui en fait essentiellement un filtre en longueur d'onde dit *add-drop* ou insertion-extraction comme sur la Fig. III.3b.

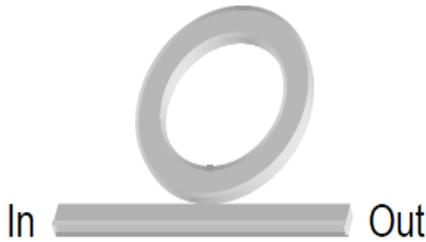


Figure III.3a filtre passe-bande

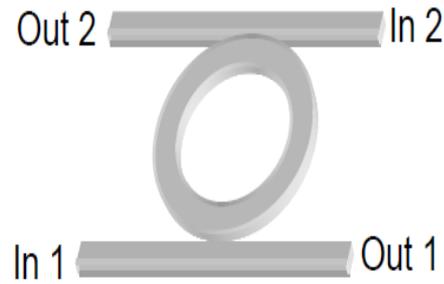


Fig. III.3b insertion-extraction (*add-drop*)

Dans ce qui suit, nous allons modéliser ces deux configurations en prenant en compte les pertes résultant du couplage entre le guide et la cavité α_i ainsi que les pertes accumulées suite à la propagation des ondes au micro anneau a . En plus, la zone de couplage sera analysée avec plus de détail.

III.2.1 Micro anneau couplé à un seul guide droit

Considérons un micro résonateur en anneau caractérisé par une circonférence L , un indice effectif n_{eff} , un indice de groupe $n_g = n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega}$ et un coefficient de couplage d'amplitude κ . couplé à un guide d'onde rectiligne [9] [13, 14] figure III-4.

Nous allons modéliser cette structure, nous basons sur l'approche simplifiée développée par A. Yariv présentée sous la forme matricielle. Le développement de l'équation (III.2) conduit à :

$$E_3 = \tau E_1 + j\kappa' E_2 \quad (\text{III. 4})$$

$$E_4 = j\kappa E_1 + \tau' E_2 \quad (\text{III. 5})$$

En subdivisant la circonférence de l'anneau L en deux parties :

- Zone I : La zone de couplage de longueur L_c .
- Zone II : La zone de rétroaction (*feed-back*) de longueur L_{fb} .

Donc

$$L = L_c + L_{fb} \quad (\text{III.6})$$

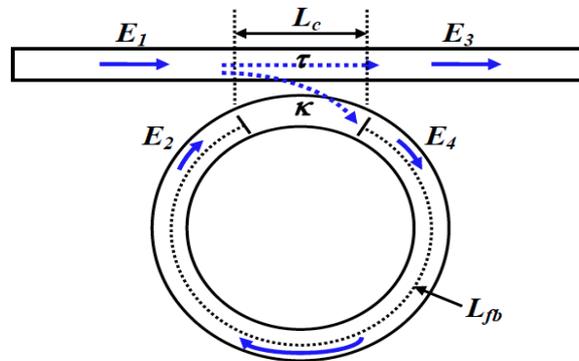


Figure III-4: Mécanisme d'injection, de couplage et d'extraction de la lumière dans un micro-anneau

Analyse de la zone I (zone de couplage)

Cette zone peut être assimilée à un coupleur directionnel asymétrique (formé d'une branche droite et d'une branche courbe). Le couplage de l'onde lumineuse du guide vers l'anneau et *vice versa* provoque (figure III.4)

- Une perte d'amplitude de la lumière couplée. Cette perte est notée α_i
- Un déphasage entre l'onde optique avant qu'elle passe par la zone de couplage celle qui sort de cette zone. Ce déphasage est : $\phi_c = \beta L_c$.

Pour généraliser le modèle précédent, il suffit de multiplier la matrice de transfert par le terme : $\alpha_i e^{j\phi_c}$ par conséquent les d'équations (III. 4) et (III. 5) deviennent :

$$E_3 = \alpha_i (\tau E_1 + j\kappa' E_2) e^{j\phi_c} = \alpha_i (\tau E_1 + j\kappa' E_2) e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 7})$$

$$E_4 = \alpha_i (j\kappa E_1 + \tau' E_2) e^{j\phi_c} = \alpha_i (j\kappa E_1 + \tau' E_2) e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 8})$$

- $j^2 = -1$

- L_c : est la longueur de couplage.
- β : la constante de propagation de la lumière dans la zone de couplage.
- $\phi_c = \beta L_c$ Déphasage de l'onde optique dans la région de couplage.

Analyse de la zone I (zone de *feed-back*) de rétroaction

Dans la zone de rétroaction de l'anneau, le champ E_2 correspondant à la partie de E_4 ayant parcouru une longueur L_{fb} dans la de cavité, son expression tenant compte du retard accumulé pendant ce trajet s'écrit comme suit :

$$E_2 = ae^{j\phi_{fb}} E_4 = ae^{j\beta L_{fb}} E_4 \quad (\text{III. 9})$$

Où

- a Coefficient d'atténuation d'amplitude
- $\phi_{fb} = \beta L_{fb}$ Déphasage l'onde optique dans la boucle de rétroaction.

Il est clair que le déphasage de propagation accumulé de l'onde lumineuse sur un tour complet (la circonférence de micro-anneau) est égale à la somme de déphasage accumulé sur la zone de coupage et celui accumulé sur la zone de rétroaction :

$$\phi = \phi_c + \phi_{fb} = \beta L_c + \beta L_{fb} = \beta(L_c + L_{fb}) = \beta \cdot L \quad (\text{III. 10})$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \Rightarrow \phi = \beta \cdot L = \frac{2\pi L n_{eff}}{\lambda} \quad (\text{III. 11})$$

En supposant que les couplages de la lumière du guide vers l'anneau (guide-anneau) et de l'anneau vers le guide (anneau-guide) sont identiques alors on a : $\kappa' = \kappa$ et $\tau' = \tau$, par conséquent l'équation (III.3) traduisant le principe de la conservation d'énergie devient

$$\kappa^2 + \tau^2 = 1 \quad (\text{III. 12})$$

On peut ainsi reprendre toutes les équations du modèle décrivant un micro-anneau couplé à un seul guide en exprimant les coefficients : κ , τ , α_i et a en fonction des facteurs suivants K , γ et α comme suit :

$$K = \kappa^2 \Rightarrow \kappa = \sqrt{K} \quad (\text{III. 13})$$

$$\tau^2 = 1 - \kappa^2 = 1 - K \Rightarrow \tau = \sqrt{1 - K} \quad (\text{III. 14})$$

$$\alpha_i = \sqrt{1 - \gamma} \quad (\text{III. 15})$$

Où :

- K : Coefficient de couplage en intensité (ou le facteur de couplage)
- γ : Perte d'insertion en intensité.
- $a = \exp(-\frac{\alpha}{2} L)$ Coefficient d'atténuation (α facteur des pertes linéiques en intensité).

En substituant les coefficients : κ , τ , α_i et a par leurs valeurs en fonction de K , γ et α dans les équations (III. 7) et (III. 8) on trouve les équations suivantes :

$$E_3 = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} [\sqrt{1 - K} E_1 + j\sqrt{K} E_2] \exp\left(j \frac{2\pi n_{eff} L_c}{\lambda}\right) \quad (\text{III. 16})$$

$$E_4 = (1 - \gamma)^{\frac{1}{2}} [j\sqrt{K} E_1 + \sqrt{1 - K} E_2] \exp\left(j \frac{2\pi n_{eff} L_c}{\lambda}\right) \quad (\text{III. 17})$$

$$E_2 = a e^{j\beta L_{fb}} E_4 = E_4 \cdot \exp\left(-\frac{\alpha}{2} L_{fb}\right) \exp\left(j \frac{2\pi n_{eff} L_{fb}}{\lambda}\right) \quad (\text{III. 18})$$

La combinaison des équations (III. 7), (III. 8) et (III. 9) conduit aux deux rapports suivants :

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{j\alpha_i a \kappa e^{j\phi}}{1 - \alpha_i a \tau e^{j\phi}} \quad (\text{III. 19})$$

$$\frac{E_3}{E_1} = \frac{\alpha_i \tau - \alpha_i^2 a e^{j\phi}}{1 - \alpha_i a \tau e^{j\phi}} e^{j\phi_c} \quad (\text{III. 20})$$

$$\phi = \phi_c + \phi_{fb}$$

L'équation (III. 20) donne le coefficient de transmission complexe du micro-anneau noté \check{H} , [13, 15, 16] qui correspond au rapport entre et le champ transmis E_3 et le champ incident E_1

$$\check{H} = \frac{E_3}{E_1} \quad (\text{III. 21})$$

III.2.1.1 Facteur de Transmission T (Transmittance)

Le facteur de transmission désigné par T , est défini comme étant le rapport de l'intensité transmise à l'intensité incidente. À partir de l'équation (III. 20), on peut déterminé l'expression de T en prenant le module au carré de \check{H} (c'est-à-dire $T = |\check{H}|^2$) [7] [14] [16, 17] donc :

$$T = \frac{I_3}{I_1} = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2 = \alpha_i^2 \frac{\tau^2 + \alpha_i^2 a^2 - 2\alpha_i a \tau \cos \phi}{1 + \alpha_i^2 \tau^2 a^2 - 2\alpha_i a \tau \cos \phi} \quad (\text{III. 22})$$

III.2.1.2 Spectre de transmission

La condition de résonance est vérifiée pour $\phi = 2m\pi$ et m un nombre entier arbitraire. Puisque $\phi = \beta L = 2\pi n_{eff} L / \lambda$ (où n_{eff} est l'indice de réfraction effective du mode de propagation) la résonance se produit à des longueurs d'onde de résonance λ_r définie par:

$$\phi = 2m\pi \Rightarrow \frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda_r} = 2m\pi \Rightarrow \lambda_r = \frac{n_{eff} L}{m} \quad (\text{III. 23})$$

Où L est la circonférence du guide du l'anneau.

En résonance c'est-à-dire à $\phi = 2m\pi$ (ou à $\lambda_r = \frac{n_{eff} L}{m}$) on obtient $\cos \phi = 1$ donc le facteur de transmission devient :

$$T|_{\phi=2m\pi} = \left(\frac{\alpha_i \tau - \alpha_i^2 a}{1 - \alpha_i a \tau} \right)^2 = \alpha_i^2 \left(\frac{\tau - \alpha_i a}{1 - \alpha_i a \tau} \right)^2 \quad (\text{III. 24})$$

La figure III.5 montre le spectre de transmission d'un micro-anneau. Ce spectre comporte des raies spectrales sous forme des pics périodiques. Les positions de ces derniers sont déterminées par les longueurs d'ondes de résonance λ_r . Nous pouvons déduire les autres paramètres caractéristiques du micro-résonateur (ISL, $\delta\lambda$) à partir de ce spectre de transmission [7, 11].

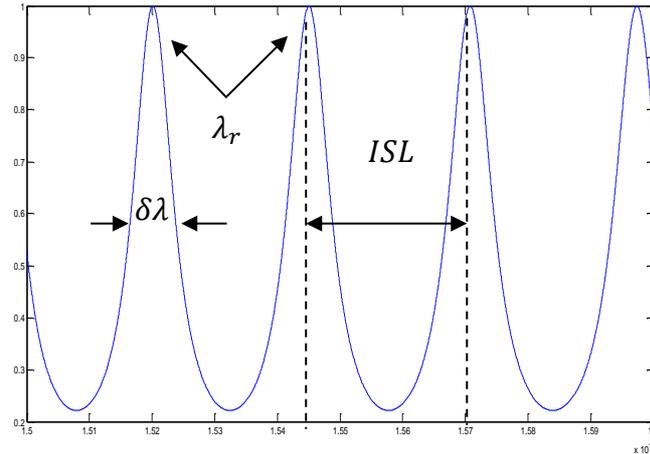


Figure III.5 spectre de transmission d'un micro-résonateur en anneau

III.2.1.3 Régimes de couplages

En observant l'expression mathématique du facteur de transmission T à la résonance, nous remarquons que l'intensité transmise dépend de deux paramètres :

Les pertes intrinsèques *via* le paramètre τ et les pertes par couplage *via* les paramètres $\alpha_i a$

La transmission atteint le minimum ($T = 0$) lorsque $\tau = \alpha_i a$. Cette condition peut être écrite d'une autre manière :

$$\tau^2 = 1 - \kappa^2 = \alpha_i^2 a^2 \quad (\text{III.25}) \quad \text{ou} \quad \kappa^2 = 1 - \alpha_i^2 a^2 \Rightarrow K = 1 - \alpha_i^2 a^2 \quad (\text{III.25}).$$

En effet, en fonction de la valeur relative de τ et $\alpha_i a$ nous pouvons distinguer 3 cas possibles, chaque cas définit un régime de couplage.

III.2.1.3a Régime de couplage critique

Si $\tau = \alpha_i a$ (ou $K = 1 - \alpha_i^2 a^2$). Cela signifie que les pertes par couplage sont égales aux pertes intrinsèques. L'intensité de couplage κ^2 est équilibrée par la perte totale à l'intérieur du résonateur $1 - \alpha_i^2 a^2$. La puissance couplée au résonateur est égale à la puissance consommée ou perdue à l'intérieur du résonateur [7]. La transmission atteint le minimum ($T = 0$) Cette condition est appelée couplage critique.

III.2.1.3b Régime de sur-couplage

Si $\tau > \alpha_i a$ ou ($\kappa^2 > 1 - \alpha_i^2 a^2$). Cela signifie les pertes par couplage sont supérieures aux pertes intrinsèques. L'intensité de couplage est supérieure à la perte totale à l'intérieur du résonateur. Le résonateur fonctionne en régime de sur-couplage.

III.2.1.3c Régime de sous-couplage

Si $\tau < \alpha_i a$ ($\kappa^2 < 1 - \alpha_i^2 a^2$). Cela signifie que la perte totale à l'intérieur du résonateur est supérieure à l'intensité de couplage. Dans ce cas, le micro- résonateur opère en régime du sous-couplage.

III.2.1.4 Intervalle Spectral Libre (ISL)

L'Intervalle spectral libre noté ISL d'un micro-résonateur est défini comme étant la différence entre deux longueurs d'onde de résonance consécutives et peut être défini soit dans le domaine de fréquence ou dans le domaine de longueur d'onde [14].

Dans un micro-résonateur en anneau, on considère deux résonances adjacentes λ_{r0} et λ_{r1} avec $\lambda_{r1} > \lambda_{r0}$. Le ISL peut alors être exprimé par :

$$ISL = \lambda_{r1} - \lambda_{r0} = \frac{\lambda_{r0}^2}{L \left(n_{eff} + \lambda_0 \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \right)} = \frac{\lambda_{r0}^2}{L n_g(\lambda)} \quad (III. 26)$$

Où

- n_{eff} représente l'indice effectif à λ_{r0} ,
- $\partial n_{eff} / \partial \lambda$ Signifie la dispersion de guide d'ondes,
- et $n_g = n_{eff} + \lambda_0 \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}$ est l'indice de réfraction de groupe.

L'ISL est un paramètre primordial dans la conception des composants optiques utilisés dans les télécommunications. Notamment, les filtres optiques à base de micro-anneaux. D'après l'expression de l'ISL, nous constatons qu'il est inversement proportionnel à l'indice de réfraction du milieu de guidage et à la circonférence du micro-anneau L (qui dépend de R rayon du micro-anneau). Donc il est important de bien choisir ces deux paramètres opto-géométriques pour une application particulière [12].

III.2.1.5 Largeur de la bande passante

La largeur de la bande de résonance détermine la vitesse à laquelle les données optiques peuvent être traitées par un résonateur en micro-anneau. La bande passante du résonateur est donnée par la Largeur à Mi-Hauteur (LMH) de la l'intensité d'une raie de résonance du micro-anneau ou sa largeur à 3 dB [7]. Dans ce cas, on définit la largeur de la bande de résonance comme la largeur à laquelle la transmission est égale à la moitié de la somme des valeurs maximales et minimales [15].

L'équation (III.22) permet de déterminer la valeur de transmission maximale $T_{max} = [(\alpha_i \tau + \alpha_i^2 a)/(1 + \alpha_i \tau a)]^2$ et la valeur de de transmission minimale $T_{min} = [(\alpha_i \tau - \alpha_i^2 a)/(1 - \alpha_i \tau a)]^2$.

Si le micro résonateur possède une grande finesse. C'est-à-dire la largeur des rifs de transmission sont très fines ($\delta\phi \ll 1$). Alors, nous pouvons supposer les hypothèses suivantes : À la résonance (à $\phi = 2m\pi$) la transmission est minimale $T_{min} = T|_{\phi=2\pi m}$ hors résonance la transmission est maximum est unitaire $T_{max} = 1$ alors , la transmittance à mi-hauteur s'écrit [17]:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{T_{max} + T_{min}}{2} = \frac{1}{2} \left[1 + \alpha_i^2 \left(\frac{\tau - \alpha_i a}{1 - \alpha_i a \tau} \right)^2 \right] \quad (III.27)$$

On suppose que : $\phi = \phi_r + \delta\phi$ avec $\delta\phi \ll 1$. Et utilisons la formule de Taylor pour calculer le développement limité de $\cos\phi$ au voisinage de résonance.

$$\cos(\phi_r + \delta\phi) = \cos\phi_r - \delta\phi \cdot \sin\phi_r - \frac{\delta\phi^2}{2} \cos\phi_r = 1 - \frac{\delta\phi^2}{2} \quad (III.28)$$

$$T(\phi) = \alpha_i^2 \frac{\tau^2 + \alpha_i^2 a^2 - 2\alpha_i a \tau \left(1 - \frac{\delta\phi^2}{2}\right)}{1 + \alpha_i^2 \tau^2 a^2 - 2\alpha_i a \tau \left(1 - \frac{\delta\phi^2}{2}\right)} = \alpha_i^2 \frac{(\tau - \alpha_i a)^2 - \alpha_i a \tau \delta\phi^2}{(1 - \alpha_i a \tau)^2 - \alpha_i a \tau \delta\phi^2} \quad (III.29)$$

En égalisant l'équation

$$T(\phi) = T_{\frac{1}{2}} \Rightarrow \delta\phi = \frac{1 - \alpha_i a \tau}{\sqrt{\alpha_i a \tau}} \quad (\text{III. 30})$$

La largeur à mi-hauteur exprimée sur la phase est telle que $\Delta\phi = 2\delta\phi$, et vaut

$$\Delta\phi = \frac{2(1 - \alpha_i a \tau)}{\sqrt{\alpha_i a \tau}} \quad (\text{III. 31})$$

En utilisant l'équation. (III. 30) et (III. 11) on trouve

La largeur de bande mi-hauteur exprimée en longueur d'onde est donnée comme suite :

$$\delta\lambda_{LMH} = 2\delta\lambda = 2 \left(\frac{\lambda_0^2}{2\pi n_{eff} L} \delta\phi \right) \quad (\text{III. 32})$$

$$\delta\lambda_{LMH} \approx \frac{\lambda_0^2}{\pi n_{eff} L} \frac{1 - \alpha_i a \tau}{\sqrt{\alpha_i a \tau}} \quad (\text{III. 33})$$

Pour comprendre comment la bande passante du résonateur est affectée par le coefficient de couplage, κ , nous considérerons un résonateur en micro-anneau subissant un couplage critique ($\tau = \alpha_i a$). Dans un tel cas l'équation (III. 33) devient [7] :

$$\delta\lambda_{LMH} \approx \frac{\lambda_0^2}{\pi n L} \frac{\kappa^2}{\sqrt{1 - \kappa^2}} \quad (\text{III. 34})$$

Par conséquent, le moins est le coefficient du couplage κ , le petit est la largeur de bande de résonance.

D'après cette équation, la bande passante à la résonance dépend de trois paramètres qui sont: α_i , a et τ à une longueur d'onde de résonance spécifique. À partir de la définition du facteur Q d'un résonateur (rapport de l'énergie totale stockée d'un résonateur à l'énergie perdue par cycle), ce dernier augmente avec la diminution de la perte. Cela signifie que la bande passante est réduite lorsque la perte diminue. Par conséquent, on peut conclure que la bande passante de résonance devient plus étroite lorsque α_i et a s'approche de l'unité.

III.2.1.6 Finesse

Un résonateur est généralement caractérisé par sa finesse, F . La finesse est définie comme étant le rapport des ISL à la bande passante de résonance :

$$F = \frac{ISL}{\delta\lambda_{LMH}} = \frac{\pi\sqrt{\alpha_i a \tau}}{1 - \alpha_i a \tau} \quad (\text{III. 35})$$

Dans la plupart des applications de filtrage optique, une bande passante plus étroite et un ISL plus large sont deux caractéristiques souhaitées, parce que le premier conduit à un plus

grand nombre de canaux tandis que le second assure que le filtre fonctionne à un seul canal sans influencer les autres. Ainsi, la finesse supérieure est désirée pour une meilleure performance de filtrage [7, 12, 15, 16].

Un fait intéressant est que la finesse du résonateur est indépendante de sa dimension ou de sa longueur d'onde optique circulante. C'est seulement en fonction du coefficient de couplage et de la perte interne. La finesse d'un résonateur en micro-anneau couplé de façon critique peut être approchée par π/κ^2 , pour $\kappa \ll 1$.

III.2.1.7 Durée de vie du photon dans la cavité τ_{ph}

Un paramètre qui est inversement proportionnel à la largeur de la bande du résonateur est la durée de vie des photons dans la cavité. Il peut être défini comme le temps moyen nécessaire pour qu'un photon couplé au résonateur reste à l'intérieur de la cavité avant qu'il soit absorbé ou transmis. La durée de vie du photon est ainsi donnée par

$$\tau_{ph} \sim \frac{1}{\delta\lambda_{LMH}} \Rightarrow \tau_{ph} = \frac{nL}{c} F \quad (\text{III. 36})$$

Où c est la célérité de la lumière dans l'espace libre. (III-36) indique qu'un photon circulera à l'intérieur du résonateur pendant un temps égal à un nombre de circulations de multiplie par la finesse de la cavité, avant qu'il soit transmis au port de sortie ou absorbé à l'intérieur du résonateur. Ce sera la limite ultime du traitement du signal optique par des processus non linéaires ultrarapides à l'intérieur du micro-résonateur. Par conséquent, la dimension et la finesse de la cavité doivent être prises en considération lors de la conception du dispositif pour une application particulière [2].

III.2.1.8 Facteur de qualité Q

Le facteur de qualité Q est un paramètre qui permet de quantifier l'efficacité de confinement de la lumière au sein de micro résonateur. Il peut être exprimé de plusieurs façons. Il décrit également l'accumulation de puissance dans le résonateur. Donc il peut être défini comme étant le rapport entre l'énergie moyenne emmagasinée dans le micro-résonateur et de l'énergie dissipée sous forme des pertes sur cycle d'oscillation (à 2π près).

$$\frac{1}{Q} = \frac{\text{Énergie dissipée}}{\text{Énergie stockée}}$$

$$Q = \frac{E_L}{E_T} \quad (\text{III. 37})$$

où :

E_L = Énergie stockée dans le résonateur

E_T = Énergie dissipée dans le résonateur

Le facteur de qualité représente aussi le rapport de la longueur d'onde de résonance à la largeur de bande de résonance.

$$Q = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_{LMH}} \quad (\text{III. 38})$$

Sur la base de ces deux définitions précédentes, on peut évidemment voir le moins est la perte le plus est le facteur Q. Par conséquent, pour obtenir une bande passante de résonance plus étroite, il est nécessaire de réduire les pertes. Le facteur de qualité du résonateur peut être calculé à partir la relation suivante :

$$Q = \frac{\pi nL}{\lambda_0} \frac{\sqrt{\alpha_i a \tau}}{1 - \alpha_i a \tau} \quad (\text{III. 39})$$

Comme on le voit dans l'équation. (III. 39), le facteur de qualité du résonateur est une grandeur sans dimension de sa longueur d'onde [7].

Enfin, le facteur de qualité Q est lié aussi à la durée de vie τ des photons à l'intérieur du micro-résonateur. Cette durée représente le temps moyen que la lumière reste piégée dans la cavité. Il est exprimé par le nombre moyen de radians d'oscillation du champ électromagnétique qu'effectuera un photon avant d'être dissipé. Le facteur de qualité de la cavité peut être défini par la relation

$$Q = \tau_{ph} \omega \quad (\text{III. 40})$$

En effet, la notion des pertes d'un micro anneau est lie à la notion de facteur de qualité, ce dernier peut se diviser en plusieurs sous facteurs relatifs aux différents processus des pertes.

Le facteur Q maximal est défini comme Q_{int} , qui ne dépend que de la perte intrinsèque de cavité. lorsque le résonateur est couplé au monde externe, le facteur Q diminue encore en raison de la perte provoquée par le coupleur Q_{ext} . En conséquence, le facteur de qualité totale Q_{load} incluant deux composantes : les pertes intrinsèques Q_I et les pertes par couplage Q_{ext} Sachant que les facteurs de qualité s'additionnent en inverse. On obtient :

$$\frac{1}{Q_{load}} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{Q_{ext}}$$

À chaque processus de pertes j , on associe un facteur de qualité Q_j

$$\frac{1}{Q_{int}} = \frac{1}{Q_{absorption}} + \frac{1}{Q_{rugosité}} + \frac{1}{Q_{radiation}} + \frac{1}{Q_{contamination}} \quad (\text{III. 41})$$

La valeur de facteur de qualité intrinsèque de Q_j est influencée par le processus de fabrication et la nature de matériau.

- $Q_{absorption}$ dépend de la capacité d'absorption du matériau à la longueur d'onde utilisée pour l'excitation.
- $Q_{contamination}$ dépend de la présence de contaminants dans le micro résonateur. À l'échelle de micrométrique (ou nanomètre), les impuretés en surface constituent des diffuseurs des l'onde électromagnétique ce qui engendre des pertes lors de la propagation de lumière. La réalisation des micro-résonateurs dans les salles blanches réduit l'impact des contaminations.
- $Q_{rugosité}$ dépend de l'état de surface de la cavité. Les rugosités sont créés lors du processus de fabrication de cette dernière. L'élimination de rugosité de surface peut être effectuée par les traitements thermiques.
- $Q_{radiation}$ dépend de la géométrie du micro résonateur notamment son rayon de courbure et du contraste d'indice de réfraction. La courbure du résonateur favorise la propagation de rayonnement vers l'extérieur de la cavité. Ces pertes augmentent avec la diminution de la taille (rayon) de la cavité

III.2.1.9 L'intensité d'accumulation

À partir de l'équation (III. 19), le rapport de l'intensité circulant à l'intensité incidente est défini comme étant le facteur d'accumulation, B et il peut être exprimé sous la forme:

$$B = \frac{I_2}{I_1} = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 = \frac{\alpha_i^2 a^2 (1 - \tau^2)}{1 + \alpha_i^2 \tau^2 a^2 - \alpha_i a \tau \cos \phi} \quad (\text{III. 42})$$

Les approches de facteur d'accumulation $B \approx (1 + \tau)/(1 - \tau)$ lorsque α_i et a sont proches de l'unité à la résonance ($\phi = 2\pi m$). Dans ce cas, le facteur d'accumulation est supérieur à un, ce qui signifie que l'intensité de circulation est supérieure à l'intensité incidente [16]. En outre, le facteur de l'accumulation peut atteindre beaucoup plus que l'unité lorsque τ est proche de l'unité. Par exemple, il peut s'approcher à 100 lorsque τ est égale à 0,98. Un facteur d'accumulation élevé et, par conséquent, l'intensité de circulation grande facilite les applications optiques non linéaires par l'effet Pockels et l'effet Kerr [7].

Le plus B est élevé, le plus l'intensité intégrée à l'intérieur du résonateur l'est et par conséquent le moins est la puissance d'entrée requise pour provoquer des effets non linéaires. Par conséquent, il est très important de comprendre quels facteurs limitent le FE pour un micro-anneau donné.

III.2.1.10 Filtre Passe-Bande (ou de Phase)

Pour un résonateur sans perte, c'est-à-dire $\alpha_i = \tau = a = 1$, l'amplitude de la fonction de transmission-transfert, l'équation (III. 20), est égale à l'unité 1, indépendamment de ϕ . La fonction de phase du résonateur en anneau, ϕ_{eff} , peut être obtenue en considérant la phase du côté droit de l'équation (III. 20). Ceci est donné par [14].

$$\phi_{\text{eff}} = \pi + \phi + \tan^{-1} \frac{\tau \sin \phi}{a - \tau \cos \phi} + \tan^{-1} \frac{a \tau \sin \phi}{1 - a \tau \cos \phi} \quad (\text{III. 43})$$

Dans la Fig. III.6, on trace l'équation (III. 43) pour différentes valeurs du coefficient de couplage de champ, k , pour un résonateur sans perte ($a = 1$) à proximité de la résonance, c'est-à-dire $\phi = 0$, la pente de la phase effective devient très raide, et par conséquent la phase de sortie du dispositif est très sensible au changement du déphasage correspondant à un tour au micro-résonateur [7].

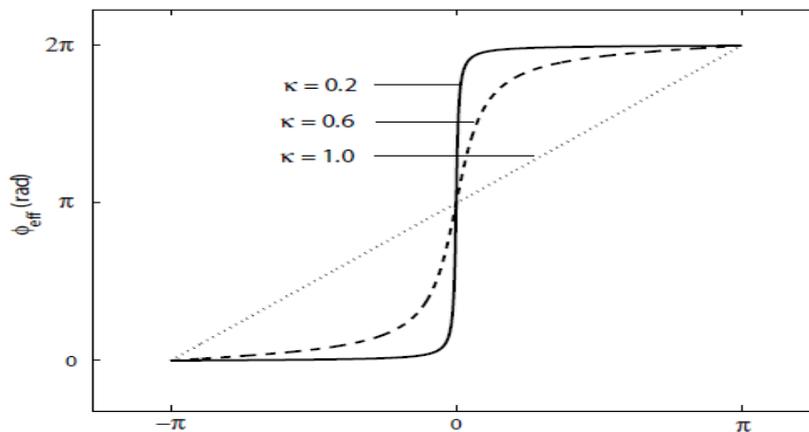


Figure III.6: phase effective en fonction de changement de déphasage, pour différents coefficients de couplage.

III.2.2 Micro anneau couplé à deux guides d'ondes

Une autre configuration de résonateurs à micro-anneau est constituée d'un guide d'ondes micro-anneau étroitement couplé à deux guides d'onde rectilignes, comme le montre la Fig. III.7. Cette configuration est appelée résonateur micro-anneau doublement couplé (DC). Une telle configuration comporte deux entrées et deux sorties. Il peut également être modélisé en utilisant des équations similaires aux équations (III. 7) et (III. 8) [15].

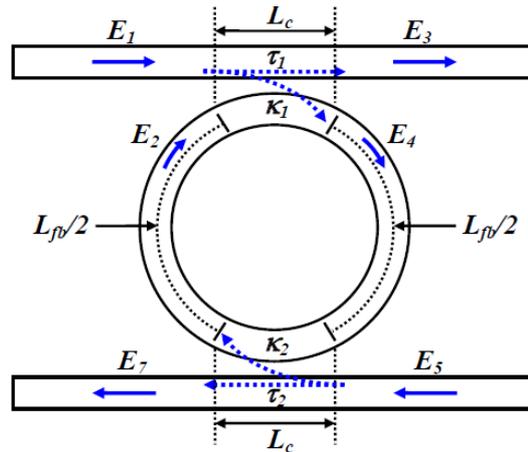


Figure III.7 Micro-résonateur en anneau couplé à deux guides d'ondes droits.

Dans les régions de couplage, deux équations couplées en mode sont utilisées pour décrire le comportement de couplage :

$$E_3 = \alpha_{i1}(\tau_1 E_1 + j\kappa_1 E_2)e^{j\phi_c} = \alpha_{i1}(\tau_1 E_1 + j\kappa_1 E_2)e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 45})$$

$$E_4 = \alpha_{i1}(j\kappa_1 E_1 + \tau_1 E_2)e^{j\phi_c} = \alpha_{i1}(j\kappa_1 E_1 + \tau_1 E_2)e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 46})$$

$$E_7 = \alpha_{i2}(\tau_2 E_5 + j\kappa_2 E_6)e^{j\phi_c} = \alpha_{i2}(\tau_2 E_5 + j\kappa_2 E_6)e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 47})$$

$$E_8 = \alpha_{i2}(j\kappa_2 E_5 + \tau_2 E_6)e^{j\phi_c} = \alpha_{i2}(j\kappa_2 E_5 + \tau_2 E_6)e^{j\beta L_c} \quad (\text{III. 48})$$

Dans chaque partie de la boucle de rétroaction, les rapports de circulation sont exprimés comme suit :

$$E_2 = \sqrt{a}e^{\frac{\phi_{fb}}{2}} E_6 = \sqrt{a}e^{\frac{\beta L_c}{2}} E_6 \quad (\text{III. 49}) \quad \text{et} \quad E_6 = \sqrt{a}e^{\frac{\phi_{fb}}{2}} E_4 = \sqrt{a}e^{\frac{\beta L_c}{2}} E_4 \quad (\text{III. 50})$$

La résolution des équations (III. 45), (III. 46) , (III. 48) et (III. 49) en assumant $E_4 = 0$ (aucun signal ajouté) résulte les trois relations qui se rapportent aux champs : incident, transmis et en circulation:

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{j\alpha_{i1}\alpha_{i2}a\kappa_1\tau_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_1\tau_2 e^{j\phi}} \quad (\text{III. 51})$$

$$\frac{E_3}{E_1} = \alpha_{i1}e^{j\phi_c} \frac{\tau_1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_1\tau_2 e^{j\phi}} \quad (\text{III. 52})$$

$$\frac{E_7}{E_1} = -\alpha_{i1}e^{-\frac{\phi_{fb}}{2}} \frac{j\alpha_{i1}\alpha_{i2}\sqrt{a}\kappa_1\kappa_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_1\tau_2 e^{j\phi}} \quad (\text{III. 53})$$

III.2.2.1 Facteur de Transmission T (Transmittance)

Dans les cas précédents, aucune lumière incidente n'est supposée injectée du port d'insertion. La lumière sort de la cavité à partir soit du port de transmission soit le port d'extraction. Sur la base de l'équation (III. 52), le coefficient de transmission dans le port de transmission est exprimé comme suit :

$$T = \frac{I_3}{I_1} = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2 = \alpha_{i1}^2 \left| \frac{\tau_1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_1\tau_2 e^{j\phi}} \right| \quad (\text{III. 54})$$

Dans le cas ou : $\alpha_{i1} = \alpha_{i2} = \alpha_i$ et $\tau_1 = \tau_2 = \tau$

$$T = \alpha_i^2 \left| \frac{\tau - \alpha_i^2 a \tau e^{j\phi}}{1 - \alpha_i^2 a \tau^2 e^{j\phi}} \right|$$

$$T = \alpha_i^2 \frac{\tau_1 + \alpha_i^4 a^2 \tau^2 - 2\alpha_i^2 a \tau^2 \cos \phi}{1 + \alpha_i^4 a^2 \tau^4 - 2\alpha_i^2 a \tau^2 \cos \phi} \quad (\text{III. 55})$$

Les deux dernières expressions sont valables lorsque deux coupleurs sont identiques. D'après l'équation (III. 55), la transmission est égale à zéro à la résonance lorsque $\tau_1 = \alpha_i^2 a \tau_2$. Par rapport à un résonateur en micro-anneau en couplage simple, cette condition signifie que l'intensité de couplage est contrebalancée par une perte totale dans le micro résonateur. Dans la configuration de micro-anneau doublement couplé (DC) la perte de la cavité comprend également l'intensité drop. Cette situation est appelée couplage critique. Dans cette configuration, si $\tau_1 < \alpha_i^2 a \tau_2$, le résonateur fonctionne dans le régime sur-couplage alors qu'il est dans le régime de sous-couplage si $\tau_1 > \alpha_i^2 a \tau_2$. Il convient de noter qu'il est impossible d'obtenir un couplage critique lorsque les deux coupleurs sont identiques. l'état de couplage critique est $\alpha_i^2 a = 1$, ce qui signifie qu'il n'y a pas de perte de guide d'ondes dans le résonateur à l'exception de l'intensité couplé au guide d'ondes rectiligne inférieur. Ainsi, il est impossible de faire fonctionner un micro-anneau avec des coupleurs identiques au couplage critique. Pour obtenir un fonctionnement de couplage critique, il est nécessaire d'utiliser un résonateur couplé asymétriquement. Dans ce cas d'une configuration asymétrique, τ_2 doit être intentionnellement conçu pour posséder une valeur supérieure à τ_1 pour satisfaire la condition de couplage critique [15].

III.2.2.2 Facteur d'extraction T_d

Dans la configuration doublement couplée, une partie de la lumière quitte le résonateur à partir du port d'extraction. Ceci peut être quantifié par le calcul du coefficient d'extraction T_d exprimé par :

$$T_d = \frac{I_7}{I_1} = \left| \frac{E_7}{E_1} \right|^2 = \left| \frac{\alpha_{i1}\alpha_{i2}\sqrt{a}\kappa_1\kappa_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1}\alpha_{i2}a\tau_1\tau_2 e^{j\phi}} \right|^2 \quad (\text{III. 56})$$

Dans le cas où : $\alpha_{i1} = \alpha_{i2} = \alpha_i$, $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ et $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$ le coefficient T_d

$$T_d = \left| \frac{\alpha_i^2 \sqrt{a} \kappa^2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_i^2 a \tau^2 e^{j\phi}} \right|^2 = \frac{\alpha_i^4 a^2 \kappa^4}{1 + \alpha_i^4 a^2 \kappa^4 - 2\alpha_i^2 a \kappa^2 \cos \phi} \quad (\text{III. 57})$$

Au port d'extraction, la transmission présente des maxima au résonance ($\phi = 2\pi m$) et la résonance forme un spectre de crête périodique qui est complémentaire du spectre au port de transmission. D'après les équations (III. 55) et (III. 57), la condition de résonance est identique à la configuration couplage simple. Par conséquent, les longueurs d'onde de résonance et ISL sont les mêmes que les équations (III. 23) et (III. 35), respectivement. Les spectres typiques dans les ports transmission et extraction sont tracés sur la figure. III.8 quand un micro-résonateur est utilisé dans trois régimes différents, sous-couplage, critique de couplage, et sur- couplage.

L'équation (III. 57), montre que le coefficient d'extraction à la résonance ne peut pas atteindre l'unité au couplage critique. À partir des résultats calculés sur la figure III.8, la somme de l'énergie provenant du port de la transmission et du port d'extraction est différente de l'énergie incidente à proximité de la résonance. Le principe de la conservation de l'énergie implique que l'énergie restante doit être distribuée à l'intérieur du résonateur. A la résonance, la lumière tend à être piégée à l'intérieur de la cavité, et le retard de groupe augmente par rapport à celle au hors résonance. Cela signifie que la lumière passe plus de temps à l'intérieur du résonateur avant de quitter. Le retard de groupe est fonction du coefficient d'auto-couplage d'amplitude, τ . Le retard augmente à mesure que τ s'approche de l'unité. Cette caractéristique implique que l'opération de sous-couplage a un retard de groupe plus grand (la lumière reste plus de temps piégé au résonateur) comparé à l'opération de sur-couplage. Un grand temps piégeage provoque une plus grande perte et, par conséquent, le coefficient d'extraction diminue lorsque le coefficient couplage est réduite (κ diminue). Le coefficient d'extraction peut être amélioré en utilisant la réduction de la perte (α_i et a une s'approche de l'unité) et

l'augmentation de τ . Ceci peut être effectué en réduisant au minimum la perte de guide d'ondes, ainsi que la perte de couplage, et opérant dans le régime sous-couplage, respectivement.

III.2.2.3 Bande passante de résonance $\delta\lambda$

Dans la configuration résonatrice doublement couplée, la bande passante de résonance est typiquement définie par la largeur à mi-hauteur (LMH) au port d'extraction. La bande passante peut être facilement déterminée à partir de l'équation (III. 57) en supposant que $\delta\lambda < \lambda_c$:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_c^2}{\pi n_{eff} L} \frac{1 - \alpha_i^2 a \tau^2}{\alpha_i \sqrt{a} \tau} \quad (\text{III. 58})$$

D'après cette équation, la bande passante de résonance dépend de trois paramètres qui sont: α_i , a et τ à une longueur d'onde de résonance spécifique. Encore une fois, le facteur Q augmente à mesure que la perte diminue et on peut conclure que la bande passante de résonance devient plus étroite que α_i , a et τ s'approchent de l'unité.

III.2.2.4 Intensité d'accumulation

D'après l'équation (III. 51), le facteur d'accumulation B , peut-être exprimé comme suit:

$$B = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2 = \left| \frac{\alpha_{i1} \alpha_{i2} a \kappa_1 \tau_2 e^{j\phi}}{1 - \alpha_{i1} \alpha_{i2} a \tau_1 \tau_2 e^{j\phi}} \right|^2 \quad (\text{III. 59})$$

si $\alpha_{i1} = \alpha_{i2} = \alpha_i$, $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ et $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$

$$B = \left| \frac{\alpha_i^2 \kappa \tau e^{j\phi}}{1 - \alpha_i^2 a \tau^2 e^{j\phi}} \right|^2 = \frac{\alpha_i^4 a^2 (1 - \tau^2) \tau^2}{1 + \alpha_i^4 a^2 \tau^4 - 2\alpha_i^2 a \tau^2 \cos \phi} \quad (\text{III. 60})$$

Le facteur d'accumulation approché $\tau^2 / (1 - \tau^2)$ lorsque α_i et a sont proches de l'unité à la résonance ($\phi = 2\pi m$). Ce facteur est encore plus grand que celui avec petit couplage ($\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ ou $\tau > \frac{1}{\sqrt{2}}$). Pour la perte de guide d'onde typique, τ est beaucoup plus grand que $\frac{1}{\sqrt{2}}$ et se rapproche de l'unité. Par rapport à la configuration Couplage simple, l'accumulation est plus faible dans la configuration à couplage double et environ un quart de celle d'un résonateur en couplage simple lorsque τ est proche de l'unité. Par conséquent, le schéma de couplage simple est recommandé pour des applications optiques non linéaires nécessitant une intensité optique élevée.

III.3 Géométries de couplage

Le couplage entre des guides d'ondes et micro anneaux peut être réalisé en utilisant deux configurations différentes. Soit en plaçant de guides de chaque côté du résonateur, Il s'agit du "couplage latéral" soit en plaçant les guides au-dessus ou en dessous de résonateur Il s'agit du couplage latéral "couplage vertical". [12, 15, 17, 18] (Figure III.8)

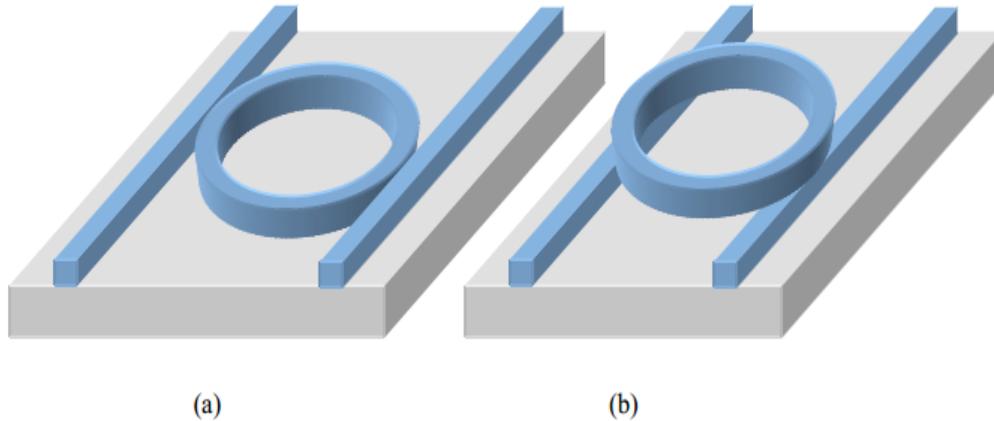


Figure III.8 a) configuration de couplage horizontale b) configuration de couplage vertical.

III.3.1 Couplage latéral

En couplage latéral, le micro-anneau et les guides d'ondes planaires sont dans la même couche plane comme le montre la Fig. III.8a. Cela signifie que les deux structures sont faites de même matériau ce qui permet des procédés de fabrication beaucoup plus simple à mettre en œuvre. Cependant, la distance de couplage entre les guides et le micro anneau dite *gap* est extrêmement mince ce qui réduit la surface d'interaction entre les deux (contact quasi-punctuel) [12, 14] . En fait, le *gap* détermine le taux de la lumière couplée entre guide et micro-résonateur, sa taille est pratiquement de l'ordre de 100 nm à 500 nm. Ces écarts sont proches de la limite de résolution de la lithographie conventionnelle cela pose un défi dans la fabrication. Par ailleurs, la lithographie par faisceau électronique a souvent été nécessaire pour mettre en forme de tel *gap*. Les conceptions utilisant des matériaux avec des contrastes d'indice plus importants nécessitent des *gaps* plus étroits [18].

Le couplage latéral lorsqu'il est réalisé avec de technique de lithographie de bonne résolution permet un bon contrôle du couplage avec un coût de mis en œuvre bas. Mais, si l'on souhaite augmenter le taux de couplage, il est indispensable d'allonger la surface de

couplage entre les guides et la structure résonant, ceci est techniquement possible par la réalisation des résonateurs planaires en forme d'hippodrome [19].

III.3.2 Couplage vertical

Le couplage vertical présente la particularité d'offrir une plus grande surface d'interaction entre le guide et l'anneau et si la technologie multicouche est bien maîtrisée, il est aisé de contrôler de façon très précise l'épaisseur de la couche tampon entre le résonateur et le guide avec un bon état de surface et ainsi, de maîtriser la valeur du coefficient de couplage. Cependant, cette technologie implique l'utilisation de plusieurs masques (augmentation du coût) et elle nécessite une très grande précision sur l'alignement de ces derniers [12].[20]

Le couplage vertical a été développé pour contrôler la force de couplage à un degré plus élevé que celle de couplage latéral utilisant les gaps étroits. Dans le couplage vertical, le micro anneau est situé au-dessus ou au-dessous des guides d'onde, donc les deux structures (micro anneau et guides) sont en deux couches différentes, représentées sur la Fig. III.8 b. Ce schéma de couplage, bien que plus difficile à fabriquer, il permet d'offrir une plus grande surface d'interaction entre le et le micro-anneau, de plus le coefficient de couplage est maîtrisé par l'épaisseur de la couche de tampon entre le résonateur et le guide. Cette couche est facile à contrôler en utilisant la technologie de dépôt des films minces avec une précision de 1 nm. Ce coefficient de couplage est plus tolérant à l'imperfection de fabrication et la dépendance de polarisation de couplage est plus faible [20][15] Un autre avantage du couplage vertical est que des dispositifs différents avec des largeurs de bande différentes peuvent être réalisés en utilisant le même ensemble de masques, en ajustant simplement la séparation verticale pendant la fabrication. Dans le couplage vertical, il est essentiel que toutes les couches soient planes [18]. Cependant, cette technologie implique l'utilisation de plusieurs masques (augmentation du coût) et elle nécessite une très grande précision sur l'alignement de ces derniers [12]. Le couplage vertical nécessite des étapes plus complexes de conception et de traitement des périphériques [15].

L'inconvénient est que la fabrication est compliquée. Les caractéristiques du guide et de l'anneau doivent être définies dans des étapes de lithographie séparées et un traitement double face est également nécessaire [21].

III.4 Application du micro anneau dans la fonction de filtrage

En optique intégrée, la plupart des résonateurs fonctionnent soit comme des dispositifs à deux ou quatre ports. Dans un résonateur à deux ports, la cavité résonante est couplée à un seul guide d'onde rectiligne et n'a donc qu'une entrée et une sortie unique. Ce type de résonateur est idéalement adapté comme élément dispersif ou atténuateur et a été utilisé dans les applications de compensation de dispersion et de temps réel [22, 23]. La configuration à deux ports peut également être utilisée pour la fabrication de lasers et de capteurs [24]. Il est cependant moins utile en tant qu'élément filtrant de longueur d'onde. À l'inverse, la configuration à quatre ports est idéale pour cette tâche. Adoptée tout au long de cette thèse, la configuration à quatre ports, illustrée à la figure III.9, est créée en couplant un guide d'onde supplémentaire au résonateur à deux ports. Cela transforme micro-résonateur dans un filtre sélectif en longueur d'onde qui permet aux signaux de certaines des longueurs d'onde à transférer d'un guide d'ondes de port à l'autre.

Pratiquement, tout micro résonateur de forme circulaire ou sphérique permet la réalisation de la fonction de filtrage optique ou plus largement les fonctions d'insertion-extraction.

Pour les télécommunications optiques l'espace entre les canaux d'un signal *wavelength division multiplexing* (WDM) est généralement supérieur à 10 Ghz. Ce débit élevé résulte des impulsions très courtes. Les modes ayant les moins bons facteurs de qualité (résonances plus larges) auront le temps d'être couplé [12]. Donc les résonateurs en anneaux planaires avec des facteurs de qualité $Q < 10^5$ sont adéquats [25].

La géométrie de l'anneau par elle-même est unique, le couplage peut être en tout point sur sa circonférence. En outre, il permet de coupler plus d'un guide d'onde. Par conséquent, le micro anneau permet d'intégrer de nombreuses fonctions comme le multiplexage, le démultiplexage et le routage sur une petite surface de plus, la structure de micro-anneau est gravée sur un même substrat. Donc, il ne sera pas sensible aux vibrations [7, 12].

En optique intégrée, les ports d'entrée/sortie du signal optique consistent à des guides d'onde planaires de section rectangulaires (ou carrés). Dans le cas d'un filtre optique, deux guides d'onde ports sont couplés à un micro-anneau, illustrée sur la figure III.9.

- Le premier est utilisé pour injecter le signal WDM par l'une de ces deux extrémités et à transmettre le signal après filtrage de l'autre.
- Le deuxième a pour rôle de récupérer le signal extrait par le résonateur.

Le signal WDM incident par le port IN comportant plusieurs longueurs d'onde est couplé par le champ évanescent au micro anneau. Parmi toutes les composantes du signal, une seule vérifie la condition de résonance. Donc, uniquement cette partie du signal au deuxième sera couplée par le micro anneau au deuxième guide et récupérée par sa sortie (port DROP). La structure étant symétrique, donc il est possible de transiter même longueur d'onde filtrée du deuxième (port ADD) au premier guide (port OUT) et ainsi la réinjecter dans le signal WDM incident.

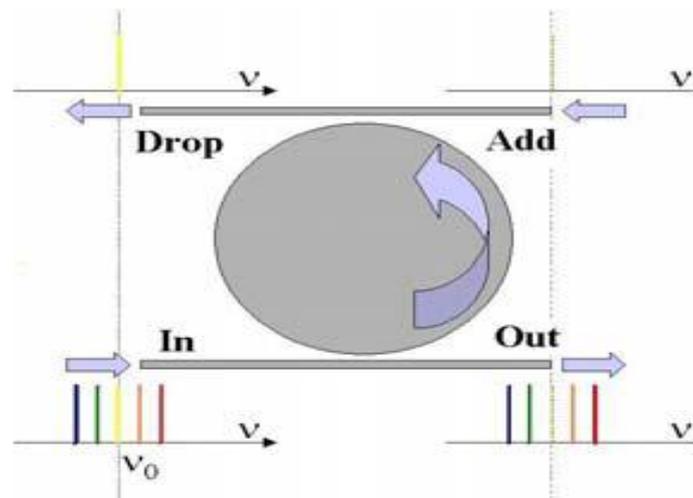


Figure III.9 : Principe de la fonction insertion extraction

Les propriétés de ce filtre dépendent principalement des choix de paramètres opto-géométriques de l'anneau et des guides d'ondes ainsi qu'aux paramètres des deux zones de couplage guide-anneau. La modélisation de ces dernières est d'une grande importance dans la conception filtre optique. Bien qu'il existe des méthodes analytiques pour modéliser le couplage entre les modes de résonance de micro anneau et les modes des deux guides, tel que par exemple la théorie des modes couplés, ce problème reste très complexe et ne peut être résolu totalement qu'avec le recours aux méthodes numériques comme la FDTD (Finite Difference Time Domain) pour traiter le problème [26]

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé le principe de fonctionnement d'un micro-anneau. Puis, nous avons mis en place un modèle matriciel pour décrire le comportement de la lumière au sein de ces structures, dans le cas d'un microanneau couplé à seul guide d'onde et le cas où il est couplé à deux guides d'ondes. Ce modèle, nous a permis d'aboutir aux différentes caractéristiques de micro-anneau, tel que : le coefficient de transmission, la largeur de la bande passante, le facteur de qualité Q , l'ISL... etc. La connaissance de chacun de ces paramètres est nécessaire pour la conception des fonctions d'optique intégrée. Dans ce contexte, nous avons conclu que le micro-anneau doublement couplé est le plus adapté à la fonction de filtrage en longueurs d'onde. Cette fonction constitue l'objectif principal de notre thèse à savoir le design d'un filtre en longueurs d'onde dans le domaine des télécoms. D'après les expressions mathématiques des différentes caractéristiques de micro-anneau, on constate que : le rayon de courbure de l'anneau, l'indice de réfraction de matériaux utilisés pour la fabrication de ce dernier, le gap et les coefficients de couplage entre les guides d'onde droits et le micro-anneau, ainsi que les pertes optiques peuvent changer considérablement les performances de l'anneau et par conséquent celles du filtre. Donc, tous ces paramètres opto-géométriques doivent être pris en considération lors de la conception d'un filtre ayant les propriétés désirées. Pour ce faire, il est indispensable d'utiliser des méthodes analytiques et de simulations numériques afin de les optimiser. Ceci sera l'objet du chapitre suivant.

Références bibliographiques

- [1] Haus, H.A., et al., *Optical resonators and filters*, in *Optical Microcavities*. 2004, World Scientific. p. 1-37.
- [2] Nawrocka, M.S., et al., *Tunable silicon microring resonator with wide free spectral range*. Applied physics letters, 2006. 89(7): p. 071110.
- [3] Qing-Zhong, H., et al., *Design, fabrication and characterization of a high-performance microring resonator in silicon-on-insulator*. Chinese Physics B, 2008. 17(7): p. 2562.
- [4] Amiri, I.S. and A. Afroozeh, *Ring resonator systems to perform optical communication enhancement using soliton*. 2014: Springer.
- [5] Tan, F.S., *Integrated optical filters based on microring resonators*. 2004: Enschede, The Netherlands.
- [6] Heebner, J., et al., *Optical microresonators: theory, fabrication, and applications*. Vol. 138. 2008: Springer Science & Business Media.
- [7] Ibrahim, T.A., *Nonlinear optical semiconductor micro-ring resonators*. 2003.
- [8] Okamoto, K., *Fundamentals of optical waveguides*. 2006: Academic press.
- [9] Khurgin, J.B., *Performance of Single and Coupled Microresonators in Photonic Switching Schemes*, in *Photonic Microresonator Research and Applications, I*. Chremmos, O. Schwelb, and N. Uzunoglu, Editors. 2010, Springer US: Boston, MA. p. 227-251.
- [10] Yariv, A., *Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides*. Electronics Letters, 2000. 36(4): p. 321-322.
- [11] Sanogo, Y., *Design and manufacturing of sensors and of their interrogation technique for applications in the health and environmental sectors*. 2012, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
- [12] Arnaud, C., *Study of activ and passiv functions based on Whyspering Gallery Modes micro-resonators*. 2004, Université Rennes 1.
- [13] Mookherjea, S. and A. Melloni, *Microring resonators in integrated optics*. 2019.
- [14] Geuzebroek, D.H. and A. Driessen, *Ring-Resonator-Based Wavelength Filters*, in *Wavelength Filters in Fibre Optics*, H. Venghaus, Editor. 2006, Springer Berlin Heidelberg: Berlin, Heidelberg. p. 341-379.
- [15] Chao, C.-Y., W. Fung, and L. Guo, *Polymer microring resonators for Biochemical Sensing Applications*. Vol. 12. 2006. 134-142.
- [16] Heebner, J.E. and R.W. Boyd, *Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator*. Optics Letters, 1999. 24(12): p. 847-849.
- [17] Rasoloniaina, A., *Experimental studies of integrated devices based on whispering gallery mode micro-resonators in active glasses*. 2014, Université Rennes 1.
- [18] A Haus, H., et al., *Optical resonators and filters*. 2004.
- [19] Little, B.E., et al., *Very high-order microring resonator filters for WDM applications*. IEEE Photonics Technology Letters, 2004. 16(10): p. 2263-2265.
- [20] Absil, P.P., *Microring resonators for wavelength division multiplexing and integrated photonics applications*. 2000, University of Maryland, College Park.
- [21] Kim, Y., *Novel Organic Polymeric and Molecular Thin-Film Devices for Photonic Applications*, in *Electrical Engineering*. 2007, University of Maryland (College Park, Md.).
- [22] Takahashi, H., et al., *Expansion of Bandwidth of Tunable Dispersion Compensator Based on Ring Resonators Utilizing Negative Group Delay*. Journal of Lightwave Technology, 2006. 24(6): p. 2276.

- [23] Little, B.E. and S.T. Chu, TOWARD VERY LARGE-SCALE INTEGRATED PHOTONICS. *Optics and Photonics News*, 2000. 11(11): p. 24.
- [24] Pattnaik, P.K., et al. Optical MEMS pressure and vibration sensors using integrated optical ring resonators. in *SENSORS, 2005 IEEE*. 2005.
- [25] Ghisa, L., Micro resonators coupling: applications in optical signal processing. 2008, Université Rennes 1.
- [26] Kane, Y., Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1966. 14(3): p. 302-307.

**CHAPITRE IV : MATÉRIAUX
POLYMÈRES UTILISÉS EN OPTIQUE
INTEGRÉE.**

CHAPITRE IV : MATÉRIAUX POLYMÈRES UTILISÉS EN OPTIQUE **INTEGRÉE.**

Introduction :

L'invention du laser en 1960 et la production de la première fibre optique à faible perte en 1970 ont ouvert la voie au développement de la technologie des ondes lumineuses guidées, utilisée à la communication optique. À l'époque, l'un des problèmes associés aux systèmes de communication à longue distance était la nécessité d'introduire un certain nombre de répéteurs, dans la ligne de transmission, capables de reconditionner et de réamplifier le signal optique. S.E Miller a proposé une solution à ce problème par la miniaturisation et d'intégration de tous les composants optiques sur une seule puce. Ainsi, que le concept d'optique intégrée a vu le jour [1] [2].

En effet, la mise en œuvre de dispositifs d'optiques intégrée est strictement corrélée au développement de nouveaux matériaux et technologies. Les techniques de traitement simples et la multifonctionnalité des matériaux ne sont généralement pas disponibles par un seul matériau, mais par la combinaison de plusieurs matériaux. Depuis le milieu des années 1970, différents matériaux ont été utilisés pour les applications optiques comme : les cristaux (niobate de lithium) ou les semi-conducteurs, les verres, les matériaux inorganiques. [3]

Dans les années 1990, les matériaux polymères commencent à être étudiés de plus en plus, en raison de leur facilité à être mise en œuvre rapidement et avec un coût relativement bas, et surtout pour les grands contrastes d'indice de réfraction que peut offrir ce type de matériaux. Ce qui permet de former des circuits optiques compacts.

Dans ce présent chapitre, nous allons aborder les matériaux polymères les plus couramment employés pour le guidage optique, en mettant l'accent sur ceux étudiés au CCLO et utilisés dans le cadre de notre thèse pour la réalisation des guides d'ondes optiques.

IV.1 Matériaux polymères utilisés dans l'optique intégrée :

Les matériaux polymères sont particulièrement attractifs en optique intégrée en raison de leur capacité à être traités rapidement, de manière rentable et avec des rendements élevés ; en plus, ils permettent de réaliser des composants dynamiques économes en énergie grâce à un actionnement thermo-optique et électro-optique ; et en fin parce qu'ils donnent la possibilité de former des circuits optiques compacts en offrant de grands contrastes d'indice de réfraction

Au début, ces matériaux ont eu l'inconvénient d'une stabilité environnementale insuffisante et d'une absorption relativement élevée aux longueurs d'onde télécoms habituelles dans la bande C (1525nm-1565nm) et dans la bande L (1565 nm 1625nm). De nos jours, ce problème a été résolu grâce aux progrès déterminants réalisés dans ces dernières décennies en ingénierie moléculaire, ce qu'il a permis de contrôler leurs caractéristiques intrinsèques, notamment leurs propriétés optiques (indice de réfraction, absorption dans le proche infrarouge aux longueurs d'onde des télécommunications optiques). En plus de la réduction considérable des pertes optiques ajoutées à l'amélioration de la stabilité environnementale de ces matériaux. En conséquence, les matériaux polymères constituent actuellement une plateforme prometteuse pour le développement et la fabrication de dispositifs optiques intégrés.[4]

La multiplicité des techniques de réalisation de guides optiques en polymère, notamment les procédés des couches minces et de micro-technologies a offert une grande flexibilité pour la mise en œuvre de circuits optiques à bas coûts dotés de fortes densités et de hauts débits requis par les systèmes de transmission d'informations. D'autre part, la possibilité de combiner différentes techniques pour augmenter la polyvalence des structures obtenues. [5]

C'est pourquoi cette classe de matériaux présentant intervient aujourd'hui dans la conception, la réalisation et la caractérisation de nombreux systèmes et composants basés sur la photonique intégrée (guide d'ondes, fibres optiques, modulateurs, amplificateurs, ... etc.).

Généralement, il existe une large panoplie des polymères courante en industrie et qui sont aussi utilisées en optiques intégrées pour la réalisation des circuits optiques. Parmi les familles de polymères qui ont été largement étudiées et utilisées dans le cadre de l'optique intégrée tels que : les polyesters, les polyacrylates, les polyméthacrylates, les polyamides, les polyimides les polycarbonates, les polystyrènes, les polyéthers, les silicones, et les résines époxydes. Cependant, des recherches plus avancées concentrent sur l'étude des nouveaux polymères caractérisés par de meilleures propriétés optiques et mécaniques.

La photolithographie est considérée comme la technique de réalisation des circuits optiques la plus utilisée. Ce procédé utilise généralement les méthacrylates et les polyimides halogénés. Le tableau IV.1 présente un comparatif des principales caractéristiques obtenues sur quelques systèmes optiques fabriqués par divers procédés conventionnels.

Tableau IV.1 : Comparaison des caractéristiques de guides en polymères réalisés par des techniques conventionnelles [5]

Technologie	Polymère utilisé	Structure réalisée	Propriétés optiques
Photolithographie + RIE	Polymère fluoré composé de (pentafluorostyrène + méthacrylate de trifluoroéthyle + méthacrylate de glycidyle)	Aiguilleurs	$\Delta n = 10^{-2}$ et 0,8 dB/cm, à 1550 nm
	Polyarylènes éther fluorés	Aiguilleurs 2x2	$\Delta n = 2 \times 10^{-2}$ et 0,6 dB/cm, à 1550 nm
Photolithographie Directe	Acrylates fluorés photosensibles	Guides monomodes	$\Delta n = 1,15 \times 10^{-2}$ et 0,029 dB/cm, en mode TE, à 840 nm
Implantation ionique	PMMA	Guides monomodes	< 1 dB/cm et $\Delta n = 10^{-2}$, à 633 nm
Moulage	PMMA + méthacrylate de cyclohexyle	Guides monomodes	4 dB/cm et $\Delta n = 10^{-2}$, à 633 nm

IV.2 Propriétés optiques des matériaux polymères utilisés en optique intégrée

Généralement, les propriétés optiques les plus importantes qui doivent être prises en considération dans le choix des matériaux polymères utilisés dans les circuits optiques intégrés sont :

- La transparence dans la gamme de longueurs d'onde utilisées.
- Le contraste d'indice de réfraction entre les matériaux de cœur et de gaine.
- La biréfringence des matériaux utilisés.
- L'effet thermo-optique dans les polymères

IV.2.1 La transparence des matériaux

La transmission de la lumière avec un minimum des pertes optiques est l'une des qualités exigées dans la réalisation d'un guide d'onde. Généralement, l'origine de pertes optiques dans les métaux est attribuée aux différents phénomènes : extrinsèques comme : la diffusion par les impuretés, la rugosité de la surface...etc. et intrinsèque due principalement à et la diffusion.

Lorsqu'elles se propagent à travers un guide d'ondes optique, les ondes guidées présentent une atténuation exponentielle de la puissance optique :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (IV.1)$$

Cette atténuation est souvent exprimée en décibel par centimètre (dB/cm) du guide, à une longueur d'onde donnée dB :

$$\alpha = 10 \frac{1}{L} \log \left(\frac{I(z)}{I_0} \right) \quad (IV.2)$$

Où, I_0 et I sont respectivement l'intensité de la lumière incidente et transmise, et L , la longueur du milieu traversé en centimètre.

L'atténuation qui regroupe les phénomènes d'absorption (α_a) et de diffusion de la lumière (α_d). La somme de ces deux phénomènes correspond à l'atténuation globale, exprimée par la perte de puissance optique en décibel par centimètre (dB/cm) du guide, à une longueur d'onde donnée [6]

$$\alpha = \alpha_a + \alpha_d \quad (IV.3)$$

Chacun de ces coefficients, α_a et α_d , est lui-même décomposé en atténuation intrinsèque et extrinsèque aux matériaux constitutifs dont les principaux facteurs sont répertoriés dans le tableau IV. 2.

Tableau IV.2 : Facteur influant sur l'atténuation dans les guides en polymères

	Absorption	Diffusion
Intrinsèque	<ul style="list-style-type: none"> • Absorptions dans le visible et dans le proche infrarouge • Transitions électroniques UV 	Diffusion de Rayleigh
Extrinsèque	<ul style="list-style-type: none"> • Composés organiques contaminants • Métaux de transition 	<ul style="list-style-type: none"> • Centres diffusants : poussières, ségrégation de phases... • Imperfections dans la structure du guide

IV.2.1.1 Perte d'absorption

La perte d'absorption se produit en raison de vibrations des liaisons atomiques (ou moléculaire) ou aux transitions électroniques bande à bande de l'énergie électromagnétique. Ce type des pertes est lié à la composante imaginaire de l'indice de réfraction.

Généralement, l'indice de réfraction d'un matériau est donné par :

$$n = n' + in'' \quad (IV.4)$$

La partie réelle représente l'indice de réfraction d'un matériau entièrement transparent. La partie imaginaire de l'indice de réfraction est liée au coefficient d'atténuation α_{absorp}

$$\alpha_{absorp} = 2k_0n'' \quad (IV.5)$$

Dans le domaine du proche infrarouge, la majorité des pertes sont causées par l'absorption, il est possible de distinguer l'absorption électronique de celle due aux absorptions de multi-phonons.

Le développement le plus important pour la réduction des pertes optiques dans les guides d'ondes est la fluoration des matériaux polymères. Les polymères non fluorés ont de nombreuses liaisons C-H et O-H. L'excitation des harmoniques vibrationnels de ces liaisons provoque une part prépondérante de l'absorption du matériau pour les longueurs d'onde des

télécoms usuelles autour de 1550 nm et 1300 nm. En remplaçant les atomes d'hydrogène légers par du fluor, la masse réduite augmente et la résonance vibrationnelle est décalée vers des longueurs d'onde plus longues dans l'infrarouge. Comme indiqué dans le tableau IV.3, il existe deux vibrations de liaison les plus gênantes sont : celles de la liaison C – H proches des longueurs d'onde utilisées dans le domaine télécoms (1260 nm-1675 nm), mais l'absorption résultante est très petite. Ainsi, s'il est possible de remplacer les liaisons C – H par des liaisons C – F ou C – Cl dans les polymères, les pertes optiques dues aux vibrations de liaisons seraient diminuées de plusieurs ordre de grandeur.

Tableau IV.3 : récapitulatif des longueurs d'ondes et intensités relatives des harmoniques des différentes vibrations de liaisons existant dans le domaine (1260-1675) nm des télécoms.

liaisons	Numéros de l'harmonique	Longueurs d'ondes (nm)	Intensités relatives
C-H	2	1729	1
C-H	3	1176	$8,8 \cdot 10^{-2}$
O-H	2	1438	$1,9 \cdot 10^{-2}$
C-D	3	1541	$2,1 \cdot 10^{-2}$
C-D	4	1174	$1,7 \cdot 10^{-3}$
C=O	3	1830	$1,6 \cdot 10^{-1}$
C=O	4	1382	$5,6 \cdot 10^{-3}$
C=O	5	1113	$2,3 \cdot 10^{-4}$
C-F	5	1626	$8,3 \cdot 10^{-5}$
C-F	6	1361	$2,5 \cdot 10^{-6}$
C-F	7	1171	$8,3 \cdot 10^{-8}$
C-Cl	8	1694	$9,6 \cdot 10^{-9}$
C-Cl	9	1515	$6,0 \cdot 10^{-10}$
C-Cl	10	1372	$4,2 \cdot 10^{-11}$
C-Cl	11	1256	$3,1 \cdot 10^{-12}$
C-Cl	12	1158	$2,6 \cdot 10^{-13}$

IV.2.1.2 Perte par diffusion intrinsèque :

La diffusion intrinsèque appelée aussi la diffusion moléculaire de la lumière est la conséquence d'inhomogénéités locales de densité. En effet, les polymères amorphes possèdent un ordre statistique à petite distance des molécules et de ce fait, il existe trois mécanismes dominants qui conduisent à la perte de diffusion :

- Fluctuations de densité, donc d'indice de réfraction du matériau du guide d'ondes, provoquées par des différences de structure moléculaire à l'intérieur de micro-volume (dimensions inférieures à la longueur d'onde).

Dans le cas idéal d'un liquide absolument pur, la diffusion de la lumière (DDL) est provoquée par des fluctuations thermiques de densité. Elle peut être déterminée par le rapport de Rayleigh de l'intensité de la lumière diffusée à 90 degrés sur l'intensité incidente :

$$R = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \cdot (n^2 - 1)^2 \cdot \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 \cdot \Delta V \quad (IV.6)$$

Où, n et ρ sont respectivement l'indice de réfraction et la densité et ΔV est la variation de volume dont la densité passe de ρ à $\rho + \delta\rho$. Ce rapport aboutit à la formule d'Einstein-Smoluchovski où χ_T est le coefficient de compressibilité isotherme, λ est la longueur d'onde et k_B est la constante de Boltzmann :

$$R = \frac{\pi^2}{2\lambda^4} \cdot (n^2 - 1)^2 \cdot k_B \cdot T \cdot \chi_T \quad (IV.7)$$

Pour la plupart des guides d'ondes optiques en optique intégrée les matériaux utilisés présentent une bonne homogénéité ($\Delta n < 0,008\%$). Par conséquent, le principal mécanisme de diffusion est basé sur la rugosité de surface et les particules (par exemple, la poussière, le polymère cristallisé) dans le noyau du guide d'ondes. La diffusion de surface peut être réduite par le choix de faibles contrastes d'indice de réfraction entre le matériau du cœur et celui de la gaine. La perte de diffusion augmente approximativement avec la différence des carrés de l'indice effectif et de l'indice de réfraction dans la gaine ($n_{eff}^2 - n_g^2$) [7] [8]. Cette relation implique que la diffusion de surface est plus importante pour les guides d'ondes à indice élevé comme le silicium sur isolant ($n_c = 3,47$, $n_g = 1,45$). Dans les guides d'ondes polymères avec un contraste d'indice faible de $\Delta n \cong 0,01$, la perte de diffusion est moins critique.

Une approximation de la perte de diffusion est donnée dans [9] :

$$\alpha_d = \sigma^2 (n_{eff}^2 - n_g^2) k_0^2 \frac{\kappa}{\beta} (E_1^2 + E_2^2) \quad (IV.8)$$

E_1 et E_2 sont les valeurs des champs modaux normalisés à l'interface interne et externe du guide d'ondes, κ est la composante transversale de la constante de propagation telle que définie dans l'équation (IV.8) et σ^2 est le carré moyen de la rugosité de surface.

IV.2.2 Indice de réfraction

Sur la base de la géométrie du dispositif et du guide d'ondes, le polymère utilisé comme matériau du cœur doit avoir un indice de réfraction supérieur à celui du polymère de la gaine. Pour que l'onde optique propagée soit confinée à l'intérieur du cœur par réflexion totale. La différence d'indice appropriée entre les matériaux du cœur et de la gaine (le contraste des indices de réfraction) pour un guide d'ondes monomode ou multimode dépend fortement de la dimension et de l'indice de guide d'ondes ainsi que la longueur d'onde de la source lumineuse en fonction.

L'indice de réfraction des matériaux organiques courants, à l'état solide, varie généralement de 1,4 à 1,7. Dans la littérature, plusieurs travaux ont démontré la possibilité de contrôler l'indice de réfraction en introduisant, dans les polymères, soit des halogènes, soit des nanoparticules inorganiques.

Les polyacrylates et méthacrylates fluorés, possèdent des propriétés optiques intéressantes [10] leurs faibles indices de réfraction, est due à l'existence d'atomes de fluor. Ces polymères amorphes sont des matériaux transparents qui absorbent très peu, dans le proche infrarouge. Plusieurs auteurs se sont intéressés à la prévision et à la mesure de l'indice de réfraction de ces matériaux halogénés [11]

Contrairement aux composés fluorés, il existe peu de composés chlorofluorés décrits dans la littérature. Or, si les atomes de chlore et de brome font chuter les propriétés de surface, ils sont forts intéressants sur le plan des propriétés optiques, car ils augmentent considérablement la valeur de l'indice de réfraction. Le tableau IV.4 répertorie quelques valeurs d'indice de réfraction de polymères halogénés.

Tableau IV.4 : Indice de réfraction de quelques exemples de polymères halogénés

Polymère	Indice de réfraction dans le visible
Poly(méthacrylate de méthyle) (PMMA)	1,49
Poly(méthacrylate de trifluoroéthyle) (PMATRIFE)	1,40
Poly(méthacrylate de tridécafluorooctyle) (PMAC ₆ F ₁₃)	1,36
Poly(méthacrylate de pentachlorophényle)	1,60
Poly(méthacrylate de pentabromophényle)	1,71
Poly(styrène)	1,59
Poly(chlorostyrène)	1,61

Le choix d'un matériau ne dépend pas uniquement de son indice de réfraction, mais il peut être lié dans certains cas (selon la fonction) à la dépendance de cet indice aux effets tels que : l'effet : thermo-optique ou électro-optique. Cette dépendance selon les applications visées peut représenter un avantage souhaité ou au contraire un inconvénient non désiré.

IV.2.3 La biréfringence :

Généralement, les propriétés optiques d'un matériau anisotrope et/ou non homogène ne sont pas identiques dans toutes les directions de la structure. Par conséquent, une différence d'indice et/ou d'absorption existe entre ces propriétés suivant la polarisation. Ceci se manifeste par une biréfringence et/ou un dichroïsme.

Soient n_{TE} et n_{TM} les indices suivant les directions : longitudinal extraordinaire et transversal ordinaire, respectivement. Connus aussi par : l'indice en mode TE (Transverse Electrique) et l'indice en mode TM (Transverse Magnétique) respectivement. La biréfringence est définie par :

$$\Delta n = n_{TE} - n_{TM} \quad (IV.9)$$

La biréfringence indique l'anisotropie optique du matériau, elle est liée à l'accumulation de contraintes due au traitement ou au traitement thermique. Il a été trouvé pour tous les matériaux polymères amorphes et non stressés que la biréfringence macroscopique soit nulle.

Par ailleurs, l'anisotropie des différents segments de liaisons de la chaîne de polymère peut provoquer une biréfringence intrinsèque. Cette dernière est souvent exprimée par le tenseur de polarisabilité α . Si x est choisi le long de la liaison peut s'écrire :

$$\alpha \begin{bmatrix} \alpha_{\parallel} & & \\ & \alpha_{\perp} & \\ & & \alpha_{\perp} \end{bmatrix}$$

Où α_{\parallel} et α_{\perp} de polarisabilité parallèle et perpendiculaire à la liaison, respectivement.

Par exemple : la biréfringence dans la liaison C – H, est de l'ordre de 10^{-24}cm^3 [2]. Cette valeur rapportée à une mole de liaison C – H peut paraître grande. Néanmoins, la répartition aléatoire des chaînes de polymères amorphes conduit à l'annihilation de la biréfringence macroscopique.

IV.2.4 Effet thermo-optique dans les polymères

L'effet thermo-optique (TO) décrit la dépendance décroissante de l'indice de réfraction avec la température. Le coefficient TO des polymères est très grand ($dn/dT \sim -10^{-4} \text{K}^{-1}$). Elle est d'un ordre de grandeur supérieure à celle de la silice ($dn/dT \sim -10^{-5} \text{K}^{-1}$) qui est en concurrence avec les polymères pour les applications TO. Ceci permet de concevoir des composants pour les applications thermo-optiques à base de polymères qui consomment moins d'énergie qu'avec les matériaux non organiques.

Parmi les fonctions optiques intégrées, utilisant l'effet thermo-optique il est possible de citer les commutateurs thermo-optiques et les filtres accordables ou ajustables avec la température

Dans les polymères, le changement d'indice de réfraction dû à un changement de température est principalement dû à un changement de la densité ρ du matériau. Par conséquent, le coefficient TO dn/dT peut être écrit comme [45]

$$\frac{dn}{dT} = \left(\frac{\partial n}{\partial \rho}\right)_T \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right) + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho = -\left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right)_T \gamma \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_T + \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho \quad (IV.10)$$

$$\gamma = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)$$

Où γ est le coefficient de dilatation volumique. Pour la plupart des polymères, l'hypothèse suivante donne une bonne approximation :

$$\gamma = -10^{-4} K^{-1}$$

$$\left(\frac{\rho \partial n}{\partial \rho}\right)_T = 0.5$$

Le changement thermique de l'indice de réfraction à densité constante est faible avec des valeurs typiques de -10^{-6} à -10^{-5} [45]. Par conséquent, le coefficient TO est principalement basé sur le changement de densité et par conséquent négatif :

Il existe plusieurs phénomènes responsables des pertes optiques dans les matériaux. Les différents phénomènes extrinsèques comme la diffusion due aux impuretés ou à l'état de surface des guides, etc.. Dans le présent cadre de choix des matériaux, seules les pertes intrinsèques associées à ces derniers sont prises en compte et sont l'absorption et la diffusion intrinsèques. Dans la suite de ce paragraphe, seuls les matériaux polymères seront concernés. [4]

IV.3 Polymères pour la photo-inscription des guides optiques :

La modification de la densité et /ou la structure chimique d'un matériau diélectrique conduit à un changement dans son indice de réfraction. D'autre part, la substitution des polymères par des composés halogénés (fluor, ou brome) ou des nanoparticules métalliques (titane, ou germanium) permet de varier l'indice de réfraction d'un matériau polymère.

Pratiquement, il est possible de modifier la structure chimique d'un matériau polymère par irradiation UV. Par exemple, en irradiant par UV les molécules photochromiques, ces dernières subissent une dimérisation induisant un effet hypsochrome sur la bande d'absorption ce qui conduit à une diminution de l'indice de réfraction.

Sur le plan optique, les réactions photochimiques produisent deux phénomènes. Le premier consiste à la hausse de la densité résultante ce qui augmente l'indice de réfraction. Le second consiste à la diminution de la réfraction molaire provoquant, une baisse de l'indice de réfraction. Ceci deux effets opposés contrôlent l'indice photoinduit. Cette dernière a été estimée par la transformée de Kramers-Kronig, simplifiée par W. J. Tomlinson.

En effet, la limite théorique de la variation d'indice de réfraction provoqué par une réaction photochimique permet de produire un contraste d'indice très élevé atteignant $\Delta n = 0,3$. Cette limite est contrôlée par certain nombre des paramètres comme : les concentrations, le taux de conversion des molécules photoréactives, ainsi que de la longueur d'onde d'absorption électronique, mais aussi du déplacement de cette bande d'absorption, après exposition aux rayonnements UV.[5] [2]

IV.4 Polymères intrinsèquement photosensibles :

IV.4.1 Le Poly (cinnamate de vinyle)

Le Poly (cinnamate de vinyle) ou PVCi fait partie des matériaux polymères intrinsèquement photosensibles. Son indice de réfraction diminué par irradiation UV. Cette particularité peut être un avantage supplémentaire, par exemple : pour ajuster la réponse spectrale d'une fonction donnée.

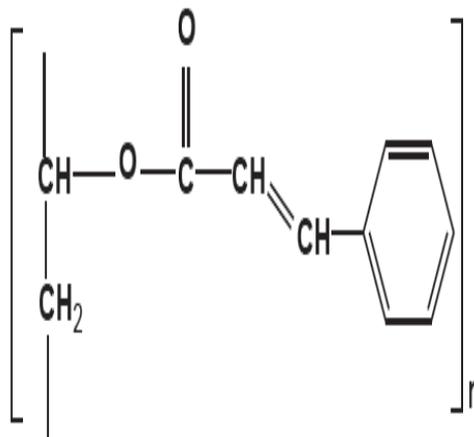


Figure IV.1: Structure chimique du groupe latéral du Poly(vinylcinnamate) (PVCi)

Le PVCi a été déjà étudié au laboratoire CCLO dans le cadre d'une thèse antérieure menée par d'Iman ASSAID.

L'avantage principal de ce polymère réside dans sa facilité de fabrication et de réalisation des circuits intégrés optiques. Il suffit de deux étapes seulement pour réaliser une fonction

optique : un dépôt d'une couche du PVCi par spin-coating sur un substrat de silicium (ou verre) suivi d'une insolation à travers un masque.

Cette simple technique permet de produire des circuits optiques rapidement et avec un coût faible.

La faible absorption intrinsèque du visible au proche infrarouge (bande O et C des télécoms optiques) ainsi que la structure chimique du PVCi permet de réaliser des guides d'ondes à faibles pertes de propagation.

Dans des travaux antérieurs, des guides d'ondes ont été réalisés en utilisant la technologie de photo-inscription avec les meilleurs contrastes d'indices photo-induits (0,025 à 1550 nm). Toutefois, le confinement n'était suffisamment important pour les applications visées.

Dans le cadre de notre thèse, pour la mise en œuvre des guides d'ondes et des micro-résonateurs, le PVCi est utilisé comme matériau de cœur avec une gaine de PMATRIFE à l'aide de la technologie de photolithographie. Ce couple des polymères (PVCi/ PMATRIFE) permettant d'atteindre des contrastes d'indice jusqu'à 0,17.

IV.4.1.1 Choix de solvant pour la mise en solution du PVCi:

Les épaisseurs des guides ondes déposés à la tournette sont déterminées en fonction des concentrations des solutions (Polymère/Solvant). Par ailleurs, la qualité des films réalisés dépend de solvant organique choisi.

Les propriétés des solutions de PVCi à 200 g/L, dans quelques solvants organiques, et des films réalisés sont rapportées sur le tableau 5.

Notoirement, pour une concentration de 200 g/L, le seul solvant qui permet d'obtenir des films de PVCi de bonne qualité est le 1,1,2-trichloroéthane (TCE). Par contre, les solutions de PVCi réalisées dans le THF (Tétra Hydro-Furanne), ou dans le dichlorométhane sont troublantes et forme des couches de mauvaise qualité. Il est à noter que les solutions de PVCi, réalisées dans le toluène, sont troubles quelle que soit la concentration.

Par la suite, toutes les solutions de PVCi seront préparées dans le 1,1,2-trichloroéthane. Dans ce procédé, la maîtrise de l'épaisseur des films, passe nécessairement par celle de concentration de la solution, ainsi que celle de la vitesse de rotation.

IV.4.2 Le Poly (2,2,2 méthacrylate de trifluoro-éthyle)

Le Poly(2,2,2 méthacrylate de trifluoro-éthyle ou PMATRIFE fait partie de la famille des méthacrylate comme le PMMA et le PMMI. Grâce à son indice de réfraction relativement faible ($n=1,409$ à $\lambda=1550\text{nm}$). Il peut être utilisé en tant que couche de confinement inférieure ou/et supérieure (gaine optique.) Dans le cadre de notre thèse, les guides d'ondes sont réalisés par un cœur de PVCi entouré de PMATRIFE.

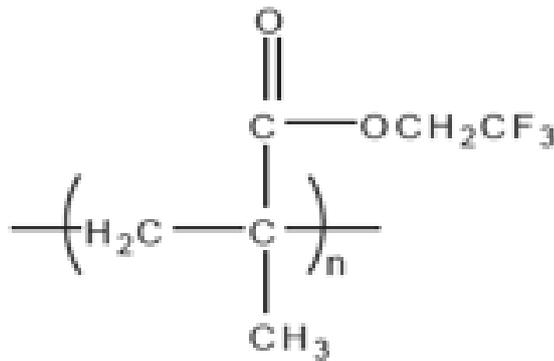


Figure IV.2 : formule chimique de Poly (2,2,2 méthacrylate de trifluoro-éthyle)

IV.4.2.1 Choix de solvant pour la mise en solution du PMATRIFE

En effet, le THF (Tétra Hydro-Furanne) représente un très bon solvant pour le PMATRIFE. Dans un litre de THF on pourra dissoudre jusqu'à 700 g de PMATRIFE. IL est facile d'atteindre la limite de solubilité en appliquant une agitation de solution (THF/PMATRIFE) durant 30 min à température ambiante. L'épaisseur des films PMATRIFE disposés sur un substrat de silicium par sont caractérisé par une bonne homogénéité

IV.4.3 Poly (méthacrylimide de méthyle)

Le poly (méthacrylimide de méthyle) ou PMMI connu aussi notamment sous le nom poly (N-glutarimide de méthyle). Il commercialisé sous le nom KAMAX. Ce polymère a suscité

l'intérêt de certains Laboratoires dans le but de réaliser de guides d'ondes optiques basés sur le changement de l'indice de réfraction en utilisant la technique bombardement ioniques afin [12] [13]. Toutefois, il n'a pas été utilisé comme couche guidante avec un autre polymère d'indice plus faible.

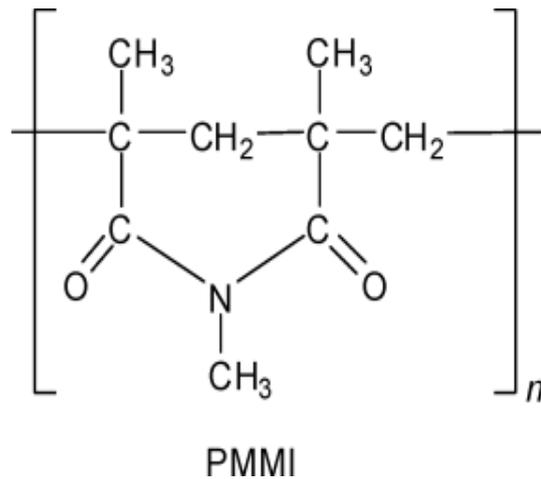


Figure IV.3 : formule chimique de **Poly (méthacrylimide de méthyle)**

Il est possible d'obtenir le PMMA grâce à la réaction d'aminolyse de PPMA avec le méthylamine : CH_3NH_2 ou Cyclohexylamine : $\text{C}_6\text{H}_{11}\text{NH}_2$.

IV.4.3.1 Mise en solution du PMMA

Dans le cadre des études antérieures effectuées au Labo, afin de choisir le meilleur solvant pour la mise en solution le PMMA. Maalouf a essayé d'utiliser : TCE, acétone, THF et alcool éthylique. Il a constaté que le TCE est un bon solvant le PMMA contrairement aux trois autres. La limite de solubilité de PMMA dans le TCE est de 200g.L^{-1} Contre 300g.L^{-1} Pour le PMMA dans le même solvant. Ces solutions ont été suffisantes pour la mise en œuvre des guides d'ondes des épaisseurs qui atteignent le $2,9\ \mu\text{m}$;

IV.4.4 Polyméthacrylate de méthyle

Le Polyméthacrylate de méthyle ou Le PMMA connu par son premier nom commercial **Plexiglas** est un polymère non photosensible de nature. Toutefois, il peut posséder une certaine photosensibilité en utilisant deux techniques.

La première consiste par le dopage de ce polymère en par des monomères. Dans ce cas, l'exposition du mélange aux rayonnements ultra-violets permet d'exercer une polymérisation sélective d'un monomère présent dans une matrice polymère, ce qui conduit à une modification de la composition chimique, par conséquent une variation de l'indice de réfraction.

Dans la deuxième méthode, le polymère est dopé en premier temps par des éléments photo-réactifs, ensuite irradié par UV, ceci résulte la modification de structure électronique de la partie photosensible ce qui engendre une variation de l'indice de mélange.

Le PMMA a été largement exploité dans l'optique intégrée pour la réalisation des fonctions optique. Ce polymère est utilisé en qualité de matériau de cœur optique dans la mise en œuvre des guides d'ondes optiques. Les avantages de PMMA sont son coût très bas et la diversité des techniques utilisées pour la réalisation des fonctions optiques à base de ce polymère. La formule chimique de cette molécule est présentée sur la figure.

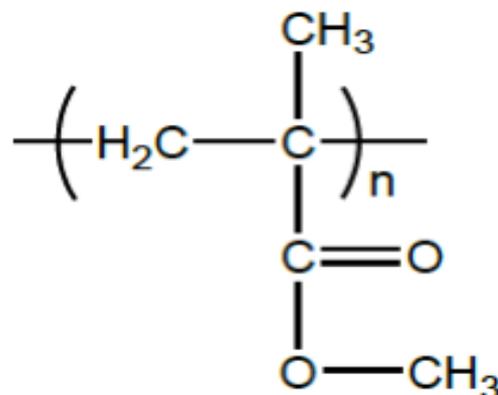


Figure IV.4 : formule chimique de Polyméthacrylate de méthyle

Tableau IV.5: propriétés physico-chimiques de Polyméthacrylate de méthyle

Point de fusion	130 -140 °C
Point d'ébullition	200 °C
Indice de réfraction optique	1,49
Masse volumique	1,19 g.cm ³
Point de transition vitreuse (PMMA Syndiotactique)	48 °C
Point de transition vitreuse (PMMA Syndiotactique)	160 °C
Coefficient de dilation thermique	10 ⁻⁴ K ⁻¹

IV.4.4.1 Mise en solution de PMMA

Les meilleurs solvants pour le PMMA sont les hydrocarbures partiellement substitués, le trichlorométhane et le trichloroéthylène, dans lesquels les échantillons de polymère se dissolvent pratiquement complètement en 30 min.

Le trichloroéthylène s'est avéré être le meilleur solvant pour le PMMA, tandis que le trichloroéthane était le moins bon. Le PMMA est mis en solution dans le 1,1,2-trichloroéthane (TCE) à 300 g/L.

IV.5 Les différentes techniques de fabrication de guides d'ondes en polymères

L'avantage important des matériaux polymères consiste à l'existence des techniques rapides permettant une production efficace et bon marché des circuits d'ondes lumineuses planaires. En effet, différentes techniques sont utilisées pour la fabrication de structures de guides d'ondes en polymères. On peut citer : l'impression UV directe (ou parfois aussi appelée lithographie directe), le moulage, impression par laser... etc. toutes ces techniques sont basées sur des principes très simples pour obtenir les motifs souhaités, tels que : l'augmentation de la température et compression ou bien par insolation directe du matériau photosensible.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons la méthode la plus couramment utilisée pour réaliser les guides d'ondes. À savoir la photolithographie. Cette technique existe au CCLO et ces différentes étapes sont maîtrisées et permettant d'obtenir des guides d'ondes d'une résolution minimale de l'ordre du micron.

IV.5.1 Photolithographie

La photolithographie est une technique largement employée pour la mise en œuvre des circuits intégrés. Elle consiste à transférer des formes géométriques d'un masque sur un matériau photosensible, disposé sur un substrat.

Cette technique, dans le domaine de l'optique, est très sensible à toute pollution particulaire. C'est pourquoi il est nécessaire de travailler en salle blanche (classe 100 minimum), pour ne pas perturber les performances optiques des futurs guides

IV.5.1.1 Principe de la technologie :

Le dépôt des différentes couches de polymère sur le substrat, est réalisé par centrifugation à la tournette, qui consiste à un support vertical de rotation solidaire du plateau horizontal, ce système capable de tourner à grande vitesse. Le substrat est maintenu fixe au plateau, par aspiration.

L'épaisseur finale de la couche de déposée dépend d'une part des propriétés de solution (solvant/polymère) comme la viscosité et la concentration et d'autre part des conditions de rotation de la tournette telle que : l'accélération, la vitesse et le temps.

La première étape consiste à déposer une couche inférieure d'un polymère à faible indice comme le PMATRIFE, sur un substrat de silicium. Une seconde couche de polymère, comme le PVCi d'indice relativement élevé est étalé. Cette dernière constitue le cœur du guide. Ensuite, une couche écran métallique, ou diélectrique est déposée. L'étape suivante consiste à déposer film mince d'une résine photosensible

Les résines qui se dégradent sous l'effet des rayonnements sont dites positives et celles qui réticulent en formant un réseau tridimensionnel insoluble sont dites négatives.

La résine photosensible, visqueuse après étalement est durcie sur une plaque chauffante (ou dans un four), afin d'éliminer toutes traces de solvants, avant l'étape d'insolation. L'alignement et le transfert de motifs du masque sur le support, par exposition aux UV, sont réalisés à l'aide d'un aligneur, qui permet le masquage par contact. Ce principe est illustré sur la Figure.

IV.5.1.2 Gravure ionique réactive RIE

L'avantage de la gravure ionique réactive (RIE) réside au fait que le procédé peut être utilisé avec presque tous les matériaux polymères. Une fois que des couches polymères de bonne qualité sont réalisées avec un matériau, des structures de guides d'ondes de bonne qualité optique peuvent être gravées.

Certains polymères, tels que la plupart des polyamides et des polycarbonates, ne sont pas photosensibles et sont généralement traités à l'aide d'un motif de résine photosensible et d'une gravure RIE. Ces polymères présentent la plupart des problèmes de la technologie silice sur silicium en termes de perte de diffusion induite par la rugosité, par la contrainte et de dépendance à la polarisation. D'autres polymères sont photosensibles et en tant que tels sont directement photo-structurables, ce qui donne un temps de cycle complet d'environ 30 minutes par circuit optique multicouche. De plus, cette technologie utilise des matériaux et des équipements de traitement à faible coût.

Les paramètres critiques du processus de gravure sont la pression dans la chambre de gravure, le débit de gaz de gravure et la puissance radiofréquence (RF) de la machine de gravure au plasma.

L'O₂ est généralement utilisé comme gaz de gravure et différentes couches métalliques comme le chrome, l'aluminium ou l'or peuvent servir de masque de gravure. La vitesse de gravure et la rugosité des motifs gravés sont contrôlées par les paramètres de gravure. Une puissance RF plus élevée entraîne un taux de gravure plus élevé. Avec un débit d'oxygène et une puissance RF constants, il y a un pic du taux de gravure à la pression. Par ailleurs, la valeur de pression correspondant au pic de la vitesse de gravure se décale vers une pression plus élevée à une puissance plus élevée. La rugosité des parois latérales gravées est améliorée avec une pression plus élevée et une puissance RF plus faible. Cependant, avec une pression plus élevée, l'anisotropie est inférieure en raison d'une attaque chimique plus forte.

Le processus est relativement long, mais les étapes individuelles sont bien connues et les résultats de qualité reproductible. Un avantage de cette technologie est la possibilité de fabriquer des structures de guides d'ondes à parois latérales verticales.

L'influence de la rugosité visible de la paroi latérale est réduite par le fait que le contraste d'indice de réfraction du guide d'ondes à canal intégré est faible et la perte de diffusion est diminuée.[4]

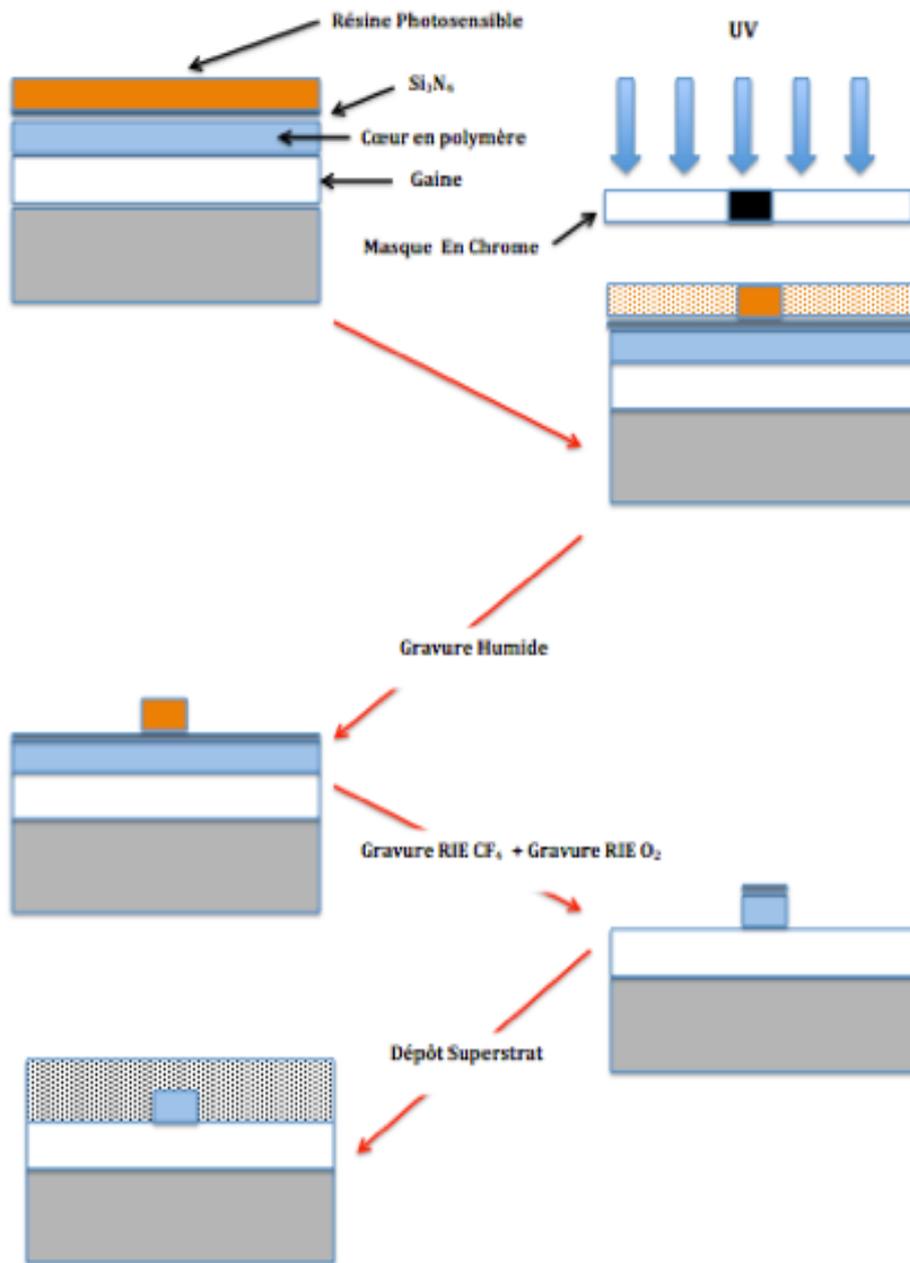


Figure IV.5 : Principe de procédé photolithographie pour la réalisation de guides optiques.

Pour la réalisation d'un guide d'ondes en polymère, la technique de la photoinscription utilise la variation d'indice photoinduit, par irradiation UV à travers un masque, d'une couche en polymère déposée par Spin-coating. Ceci permet de réduire au minimum le nombre des étapes du temps de fabrication par rapport aux techniques conventionnelles. Des étapes comme : la photolithographie et de gravure RIE (Reactive Ion Etching) ne sont plus nécessaires.

Dans cette technique, le polymère utilisé pour la couche centrale doit être durcissable aux UV est nécessaire. La présence d'oxygène supprimant la réticulation, une atmosphère d'azote doit être introduite entre la plaquette et le masque.

IV.5.2 Photoinscription

La première étape de la photoinscription consiste au dépôt à la tournette d'un film d'un matériau polymère qui servira pour une couche de confinement optique. Ce matériau doit être choisi sur la base de ses propriétés mécaniques et thermiques, l'adhérence, l'indice de réfraction, la compatibilité chimique ainsi que la sensibilité aux UV. Ensuite, une deuxième couche de polymère photosensible est déposée au dessus de la première. Cette deuxième couche doit avoir un indice de réfraction légèrement élevé à celui de la couche de confinement.

La deuxième étape, consiste à l'insolation de la deuxième couche en l'exposant à une lampe UV à travers un masque en quartz comportant un marquage en chrome. La qualité de ce procédé est contrôlée par plusieurs paramètres tels que : l'énergie et le temps d'insolation, l'atmosphère de l'opération. Tous ces derniers doivent être stables dans le temps.

La dernière étape de consiste à déposer un troisième film d'un matériau polymère sur les guides photoinscrits. Cette couche dite superstrat est choisie de telle façon qu'elle soit réticulable à faible température et d'indice plus faible que celui du cœur, pour confiner de lumière et protéger le cœur. [5]

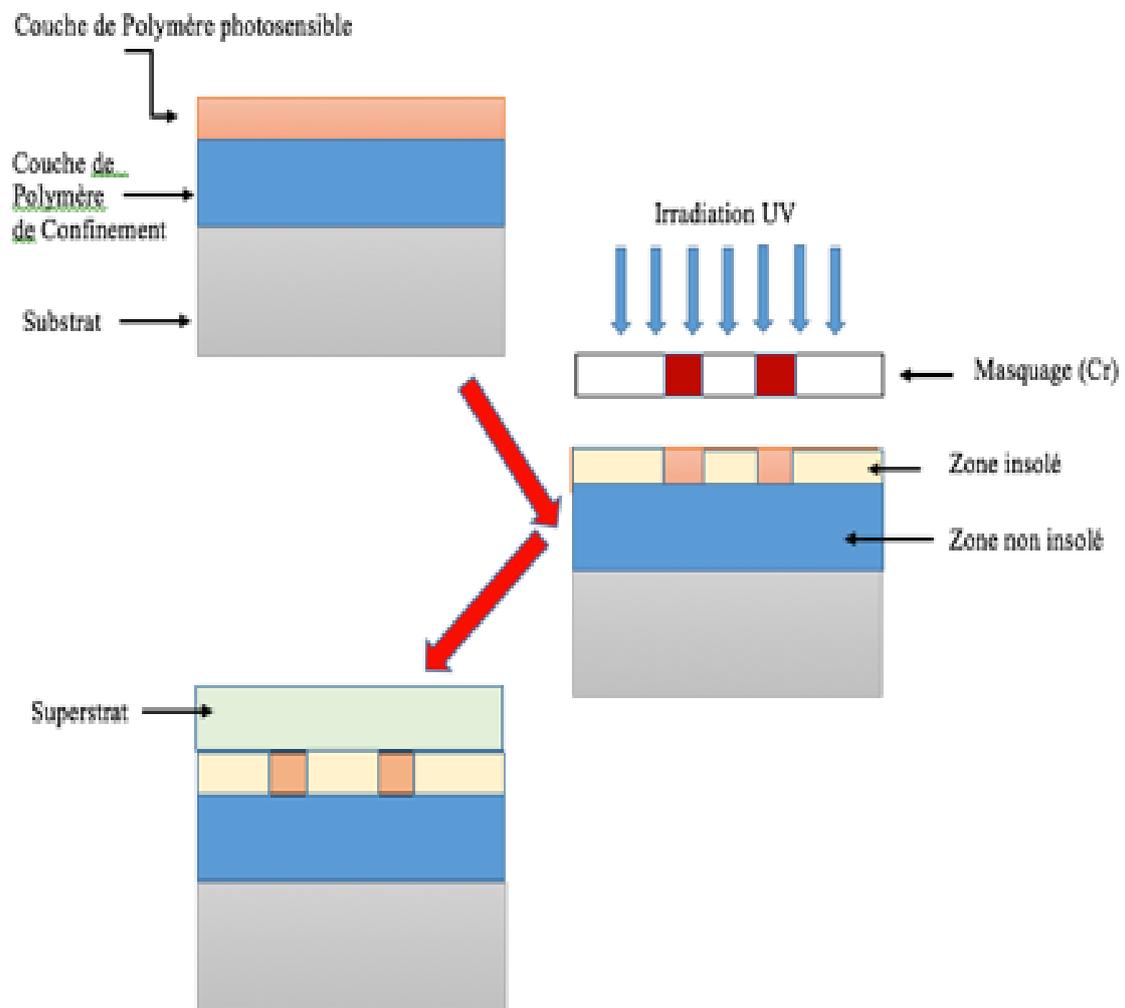


Figure IV.6: Principe de la technique de photoinscription utilisée pour réaliser de guides optiques en polymères.

Conclusion

La miniaturisation et l'intégration de dispositifs en optique intégrée nécessitent d'une part l'utilisation des nouveaux matériaux de haute qualité et d'autre part l'emploi des méthodes de production de masse à faible coût. Dans ce contexte, les matériaux polymères ont des propriétés optiques et mécaniques intéressantes, en faisant un choix attractif pour réalisation des composants d'optique et de photonique intégrées.

L'application des matériaux polymères en optique guide révélée prometteuse grâce aux progrès réalisés dans le domaine des micro-technologies et des procédés couches minces associés. C'est pourquoi, cette classe de matériaux présentant de faibles coûts intervient aujourd'hui dans la conception, la réalisation et la caractérisation de nombreux systèmes et composants basés sur la photonique intégrée (guide d'ondes, fibres optiques, modulateurs, amplificateurs, coupleurs directionnels, filtres accordables, capteurs, etc.).

En effet, il est possible de produire des couches minces d'épaisseurs données à l'aide d'une technique très simple qui consiste au dépôt à la tournette. En premier temps, le polymère choisi est dissous dans un solvant adéquat, puis étalé par force centrifuge sur un substrat silicium (ou verre), fixé horizontalement sur le disque de la tournette en rotation.

La plupart des techniques de fabrication des fonctions optiques en polymère ont recours à des procédés de photolithographie pour définir la forme géométrique des guides composés initialement d'une stratification des couches minces déposées par spin-coating.

Enfin, nous pouvons conclure que les polymères peuvent offrir un compromis entre la miniaturisation et la simplicité de mise en œuvre des composants d'optique intégrée.

Référence bibliographique

- [1] Amorsolo, A., et al., *Agrawal, RC 46. Materials Science and Engineering*, 1999. **57**: p. 263.
- [2] Maalouf, A., *Contribution à l'étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères*. 2007, Université Rennes 1.
- [3] Schmidt, H.K. and H. Krug, *Inorganic-organic polymers for micro-optic applications*. 1993.
- [4] Stump, A., *Polymer based technology development for integrated optics: from the waveguide design to the fiber-pigtailed chip*. 2005, Université de Neuchâtel.
- [5] Assaïd, I., *Matériaux et technologies de photoinscription de guides optiques en polymère*. 2004, Université Rennes 1.
- [6] Kashima, N.K.N. and N. Kashima, *Passive optical components for optical fiber transmission*. Default journal, 1995.
- [7] Pennings, E., et al., *Reduced bending and scattering losses in new optical double-ridge waveguide*. *Electronics Letters*, 1989. **11**(25): p. 746-748.
- [8] Suzuki, S., et al., *High-density integrated planar lightwave circuits using SiO₂/GeO₂ waveguides with a high refractive index difference*. *Journal of lightwave technology*, 1994. **12**(5): p. 790-796.
- [9] Van, V., et al., *Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model*. *Journal of Lightwave Technology*, 2001. **19**(11): p. 1734-1739.
- [10] Boutevin, B. and Y. Pietrasanta, *Les acrylates et polyacrylates fluorés, dérivés et applications*. 1988.
- [11] Bosc, D., et al., *Hybrid silica-polymer structure for integrated optical waveguides with new potentialities*. *Materials Science and Engineering: B*, 1999. **57**(2): p. 155-160.
- [12] Brunner, S., et al., *Polymer based waveguiding structures obtained by ion beam irradiation at different energies*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1996. **107**(1-4): p. 333-336.
- [13] Rück, D.M., J. Schulz, and N. Deusch, *Ion irradiation induced chemical changes of polymers used for optical applications*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 1997. **131**(1-4): p. 149-158.

CHAPITRE V :
CONCEPTION DE FILTRE EN
LONGUEURS D'ONDES À BASE DE
MICRO-ANNEAU

CHAPITRE V : CONCEPTION DE FILTRE EN LONGUEURS D'ONDES À BASE DE MICRO-ANNEAU

Introduction

L'objectif de ce chapitre c'est la conception d'un filtre en longueurs d'ondes opérant dans la bande C (1530–1565 nm) pour l'utilisation dans un réseau d'accès PON-WDM. Ce filtre se compose d'un micro-anneau couplé latéralement à deux guides d'ondes droits de chaque côté. Pour la conception de ce filtre, nous avons mis en place une stratégie de conception qui comporte un certain nombre de champs d'entrée commençant par les exigences du système tels que : une bande passante de 100 Gigabit/s, l'espacement entre les canaux WDM de 0.8 nm, les pertes de transmission... etc. puis les contraintes structurales telles que les matériaux utilisés et la configuration de couplage et enfin les limitations de la technologie mise en œuvre pour fabriquer ce filtre. Ensuite, des simulations numériques sont effectuées sur les différents blocs de filtre afin d'optimiser ces paramètres, en se basant sur l'approche de la matrice de diffusion et en ciblant les performances de système imposées par le cahier des charges pour la fonction de filtrage pour un réseau d'accès. Une fois que les paramètres désirés sont déterminés, une conception géométrique concrète de la structure de filtre peut être effectuée.

V.1 Contraintes structurales

V.1.1 Structure

La structure de base d'un filtre en longueur d'onde est représentée sur la figure V.1 elle est constituée d'un micro-anneau de rayon R et de section rectangulaire $w_R \times h_R$ en couplage latéral à deux guides d'ondes droits identiques. Les guides et le micro-anneau sont de sections rectangulaires $w_g \times h_g$. La distance séparant chaque guide de microcavité (ou gap) est g .

- Le premier guide d'ondes est utilisé pour l'injection du signal optique d'un côté et le transmettre de l'autre côté après le filtrage au sein de microanneau.
- Le micro-anneau servant à filtrer le signal couplé du premier guide, seule la partie de signal ayant une longueur d'onde de résonance subira une interférence constructive et sera couplée au deuxième guide les longueurs d'onde
- Le deuxième guide d'ondes permettant de récupérer le signal extrait par l'anneau

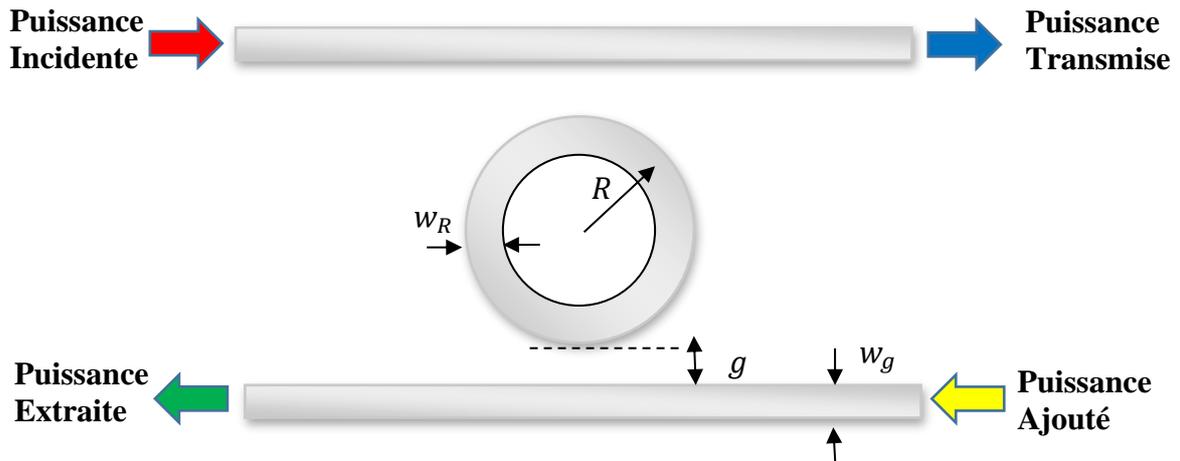


Figure V.1: Structure de base d'un filtre en longueurs d'ondes à base de micro-anneau

V.1.2 Matériaux utilisés

En effet, le filtre est constitué d'empilement des couches minces de différents matériaux polymères, déposées sur un substrat de silicium.

- Le matériau utilisé pour la couche du guidage (cœur) de micro-anneau et des guides d'ondes droits est appelé polymère (1)
- Le matériau utilisé pour la couche de confinement inférieur des guides d'ondes droits et de micro-anneau est appelé polymère (2)
- Pour la couche de confinement supérieure, il est possible de déposer un matériau polymère (3) ou ne rien déposer et dans ce cas c'est tout simplement l'air qui joue le rôle de la couche de confinement supérieure.

La figure V.2 illustre une coupe transversale de filtre. Pour que la condition de guidage de la lumière soit assurée à savoir la réflexion totale, il faut que l'indice de réfraction de polymère (1) soit supérieur aux indices des deux autres polymères. D'autre part, il faut que les différentes couches soient en bonne adhérence entre elles, d'où la nécessité d'effectuer une étude préalable sur les propriétés physico-chimiques des matériaux polymères entrants dans la mise en œuvre de filtre [1]. Le couple des matériaux polymère (1)/polymère (2) sera choisi plus loin, selon le contraste d'indice parmi la gamme des matériaux utilisés dans le CCLO.

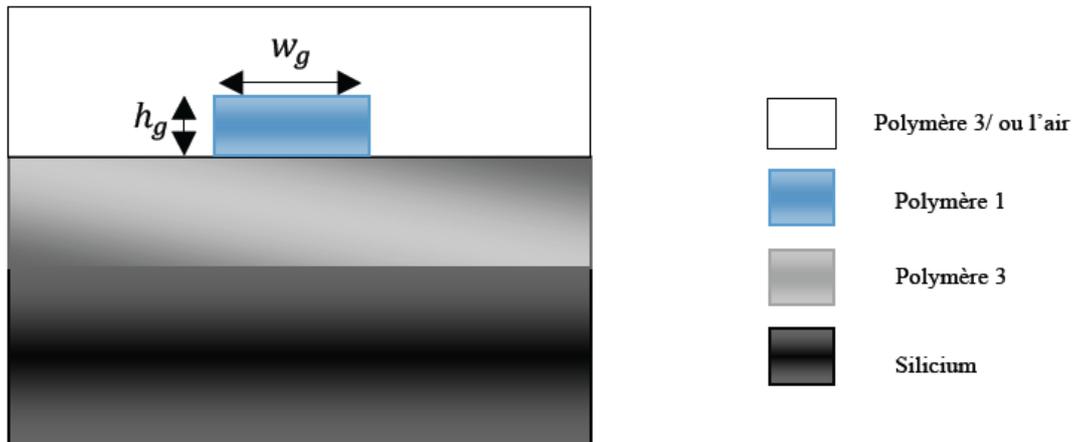
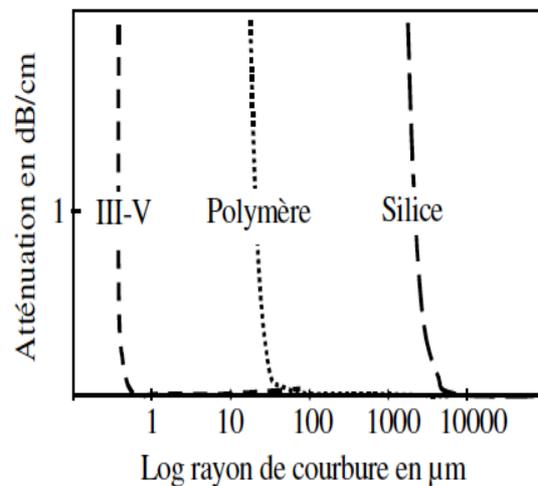


Figure V.2: coupe transversale de configuration de guide d'ondes à base des polymères.

Dans le cadre de notre thèse, le choix d'utiliser les polymères pour la conception d'un filtre en longueurs d'onde à base de micro-anneau est motivé par les capacités de ces matériaux à réaliser des fonctions optiques planaires à fort degré d'intégration, en utilisant des technologies simples, telles que la photo-inscription directe ou la photolithographie. Ainsi, les circuits optiques intégrés sont réalisés avec un niveau de miniaturisation élevé. En outre, la densification de fonctions à base des polymères permet de fabriquer des composants à bas coût.

À titre comparatif, la technologie de silice dopée offre un contraste d'indice maximal entre cœur et gaine de l'ordre du pour cent, alors que ce contraste peut dépasser 20 pour cent pour couples de polymères. Ce qui permet d'augmenter leurs capacités à confiner la lumière et à réduire les pertes. Ceci conduit à minimiser la taille de circuits intégrée en réduisant les dimensions des guides et les rayons de courbure des micro-anneaux comme la montre les Figures : V.3a et V.3b. Par ailleurs, le degré de miniaturisations des circuits utilisant des matériaux polymères demeure loin de ceux réalisés par les III-V [2].



Figures V.3 Comparaison entre les atténuations causées par courbure pour matériaux : a) polymères, silice, III-V

V.2 Contraintes fonctionnelles

Lors de la conception de filtre en longueur d'onde à base de micro-anneau destinée à l'utilisation dans un réseau des télécommunications, il est nécessaire tout d'abord de fixer un cahier des charges propre à cette application désirée. Ceci impose certaines contraintes sur quelques paramètres optiques de micro-anneau telles que [3]:

- La bande passante
- L'intervalle spectral libre.
- Perte d'insertion dans le port Drop.
- Perte d'insertion dans le port Through.
- Taux de rejection
- Le Crosstalk (la diaphonie)

Ces paramètres constituent la base de la conception des structures du filtre à base de micro-anneau utilisées dans cette thèse.

La figure V.4 donne un bref aperçu de certains paramètres importants tels que : le crosstalk, la bande passante, perte d'insertion (IL) et l'espacement des canaux ISL. La diaphonie linéaire peut être définie dans deux catégories. Lorsque des interférences proviennent de la puissance des canaux voisins, elle est appelée diaphonie hors bande. Lorsque, en raison de la commutation et du routage, deux signaux différents interfèrent sur le

même canal, il s'appelle la diaphonie dans la bande. La bande passante d'un filtre est définie comme la largeur -3dB de la puissance de crête à la longueur d'onde centrale. La perte d'insertion est la diminution de la puissance moyenne dans la bande passante du filtre. L'espacement des canaux est la distance entre les longueurs d'ondes centrales de deux filtres consécutifs.

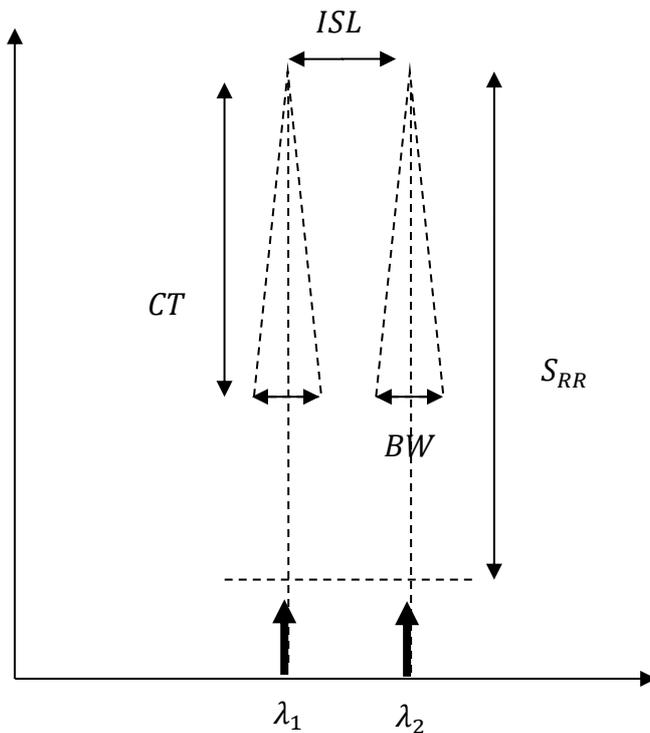


Figure V.4: paramètres d'un filtre en longueurs d'ondes

V.2.1 Bande passante

Une bande passante de 100 Gbit/s est fixée par le cahier de charge. Ce qui imposait une longueur temporelle des impulsions est 40 ps. D'autre part, le spectre WDM étant constitué d'un peigne de longueurs d'ondes réparties tous les 0,8 nm sur une bande d'environ 30 nm de large.

V.2.2 Intervalle spectral libre ISL

L'Intervalle Spectral Libre (**ISL**) signifie la séparation entre deux résonances successives dans le spectre de signal filtré. Il constitue la caractéristique clé dans la conception d'un filtre. Ce paramètre est lié directement au rayon du micro-anneau par la relation suivante :

$$ISL = \lambda/2\pi RN$$

Où N l'indice du matériau constituant le cœur de la structure et R le rayon de l'anneau

Dans le cadre cette thèse, L'ISL souhaité est 15 nm. La panoplie des matériaux polymères utilisés dans l'optique possède un domaine d'indice de réfraction allant couramment de 1,40 à 1,60 à la longueur d'onde télécommunication à 1,55 μm , ce domaine des indices peut s'étendre de 1,30 et 1,70 (voire plus) en utilisant des composites nanoparticules-polymères

Pour la conception de filtre à base des micros anneau, l'indice des matériaux polymères choisis pour la réalisation de ce dernier est estimé grossièrement à $N = 1,6$ (à la longueur d'onde des télécoms à 1,55 μm), en remplaçant ceci dans l'expression de l'ISL et en prenant compte de la bande passante de signale optique (bande passante de 100 Gbit/s) on abouti à une valeur de rayon de micro-anneau qui ne doit pas dépasser 15 μm .

V.2.3 Largeur spectrale

La largeur de filtrage maximale est déterminée de façon qu'on n'extrait une longueur d'onde sans toucher à ses voisines. Ce paramètre est fixé de 1,4 nm pour un ISL minimal de 15 nm (de façon à n'extrait qu'une longueur d'onde sur une fenêtre de 30 nm) [4] .

V.2.4 Finesse

La finesse d'un résonateur est définie comme étant le rapport entre l'ISL et la largeur spectrale (largeur à mi- hauteur) d'un pic de résonance. Pour l'application des télécoms une finesse $F > 10$ (entre 10 et 20) est considérée comme acceptable.

V.2.5 Facteur de qualité Q

Le facteur Q et la durée de vie du mode t à l'intérieur de l'anneau sont liés. Plus Q est grand et plus t est élevé et plus la durée nécessaire pour le couplage de l'énergie est grande. Or pour les télécoms, l'augmentation du débit d'information va de pair avec celle du nombre d'impulsions envoyées ; ces impulsions doivent être les plus courtes possible. Pour résumer, dans les fonctions de traitement de l'information comme les filtres ou les multiplexeurs, le facteur Q doit être suffisamment faible pour que d'une part le débit de données reste élevé et d'autre part, le taux de couplage soit suffisamment faible aussi [5].

V.2.6 Cross-talk (Diaphonie)

Cross-talk ou taux d'extinction est le rapport de l'intensité lumineuse transmise (OUT) sur la puissance incidente (IN) à λ_r . Il correspond à l'efficacité de transmission. Ce terme est aussi utilisé pour le rapport des intensités lumineuses au port ADD sur celle du port IN. Ce paramètre est généralement exprimé en dB. Pour une bonne transmission télécoms, Le niveau de cross talk doit être minimal (assez faible que possible). Pour une bande passante de 100 GHz, un Crosstalk < -26 dB est considéré comme acceptable.

V.2.7 Efficacité d'extraction

L'efficacité d'extraction est le rapport de la puissance extraite (DROP) sur la puissance incidente IN à λ_r (Rapport de la puissance extraite à la longueur d'onde de résonance λ_r sur la puissance incidente à cette même longueur d'onde). Elle est souvent exprimée en % [5].

Le cahier de charge exige d'avoir une efficacité d'extraction maximale. Une efficacité d'extraction est autour de 80 % est suffisante dans le cadre de notre application, à savoir la fonction du filtrage en longueur d'onde. Ainsi, notre cahier des charges nous donne des contraintes sur la largeur spectrale de notre filtre. Il nous impose également d'avoir une efficacité d'extraction (rapport de la puissance extraite à la longueur d'onde de résonance λ_r sur la puissance incidente à cette même longueur d'onde) maximale et un Crosstalk minimal.

V.2.8 Return loss

Le *Return loss* est la partie de l'intensité qui revient vers l'entrée (IN). Cette dernière est très rarement déclarée dans la littérature.

V.2.9 Pertes optiques

Un filtre en longueur d'ondes performant doit avoir des pertes optiques négligeables Pour éviter l'atténuation de signal optique. En fait, les pertes dépendent principalement du contraste d'indice entre les matériaux du cœur et de la gaine et de rayon de courbure de micro anneau. À un contraste d'indice fixé, plus que le rayon de l'anneau diminue, plus les pertes par courbures s'accroissent. Dans notre cas, des pertes aux courbures de l'anneau doivent être inférieures ($< 0,1$ dB/cm).

V.2.10 Taux de couplage

Le taux de couplage entre guide et anneau doit assurer simultanément une très bonne efficacité d'extraction (~80%) et une bonne finesse (>10) [4]. Cette dernière est suffisante pour extraire une longueur d'onde sans toucher à ses voisines dans le cadre d'un filtrage ou d'un démultiplexage en longueurs d'onde

V.3 Contraintes liées à la technologie de réalisation

Les limites de la technologie utilisée pour la réalisation du filtre, imposent un certain nombre des contraintes sur sa conception. Par exemple, le choix de réaliser le filtre par un procédé de photolithographie impose des limites inférieures sur le gap et sur la distance de couplage. Ces derniers contrôles le taux de la puissance couplée entre guide droit et micro anneau et vice versa. Or, dans le cas du micro-anneau de taille réduite et de contrastes d'indice élevés, les gaps doivent être très petits pour favoriser un couplage de mode [5]. Donc, le choix de la technologie de fabrication est primordial dans la conception des composants optiques intégrés.

V.4 Stratégie de conception de filtre en longueur d'ondes à base de micro résonateur

Mathématiquement, le filtre à base de micro anneau peut être décomposé en trois nombre de blocs optiques simplifiés dont le comportement peut être exprimé en fonctions mathématiques. La représentation schématique de ces blocs est illustrée sur la figure V.5. Le dispositif total est constitué de :

- 1) 1^{er} bloc : Deux guides d'ondes droits.
- 2) 2^{ème} bloc : anneau (décomposé en deux guides courbes).
- 3) 3^{ième} bloc : Deux zones de couplage (couplage entre guides d'ondes à micro-anneau).

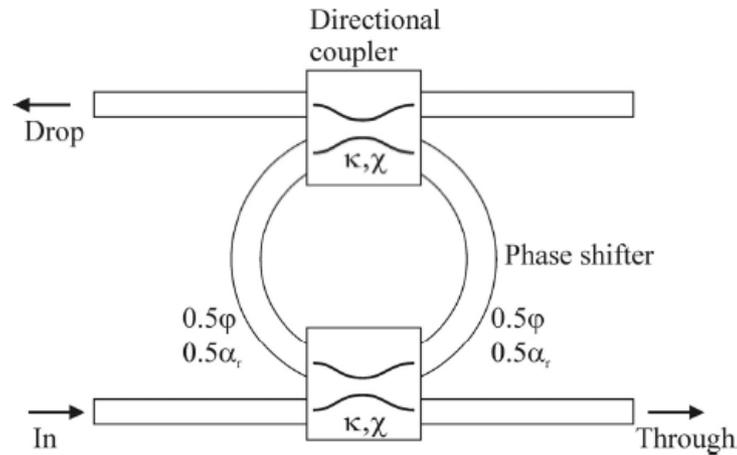


Figure V.5 : différents blocs constituant le filtre en longueurs d'ondes

- Le micro-anneau peut être décomposé par son tour en deux guides: formant deux guides d'ondes courbes(demi-tour). Ces derniers peuvent être décrits par deux déphaseurs, chacun induisant un déphasage de 0.5φ et une perte de $0.5\alpha_r$, où φ est le déphasage et α_r est la perte d'un aller simple à travers le micro-anneau.
- les deux zones de couplage : peuvent être considérés comme des coupleurs directionnels décrits par deux paramètres :
 - κ , qui est la constante de couplage de puissance (la quantité de puissance optique couplée de guide d'onde à micro anneau, ou vice versa)
 - χ est la perte en excédent dans le coupleur (supposée nulle).

Le comportement fonctionnel de filtre dépend des caractéristiques de ces différents blocs. Donc il est indispensable d'effectuer une simulation numérique de paramètres de chaque blocs afin qu'ils répondent aux exigences de système. En exploitant les résultats obtenus, nous devons trouver un compromis entre les paramètres de différents blocs, pour que la meilleure conception du filtre soit trouvée. Mais avant de commencer cette étape, nous allons tout d'abord choisir la géométrie de configuration de couplage entre les guides droits et le micro-anneau ainsi que le couple des matériaux polymères utilisé par le CCLO pour la réalisation de dispositif.

V.4.1 Choix de configuration de couplage

Dans notre thèse, le choix s'est porté sur la conception d'un filtre à base du micro-anneau couplé latéralement à deux guides droits, ou ce qu'on appelle la configuration de

couplage latérale. Bien que cette dernière soit plus facile à fabriquer par rapport à la configuration de couplage verticale, elle est plus compliquée à concevoir.

La complexité majeure est due au fait que les guides d'ondes et le micro-anneau sont réalisés dans la même couche mince et présentent par conséquent la même épaisseur. La seule variable qui fait la différence entre le micro-anneau et les guides d'ondes droits c'est leur largeur. Pour un micro-anneau, la largeur est généralement choisie étendue pour réduire ses pertes par courbure. D'autre part, la largeur des guides d'ondes, doit être suffisamment petite pour assurer la mono-modicité. Cependant, l'augmentation de la largeur du résonateur ne peut réduire les pertes par courbure que légèrement. Par conséquent, si après avoir élargi le guide d'ondes, les pertes sont encore trop élevées pour un certain rayon désiré, la seule option est d'augmenter l'épaisseur de la couche. Cela nécessitera à son tour une réduction de la largeur des guides d'ondes afin que ceux-ci restent monomodaux. Bien que cet acte d'équilibrage fonctionne jusqu'à un certain point, il est finalement limité par la technologie de fabrication qui place une limite inférieure sur la largeur des guides d'ondes [6].

La conception du micro-anneau en couplage latérale peut être décrite en trois phases. Ceux-ci peuvent être résumés comme suit :

- Décidez avec quel couple des matériaux le micro-anneau doit être fabriqué.
- Concevez le résonateur et les guides d'ondes de sorte que : le rayon souhaité de micro-anneau soit atteint avec des pertes acceptables et les guides d'ondes droits soient monomodes.
- Définissez les coefficients de couplage entre guide et micro-anneau, cela se fait en choisissant une longueur appropriée de la section de guide d'onde droite ainsi que le gap.

V.4.2 Organigramme de conception d'un micro-anneau:

1. Commencez par concevoir une géométrie monomodale du guide d'ondes droites. Cette géométrie est utilisée comme un point de départ à partir duquel la morphologie de courbure micro anneau est dérivée.
2. diminue le rayon de ce guide d'onde jusqu'à ce que les pertes par courbures deviennent trop élevées.

3. Réduisez ces pertes en augmentant la largeur du guide courbe et continuez à diminuer le rayon. Ce processus se répète jusqu'à ce que le rayon désiré soit atteint ou aucune amélioration supplémentaire ne soit possible.
4. S'il n'est pas possible d'atteindre le rayon désiré, le processus doit redémarrer à partir de première étape avec un nouveau guide d'ondes monomodal qui a un confinement plus élevé si cela est permis par la technologie choisie.

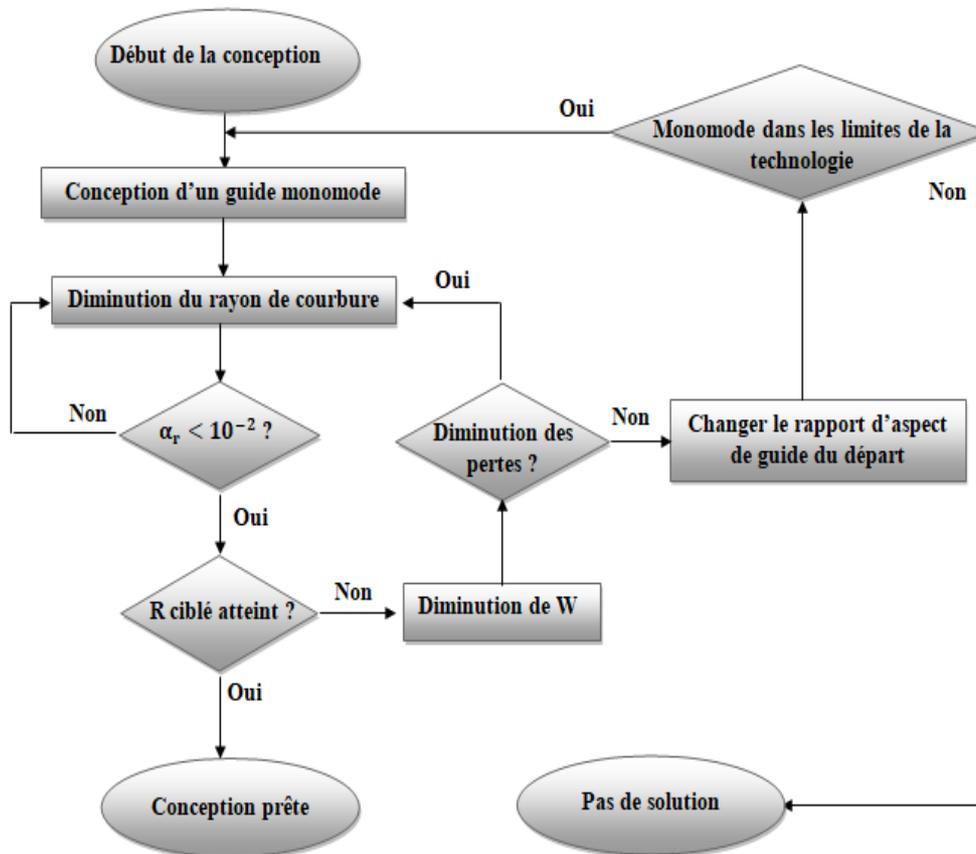


Figure V.6 : organigramme de la stratégie de conception de micro anneau

V.5 Conception d'un guide d'ondes monomode

En optiques intégrées, les guides d'ondes sont les éléments de base de toute fonction passive ou active, telles que : couplage, multiplexage, modulation, filtrage... puisqu'ils assurent l'interconnexion entre les différents composants de circuit optique.

Dans notre cas, les performances du filtre optique à base de micro-anneau, dépendent en partie de la qualité des guides d'ondes optiques (faibles pertes, confinement élevé monomodalités ...etc. sont conçus en polymères. Donc, la conception des guides d'ondes est une étape incontournable pour parvenir à réaliser la fonction de filtrage.

L'objectif de la section suivante consiste à concevoir différentes configurations des guides d'onde monomodes en polymères, caractérisés par de faibles pertes de propagation et par un bon confinement des modes optiques (à 1,55 μm). Pour atteindre notre objectif, il est indispensable de bien choisir les propriétés opto-géométriques de guide d'onde, à travers le choix de couple des matériaux polymères assurant le contraste d'indice le plus élevé que possible et la structure confinant le maximum d'énergie. Dans ce contexte, nous allons nous intéresser particulièrement des structures guidantes à confinement bidimensionnel de types : canal enterré, en ruban et avec nervure qui sont schématisées dans la figure V.7.

V.5.1 Choix de couple des matériaux polymères

Une étape primordiale pour la conception de filtre consiste au choix de couple des matériaux polymères à utiliser dans la réalisation de différentes couches de dispositif. Pour confiner une onde optique à l'intérieur du cœur, il faut que l'indice de matériau composant la gaine soit inférieur à celui du cœur. Le choix d'un couple des matériaux à fort contraste d'indice conduit à un meilleur confinement de la lumière et par conséquent à la réduction de la taille du guide ceci conduit à un régime de propagation monomode.

En fonction de la gamme des matériaux polymères disponibles au laboratoire CCLO au tableau V.1, nous essaierons de concevoir un guide d'onde qui présente un meilleur compromis entre : monomodicité, faibles pertes et bon confinement de l'énergie du mode en optimisant les paramètres opto-géométrique des différentes couches minces constituant le guide d'onde.

En se référant du tableau V.1, nous constatons que le couple des polymères possédant le contraste d'indice le plus fort correspond au :

PVCi (poly(vinyl cinnamate)) qui a un indice de réfraction de 1,582 à 1500 nm ; pour matériau de cœur et PMATRIFE (poly(2,2,2 methacrylate de trifluoroéthyle) ayant un indice de 1,409 à 1550 nm ; pour la gaine. La différence des indices est de ($\Delta n = 0.153$). Néanmoins, le fort contraste d'indice de couple des matériaux n'est pas le seul critère qui doit être pris en considération.

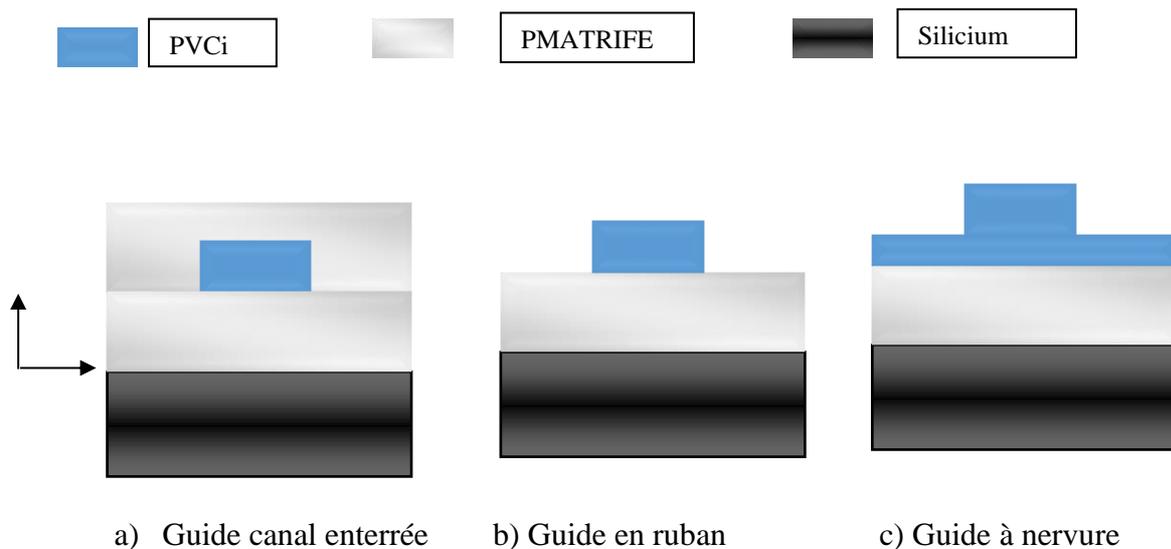
Ils existent d'autres contraintes liées à la nature de ce couple comme : leur compatibilité physico-chimique et thermique. Car, il est possible que les polymères réagissent durant le dépôt par *spin coating*, ou pendant leurs traitements thermiques de recuit, ce qui conduit à la formation de produit de réaction indésirable qui peut altérer les propriétés optiques du dispositif. On outre l'adhérence des couches l'une sur l'autre, et leurs adhérences individuellement sur le substrat sont des critères décisifs. D'autre part l'épaisseur de la gaine, est également un facteur déterminant.

Tableau V.1 : polymères utilisés au CCLO pour la réalisation des guides d'ondes

Cœur	Indice n_c	Gaine	Indice n_g	Δn	Atténuation
PMMA	1.481	PMATRIFE	1.409	0.072	0.8dB/cm
PMMI	1.54	PMATRIFE	1.409	0.113	1.7dB/cm
PVCI insolé	1.562	PMATRIFE	1.409	0.153	
PVC non insolé	1.585	PMATRIFE	1.409	0.176	

V.5.2 Définition des structures des guides d'onde

Après avoir fixé le couple des matériaux polymères PVCI/ PMATRIFE pour la réalisation des guides d'ondes. Nous envisageons de concevoir et de tester 3 différentes configurations des guides qui sont : canal enterré, en ruban et à nervure. Les coupes transversales de ces dernières sont illustrées sur la figure V.7



Figures V.7: configuration des guides proposées pour la conception du filtre

Ces structures confinent les faisceaux dans deux dimensions (x et y) et ne peuvent donc suivre que des trajectoires prédéfinies. D'autre part, la propagation monomode au sein de ces structures est contrôlée par les paramètres opto-géométriques suivants : le contraste d'indice des matériaux qui constituent les différentes couches de guide ainsi que l'épaisseur et la largeur des guides de la section guidant. Dans notre cas le contraste d'indice est fixé, il reste à déterminer les différentes dimensions pour avoir des guides monomodes.

V.5.3 Dimensionnement de guide d'onde

Nous avons effectué une simulation numérique sur différentes configurations des guides d'onde bidimensionnel, afin d'évaluer la taille de guide pour laquelle la propagation soit en régime monomode. D'autre part, les propriétés liées au guidage tel que : l'indice effectif, le coefficient de confinement le nombre et le profil de modes ont été calculées, en prenant compte les paramètres opto-géométrique de la structure guidante, à savoir le couple des matériaux cœur/gaine retenus (PVCi/PMATRIFE) ainsi que les dimensions géométriques des différentes couches. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel de simulation des composants optiques dit OlympIOs, ce dernier est basé sur les différences finies ainsi que d'autres méthodes analytiques présentées dans le chapitre I. Enfin, nous avons effectué des comparaisons entre les résultats obtenus par simulation numérique et celles obtenues par les méthodes analytiques.

V.5.3.1 Simulation numérique des différentes configurations des guides d'ondes

V.5.3.1.1 Présentation de logiciel de simulation OlympIoS

Olympios est un logiciel créé par la société C2V (Concept to Volume), filiale d'Alcatel Optronics aux Pays-Bas. C'est un outil de haute performance pour la conception et la simulation des composants utilisés dans un système optique intégré. La plate-forme logicielle est continuellement améliorée et mise à jour grâce à la collaboration continue avec les clients internes et externes dans le monde entier [7], ce puissant outil de conception des guides d'onde a plusieurs avantages comme : la flexibilité, la fiabilité, remarquable réduction du temps de conception. Par ailleurs, les modules intégrés permettant de faciliter énormément la tâche simulation numérique, ces modules sont :

- Solutionneurs de mode optique (Optical mode solvers)
- Méthode de propagation du faisceau *Beam Propagation Method (BPM)*

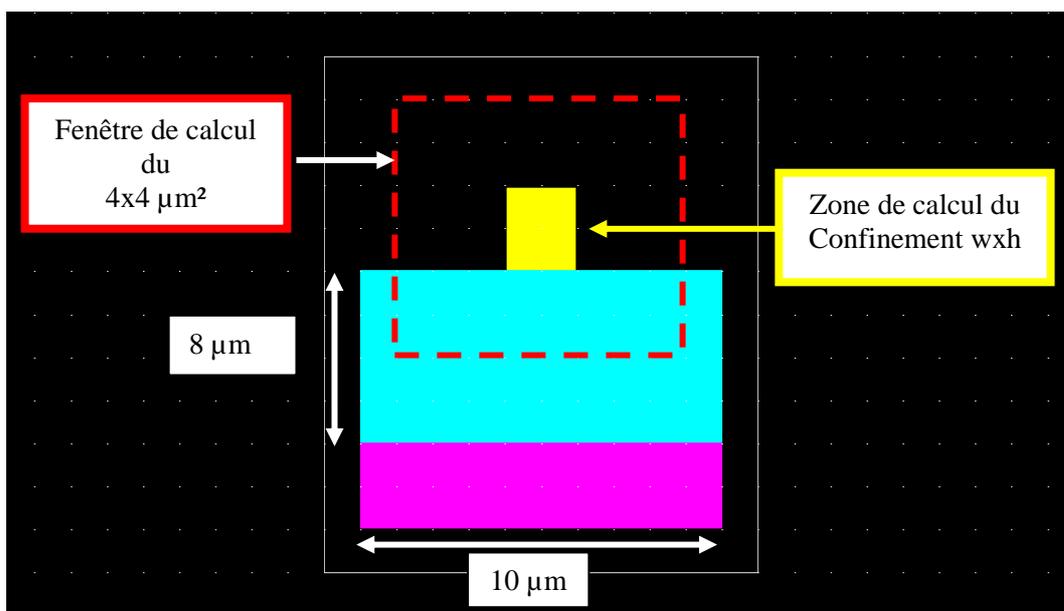
- Propagation bidirectionnelle mode propre (BEP)
- Band 2D

V.5.3.1.2 Olympios « *Cross section* » : Section transversale

La conception d'une structure nécessite la définition de plusieurs paramètres et passe par différentes étapes. Mais avant de commencer, il faut mentionner qu'Olympios donne la possibilité d'étudier la structure selon deux configurations principales, transversale (**Cross section**) ou longitudinale (**Topview**). Dans le cadre de cette étude, on opte pour la configuration transversale, qui s'occupe de l'étude du profil des modes dans la section transversale du guide.

V.5.3.2 Conditions de simulation

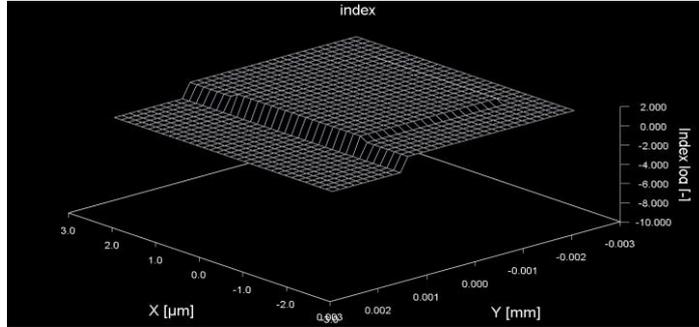
Dans le cadre de notre étude, la longueur d'onde utilisée est celle du domaine des télécommunications (à $1,55 \mu\text{m}$). La polarisation de propagation des modes est TE. Les indices de chaque couche étant fixes. La figure V.8 représente une la fenêtre principale de OlympIOs , sur laquelle les différents paramètres nécessaires à la simulation d'un guide en ruban sont présentées. La simulation consiste à faire varier l'épaisseur h et la largeur w du guide afin d'aboutir à la structure optimale.



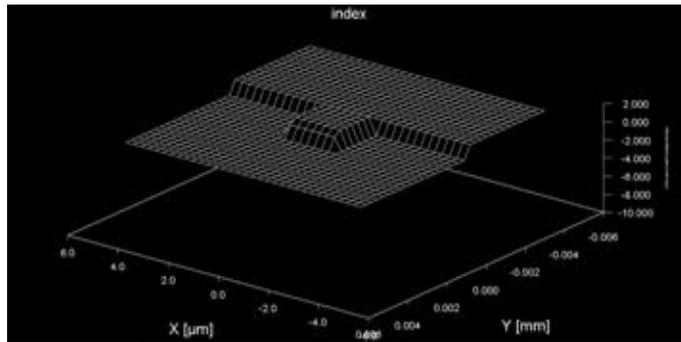
Figures V.8 Paramètres de simulation des guides d'un guide en ruban avec le logiciel OlympIOs

V.5.3.3 Profils des indices de réfraction des différentes configurations

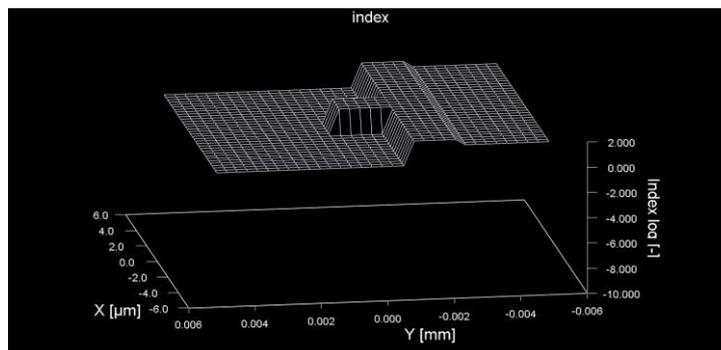
Les profils des indices de réfraction de configurations des guides simulés : canal enterré, en ruban et avec nervure sont illustrés respectivement sur les figures V.9a , V.9b et V.9c



a) Profile de l'indice de guide canal enterré



b) Profile de l'indice de guide en ruban



c) Profile de l'indice de guide avec nervure

Figure V.9 : Profils des indices de réfraction de configurations des guides simulés.

V.5.3.4 Calcul des indices effectifs des différentes configurations

Les indices effectifs des différentes structures sont calculés à l'aide de la méthode des FD-Generic intégrée de logiciel. La simulation OlympIOs nous permet de calculer les indices effectifs correspondant à chaque dimension pour toutes les configurations. Le tableau V.2 donne les indices effectifs correspondant à la structure guide en ruban pour des dimensions de cœur entre 1,5 et 4 μm .

Tableau V.2: Indice effectif de guide en ruban pour les différentes dimensions par simulation.

dimension (μm)	neff
1.5	1.47607659555
2	1.50489564748
2.5	1.52163545216
3	1.53204671741
3.5	1.53891410584
4	1.54366726154

La courbe tracée sur la figure V.8 représente la variation de n_{eff} en fonction de différentes dimensions $h = w$, selon les résultats obtenus par simulation.

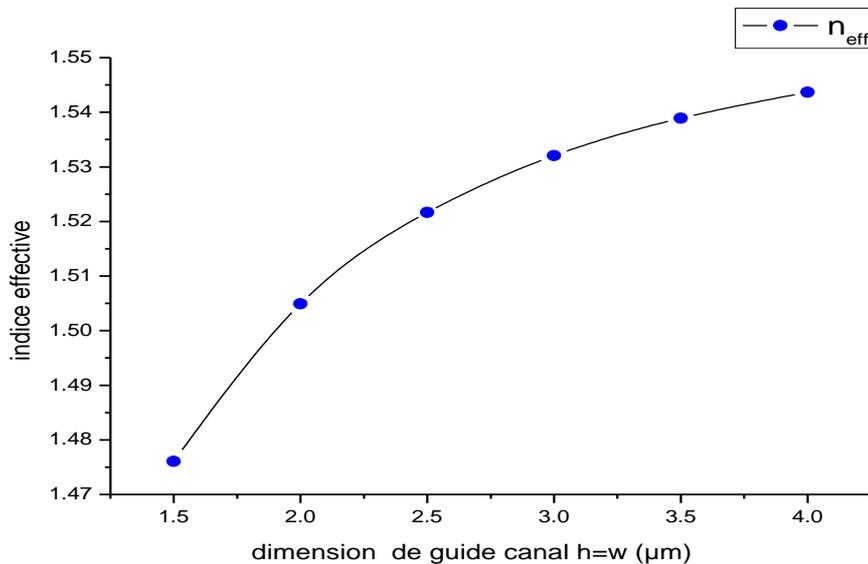


Figure V.10 : Variation de n_{eff} calculé par simulation, en fonction de h dimension de guide canal.

On remarque que l'indice effectif du guide d'onde est proportionnel aux paramètres opto-géométriques dimensions notamment la taille de cœur de ce dernier. D'autre part, nous avons essayé de comparer les résultats de l'indice effectif obtenus par la méthode analytique de l'indice effectif d'une part et celles obtenues par simulation numérique par logiciel OlympIOs d'autre part. En les traçant sur le même repère (figure V.11).

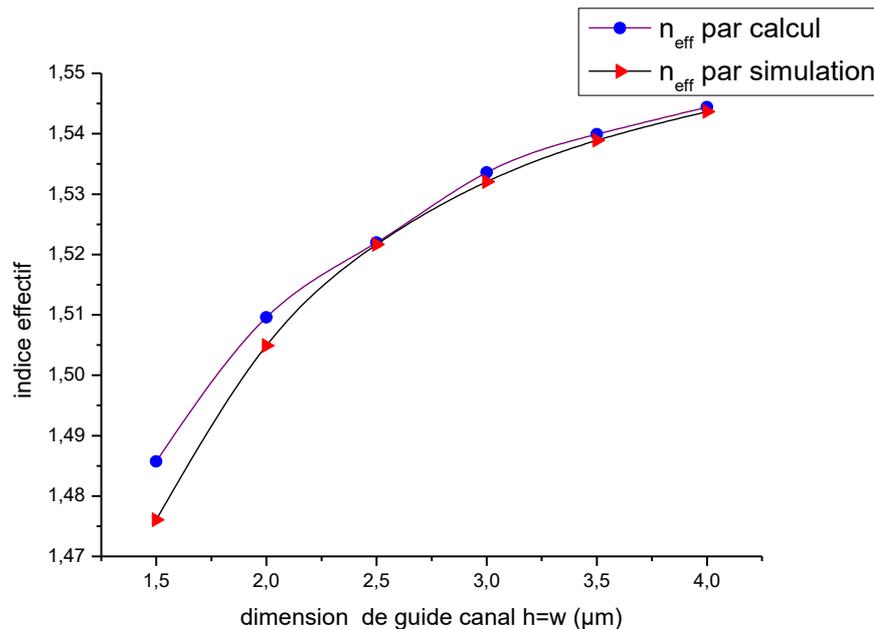


Figure V.11: Comparaison entre la variation n_{eff} en fonction de h obtenue par 2 méthodes.

À partir de la courbe sur la figure V.11, nous remarquons que les deux courbes ont la même allure, ils sont conformes pour les dimensions supérieures à $2,5 \mu m$ et avec un petit décalage pour les tailles de guide inférieure à cette valeur. En effet, la méthode de l'indice effectif utilisée donne des résultats plus exacts puisqu'il suffit de trouver les solutions exactes des équations (II-2 et II-5). Par contre la méthode FD-générique de logiciel OlympIOs, dépend de maillage utilisé.

En fait, le calcul des indices effectif pour les structures canal enterré et avec nervure est un peu compliqué en utilisant la méthode analytique de l'indice effectif. On se contente de calculer les n_{eff} pour ces structures par la méthode numérique FD-générique, incorporée dans le logiciel de simulation puisqu'elle est plus rapide et plus fiable. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure V.12. On remarque que n_{eff} , garde la même allure pour toutes les structures. L'indice effectif, augmente en augmentant la taille de guide d'onde.

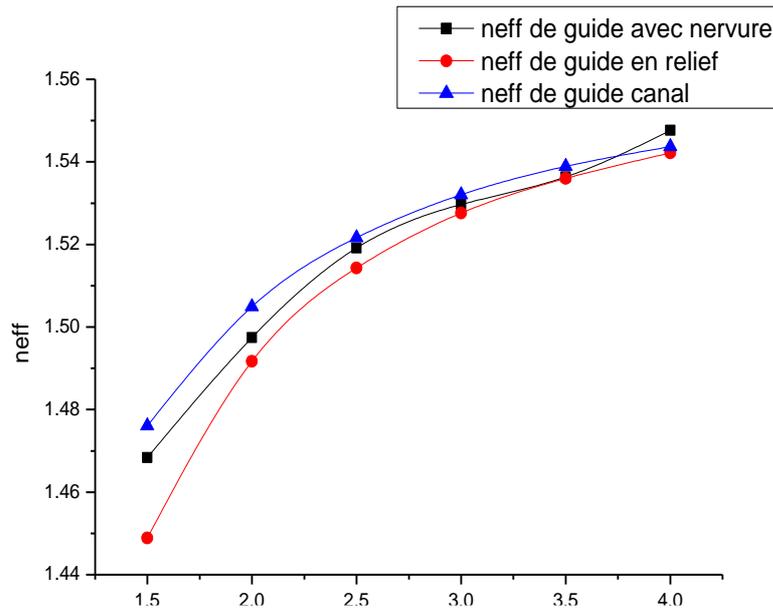


Figure V.12: Comparaison entre n_{eff} pour les différentes structures par simulation

V.5.3.5 Détermination des tailles limites pour la mono-modacité des guides d'ondes

Les guides intégrés doivent être monomodes pour que les fonctions optiques puissent s'intégrer dans les réseaux des télécommunications. La conception doit prendre en considération la largeur w et l'épaisseur h de cœur (la section) du guide d'ondes assurant un guidage monomode.

Pour cela nous nous sommes proposé d'étudier des guides d'ondes des différentes configurations. Par soucis de simplification Nous avons nous considérons que un cœur a une section de forme carrée $w=h$. Le changement des dimensions de cœur a pour but la détermination de l'arête maximale h_{max} , pour laquelle le guide reste monomode. Ce problème peut être résolu de deux manières :

- Analytiquement en utilisant la méthode de fréquence de coupure.
- Numériquement en utilisant un Logiciel OlympIOs .

V.5.3.5.1 Méthode de fréquence de coupure

La méthode de fréquence de coupure nous permet de déterminer la dimension maximale pour laquelle le guide d'onde demeure monomode. Elle consiste à calculer la fréquence normalisée à chaque dimension. La mono-modicité est assurée pour les dimensions

ayant des fréquences normalisées inférieures que la fréquence de coupure. Pour un guide symétrique :

$$\text{La fréquence de coupure : } V_c^m = m \frac{\pi}{2} \quad (IV. 9)$$

$$\text{La fréquence normalisée : } V = k_0 \frac{h}{2} \sqrt{(n_{eff}^2 - n_2^2)} \quad (IV. 10)$$

Pour avoir un seul mode TE, il faut donc que :

$$m = 1 \text{ et } V < V_c^1 \Rightarrow V < \frac{\pi}{2} = 1.5707 \quad (IV. 11)$$

Nous allons appliquer cette méthode sur un guide canal. En utilisant MATLAB. Les résultats obtenus sont classés dans le tableau V.3 .

Tableau V.3 : domaine de mono- modicité dans un guide canal enterré.

Les dimensions (μm)	La fréquence normalisée	Le type de guide
1.5	1.4325	monomode
2	1.5689	monomode
2.5	2.2789	multimode
3	2.9161	multimode
3.5	3.6818	multimode
4	4.4074	multimode

À partir des résultats, on remarque que la fréquence normalisée reste inférieure à la fréquence de coupure jusqu'à $h=2\mu\text{m}$. Au-delà de cette dimension le guide devient multimode. La figure V.13 montre la limite entre le domaine monomode et multimode.

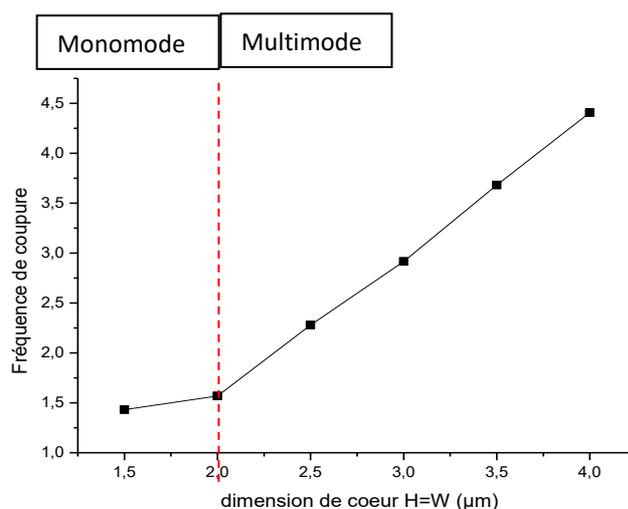


Figure V.13: taille limite pour un guide canal enterré monomode

V.5.3.5.2 Limite de mono-modicité déterminée à partir des profils des modes

Le logiciel OlympIOs, notamment la méthode FD-Generic, nous donne la possibilité d'exposer les profils des modes pour chaque dimension de cœur. En changeant progressivement les tailles de guide et en analysant à chaque fois les profils des modes, on peut distinguer s'il s'agit d'un seul mode (guide monomode) ou de plusieurs. On remarque que tous les guides restent monomodes jusqu'à une certaine dimension critique où un deuxième mode commence à apparaître. Dans ce cas, nous considérons ce guide comme multimode.

Les profils des modes TE calculés à l'aide de la méthode FD-Generic pour des guides canal enterré carrés et guide en ruban de différentes sections sont illustrées à 2D et 3D respectivement sur les figures V-13, V-14 et V-15 et V-16, V-17 et V-18. Nous remarquons le deuxième mode apparaît à partir de dimension 2 μm pour la première structure et 2,5 pour la deuxième. Les résultats des simulations pour les longueurs à partir desquelles les différents guides deviennent multimodes sont regroupés dans le tableau V.4

Tableau V.4: taille max du cœur pour la mono-modicité de différentes configurations de guide.

Structure de guide	La taille max de cœur pour la mono-modicité (μm)
Canal	2
en ruban	2.5
Avec nervure	2

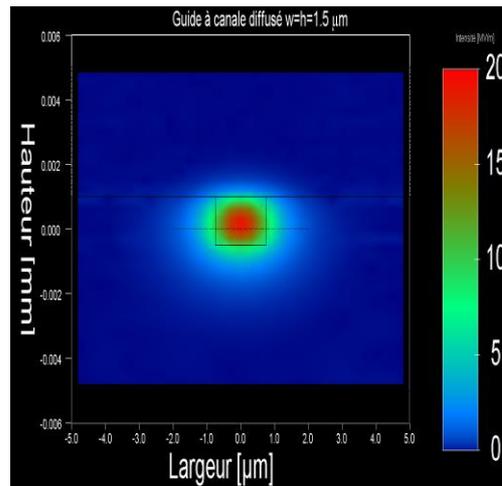
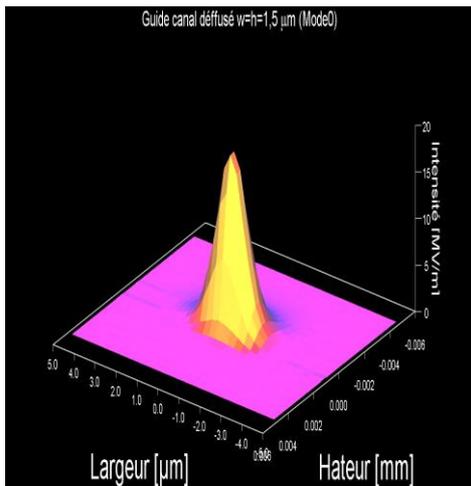


Figure V-13 Profile de premier mode guide canal de section $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

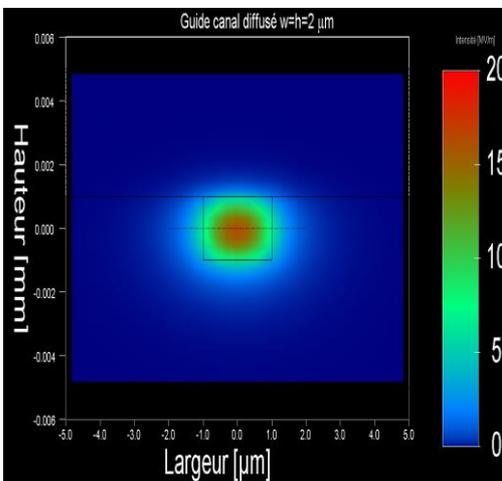
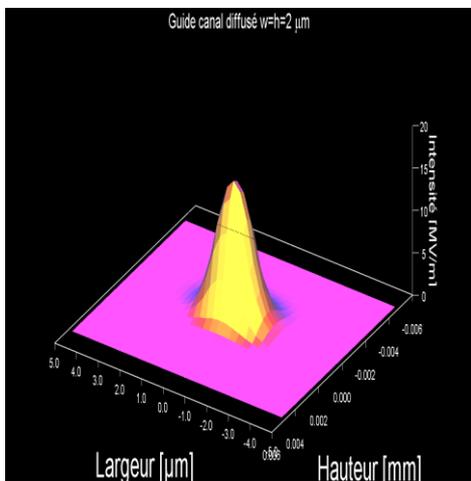


Figure V-14: Profile de premier mode guide canal de section $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

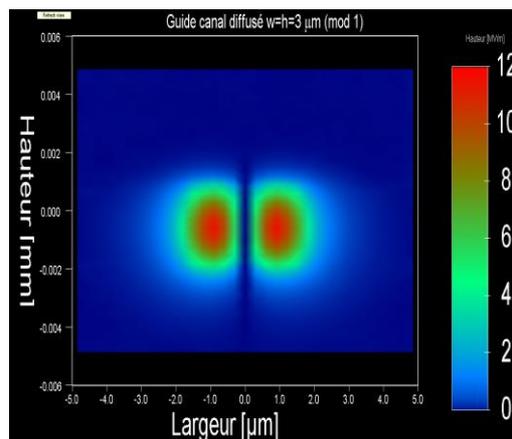
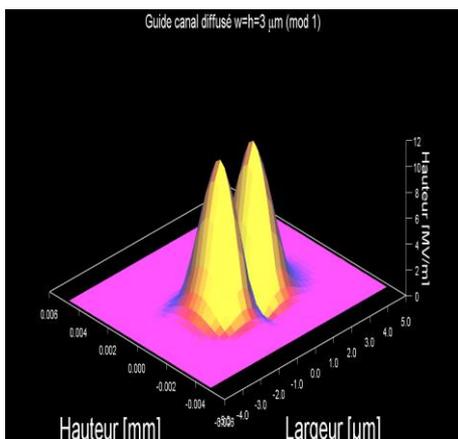


Figure V-15: Profile de second mode guide canal de section $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

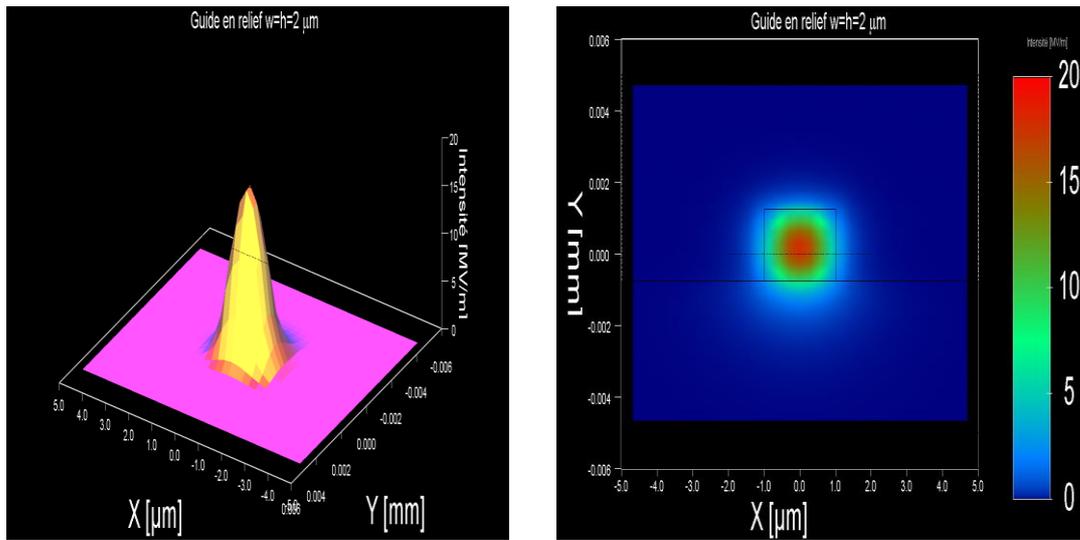


Figure V.16: Profile de premier mode guide en ruban de section $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

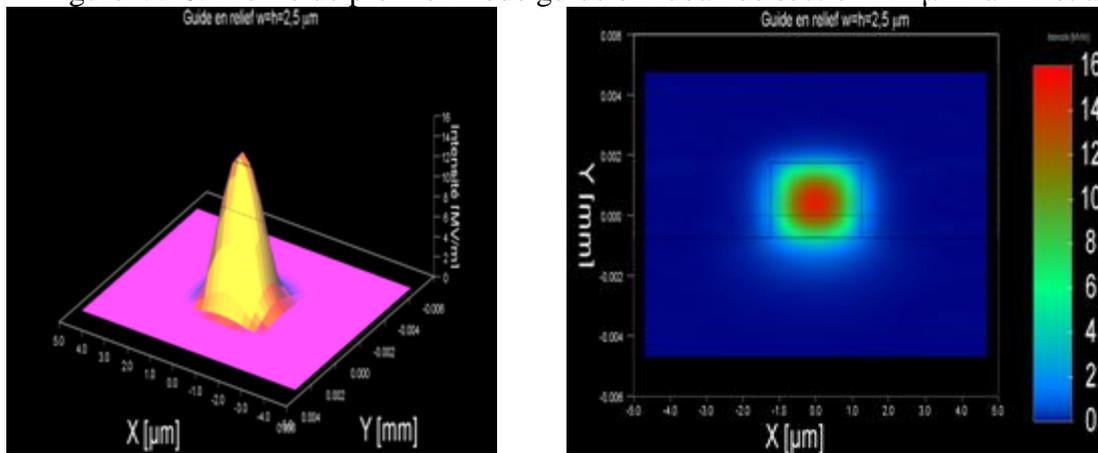


Figure V.17: Profile de premier mode guide en ruban de section $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

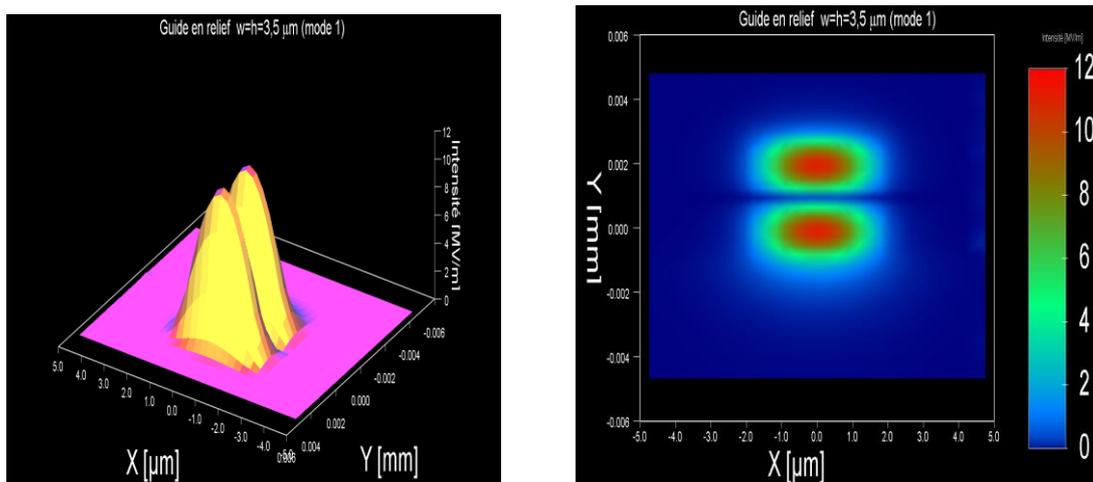


Figure V.18: Profile de premier mode guide en ruban de section $3,5 \times 3,5 \mu\text{m}^2$ à 2D et à 3D

V.5.4 Calcul des pertes dans les différentes configurations des guides d'ondes

Pour concevoir un guide d'ondes, il est indispensable d'évaluer la quantité de lumière absorbée par la matière autrement dit les pertes optiques. Afin d'évaluer ces derniers dans la structure canal enterrée, nous avons utilisé la méthode FD-Generic .

La variation des pertes d'un guide canal pour différentes dimensions est représentée sur la courbe dans la figure V.19 suivante :

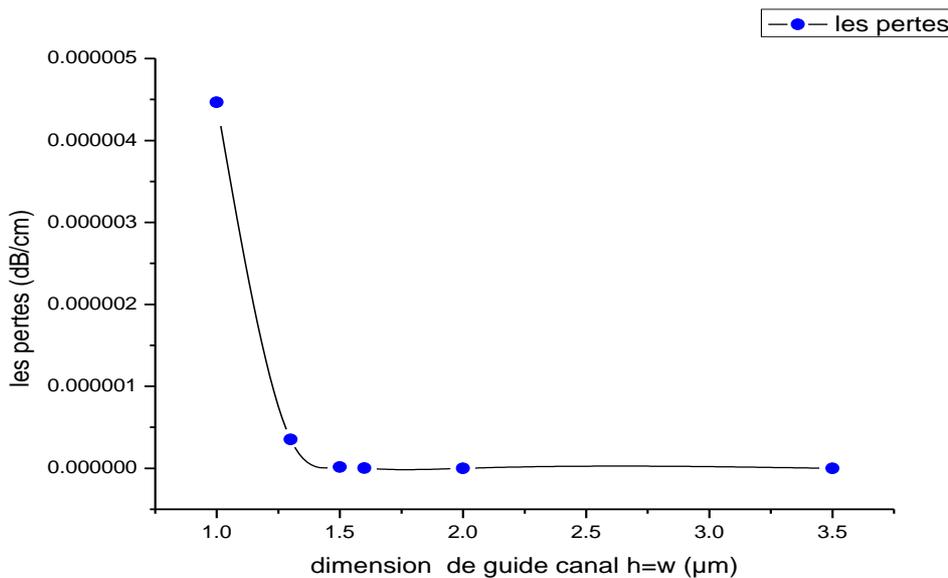


Figure V.19: Variation des pertes par simulation de guide canal pour les différentes dimensions.

Les pertes augmentent rapidement avec le rétrécissement des dimensions du guide d'onde. Cela peut être expliqué par le fait que : les dimensions des cœurs sont inférieures à la section effective des modes propagés donc ils ne peuvent pas confiner la totalité de faisceaux propagée. Plus la taille de guide est petite plus les pertes optiques augmentent. D'autre part, nous remarquons, que pour guides d'ondes de tailles $h \geq 1,2 \mu m$ les pertes restent relativement faibles

V.5.5 Calcul des coefficients de confinement des différentes configurations des guides d'ondes

Le coefficient de confinement est un paramètre très important pour la détermination la puissance guidée. Il est défini comme : le rapport entre la puissance à l'intérieur de guide et la

puissance totale. Nous avons essayé de varier la taille du cœur et de calculer le coefficient de confinement Γ correspondant. La méthode de FD-Generic donne la possibilité de calculer Γ pour chaque mode. La figure V.20 montre la variation des confinements en fonction de la taille de guide.

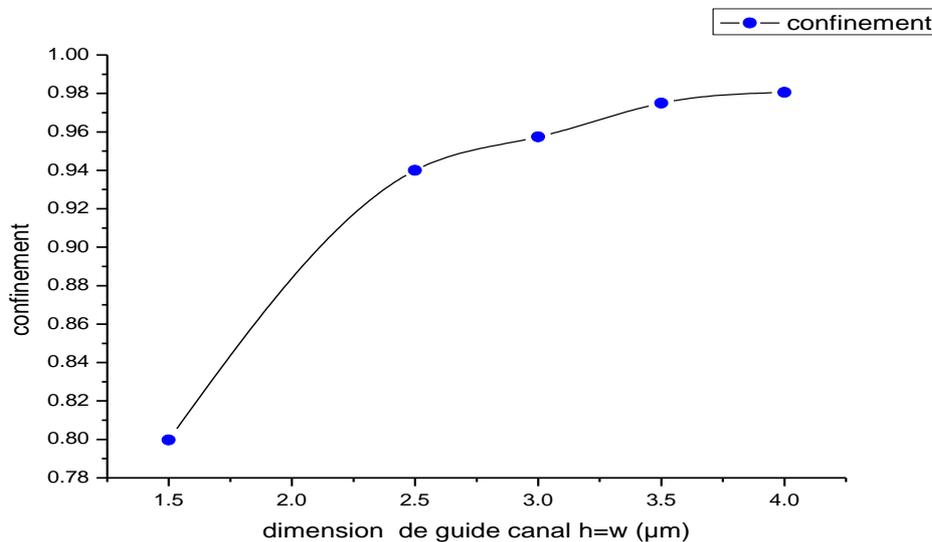


Figure V.20: variation des coefficients de confinement par simulation de guide canal pour les différentes dimensions.

Le confinement maximal est obtenu pour h très grand, ce confinement maximal s'accompagne d'un fonctionnement multimode dans le sens où toute l'énergie est contenue dans le cœur. On a calculé les coefficients de confinement pour les des différentes structures. Les résultats obtenus sont regroupés dans la figure V.21

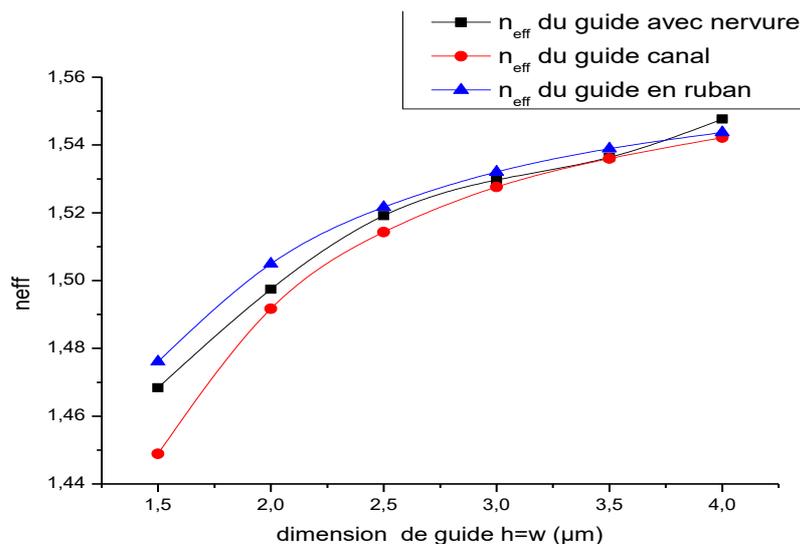


Figure V.21 : variation des coefficients de confinement en fonction de tailles des guides

À titre comparatif, on trouve la même allure pour le changement des coefficients de confinements, en fonction de taille de chaque configuration. Le coefficient de confinement augmente avec l'augmentation de la taille de guide. Puisque les guides des cœurs des dimensions inférieures ne sont pas suffisamment larges pour pouvoir contenir la totalité de faisceaux injectés, ce dernier est supposé de forme gaussienne de section ayant un diamètre $5\mu\text{m}$. donc à chaque fois qu'on augmente la taille de cœur on aura une plus grande capacité de contenir l'intensité injecté par conséquent le coefficient de confinement augmente. D'autre part, ce résultat est en parfait accord avec les résultats des pertes. Puisque la diminution des pertes implique l'augmentation de confinement.

V.5.6 Choix de la structure de guide

En comparant les trois courbes de confinement, on trouve que la structure qui confine mieux la lumière c'est le guide en ruban. Ceci est dû au fait le cœur en PVCi ($n = 1,56$) de cette structure est entouré par l'aire ($n = 1$) ce dernier constitue une gaine supérieure, dans ce cas le contraste d'indice devient supérieur $\Delta n = 0.56$. Avec un tel contraste, on peut réaliser une structure de la taille souhaitée avec des pertes négligeables.

Pour les méthodes analytiques, on a choisi de travailler uniquement sur les guides en ruban de section carrée $w=h$, puisqu'ils possèdent toujours un mode fondamental guidé. Les guides intégrés doivent être monomodes pour que les fonctions optiques puissent s'intégrer dans les réseaux des télécommunications. Pour cela on a choisi de prendre une taille de guide égale faible $w=h = 1.5\mu\text{m}$.

La section prochaine représente la simulation numérique d'un micro anneau qui peut être simulé à un guide d'ondes courbe.

V.6.1 Conception du résonateur micro anneau monomodes :

Fondamentalement, trois paramètres doivent être pris en considérations lors de la conception d'un micro anneau utilisé dans un filtre en longueur d'ondes : les compensations de phase, la mono-modalité et les pertes optiques. Le choix du système de matériaux et de la technologie disponible offre un ensemble de limites pour les paramètres liés aux matériaux et à la géométrie qui entrent dans la conception de filtre.

Le choix de la configuration de couplage latérale entre guide et micro-anneau effectué au début, implique que ces derniers soient structurés dans la même couche mince, ce qu'il fait que les épaisseurs des couches de guidage de l'anneau et de guide d'onde droit soient identiques. Cependant, ce n'est pas le cas en général pour leurs largeurs.

L'optimisation de la conception de micro anneau afin d'avoir une propagation monomode nécessite la détermination des paramètres comme : hauteur (h), largeur (w) des micro-anneau. Pour ce faire, nous allons calculer les modes optiques dans la section transversale à l'aide de solveurs de mode (Bend 2D). (Logiciel OlympIOS). En outre, différents outils de simulation numérique et des méthodes analytiques sont employées dans le cadre notre thèse pour calculer des paramètres important comme : l'indice effectif, la perte par courbure, coefficient de confinement, et le nombre de modes d'ordre supérieur.

La simulation numérique pour la conception du MR sera effectuée pour une longueur d'onde de 1550 nm. Les résultats sont exposés et commentés par la suite.

V.6.1.1 Calcul des pertes par courbure

En effet, pour évaluer les pertes par courbure dans un micro résonateur, il suffit de les calculer dans des segments des guides d'onde courbés.

À titre comparatif on va calculer les pertes dans plusieurs structures (configurations) canal, en ruban et à nervure, cela nous permet d'avoir une idée sur la structure qui confine mieux les modes de propagation, autrement dire celle qui guide le maximum d'énergie. Pour ce faire, nous avons utilisé trois méthodes de calcul : deux méthodes analytiques :

- 1) La première c'est la méthode de : Marcattilli – Miller
- 2) La deuxième c'est la méthode de : Marcus
- 3) La troisième est une méthode de simulation numérique intégrée dans un logiciel OlympIOs nommée Bend-2D , elle s'appuie sur le principe des différences finies, elle constitue un outil très puissant pour le calcul des pertes par courbure observées dans les deux modes de propagation (TE et TM) en fonction des rayons de courbure.

V.6.1.1 Calcul des pertes par courbure par les méthodes de Marcatili -Miller et de Marcus

Pour faciliter la tâche, nous nous sommes proposé de réaliser deux programmes en MATLAB pour chacune des deux méthodes analytiques Marcatili et Marcus. Les pertes sont calculées en dB /cm. Les résultats des pertes par courbure en fonction des différents rayons d'anneau sont représentés pour chacune des configurations dans les courbes suivantes : figures (V.22, V.23).

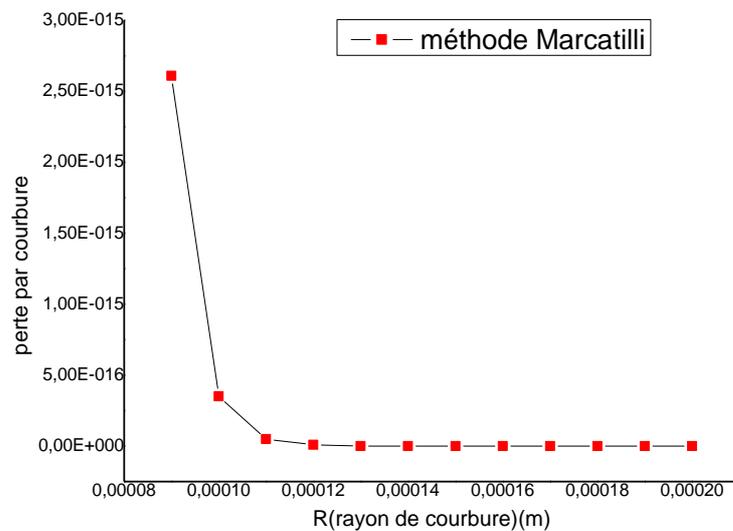


Figure V.23: Résultats des pertes calculées par méthode Marcatili - Miller

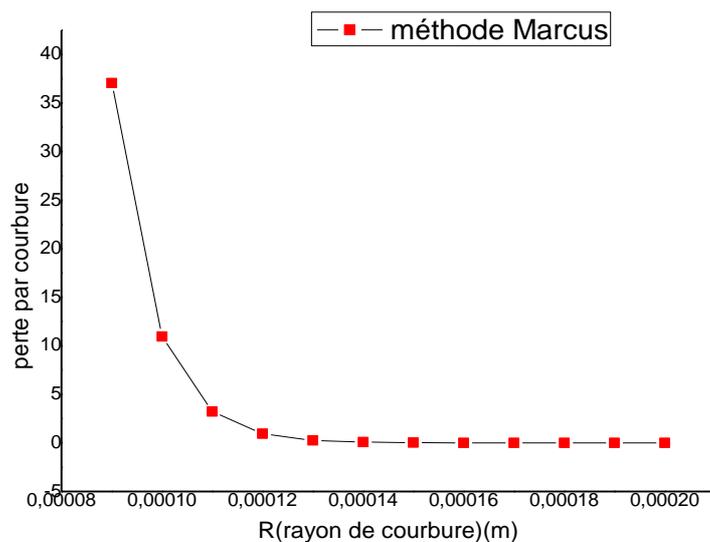


Figure V.24: Résultat des pertes calculées par méthode Marcus.

Nous remarquons que : les pertes augmentent avec la diminution de rayon de courbure. La variation des pertes est beaucoup plus sensible pour les rayons de courbure inférieure, pour toutes les structures des guides d'onde courbés. Par contre les pertes pour les rayons de courbure élevés supérieurs $150 \mu\text{m}$ négligeables.

En effet, les résultats obtenus sont en parfaites concordances avec la littérature à savoir une allure de diminution (exponentielle). Ceci est dû au fait que :

Le rayon de courbure influe sur le profil des modes guidés. Puisque l'indice effectif se déforme en s'éloignant du centre de cœur (figure. V.25) donc, le mode est légèrement déplacé vers l'extérieur de l'interface cœur – gaine. Par conséquent, une perte se produit quand le rayon de courbure change. Les pertes par courbure pure peuvent être décrites comme des pertes de rayonnement. Elles sont décrites par le modèle suivant :

Le processus de perte de radiation par courbure peut être perçu de la façon suivante : les photons du mode optique localisé à une distance supérieure à $R + X_r$ du centre de courbure ne peuvent pas se déplacer assez vite pour suivre le reste du mode. Ils s'en séparent donc et sont perdus dans la gaine.

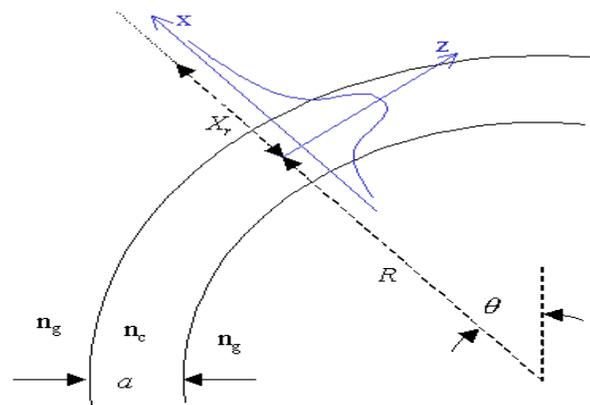


Figure V.25 mécanisme des pertes par courbure dans un guide courbe.

Si on essaye d'exprimer cela de façon plus rigoureuse, au-delà du rayon $R + X_r$ la vitesse de groupe devrait dépasser la vitesse de la lumière dans la gaine pour pouvoir préserver le front d'onde, or ce n'est pas possible, donc cette partie du mode est perdue. Comme $\omega = d\theta/dt$ doit être le même sur tout le front d'onde, on peut en déduire.

En effet les pertes sont inversement proportionnelles au rayon de courbure en vertu de la relation ($\alpha_c = C_1 e^{-C_2 R}$). C'est-à-dire :

$$R \uparrow \Rightarrow C_2 R \uparrow \Rightarrow e^{-C_2 R} \downarrow \Rightarrow \alpha_c \downarrow \dots\dots\dots V-12$$

V.6.1.2 Calcul des pertes par courbure par la méthode numérique Bend2D

En plus de résultats obtenus par les méthodes analytiques, nous avons calculer les pertes en fonction de R par la méthode « Bend -2D », il suffait juste d'introduire les indices de cœur, de la gaine et du substrat, en plus de la détermination de la structure de guide notamment pour le guide canal de dimension $h = 1,5\mu m$. La méthode Bend 2D, nous donne la possibilité d'observer les profils des modes ainsi que leur emplacement dans le guide.

La représentation graphique de ces résultats est donnée par la figure V.26. L'allure de la courbe est similaire à celle des courbes obtenues par les deux méthodes analytiques. C'est-à-dire, elle diminue d'une façon exponentielle des pertes en fonction de rayon de courbure. D'autre part, les figures suivantes obtenues par simulation donnent, le positionnement de mode principale dans la section transversale, pour différent rayon de courbure dans une structure canal

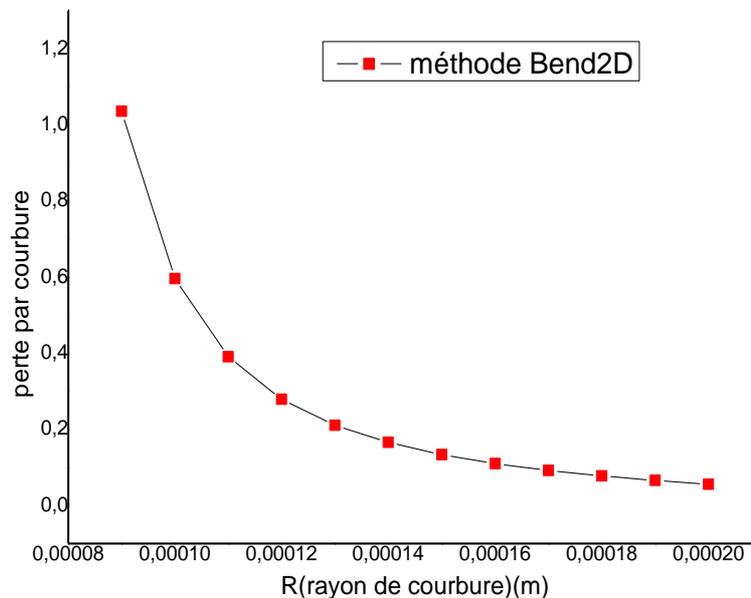


Figure V.26 : résultat des pertes calculées par méthode Bend-2D.

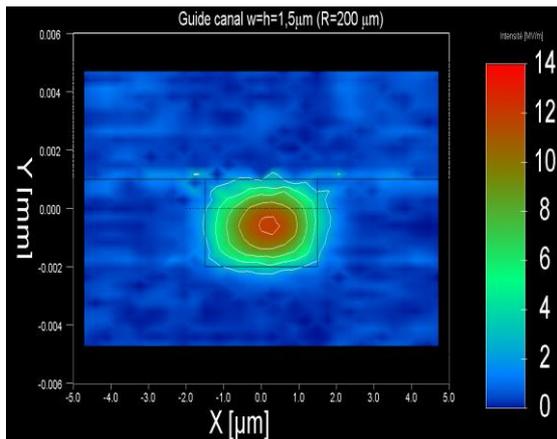


Figure V.27 a) : Le mode pour $R=200\mu\text{m}$

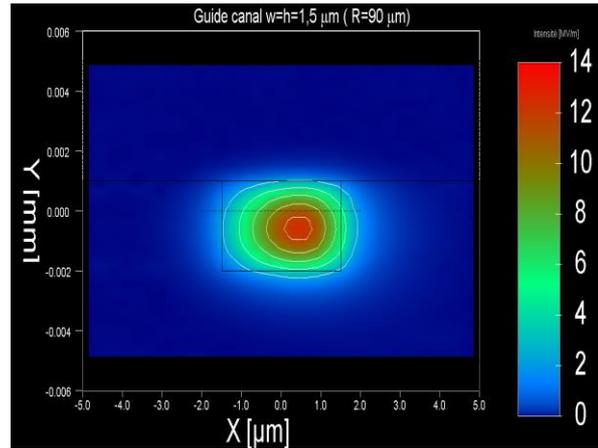


Figure V.27 b) : le mode pour $R=90\mu\text{m}$

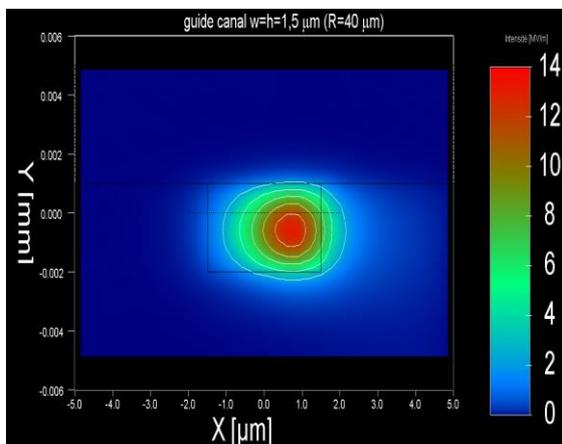


Figure V.27 c) : le mode pour $R=40\mu\text{m}$

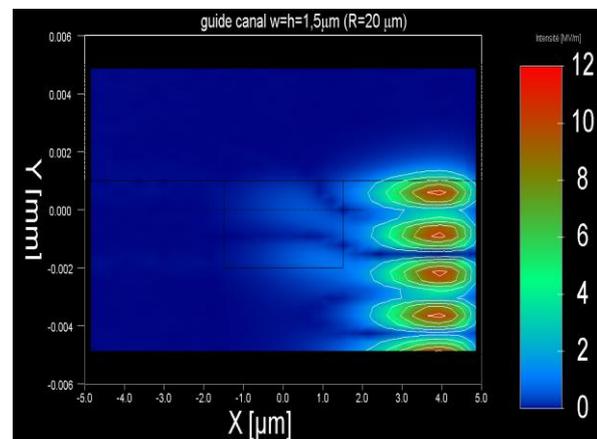


Figure V.27 d) : les modes pour $R=20\mu\text{m}$

On remarque que le mode principal s'échappe de cœur vers (l'interface cœur/gaine) en fur et à mesure que le rayon de courbure diminue. Dans la figure V.27 a pour un rayon $R=200\mu\text{m}$ (rayon de courbure élevé) le mode se trouve complètement dans le cœur les pertes sont minimale par contre dans la figure V.27 d) on remarque que pour $R=40\mu\text{m}$ (rayon courbure faible) le mode se trouve complètement sur la gaine. La perte dans l'intensité de la lumière est très grande. Cela confirme les résultats que nous avons obtenus précédemment.

V.6.2 Étude comparatives des résultats des pertes par courbure calculées par les différentes méthodes

Pour comparer entre trois méthodes qui nous permettent de calculer les pertes par courbure dans la structure canal, nous avons tracé les courbes représentatives des ces méthodes sur la figure V.28.

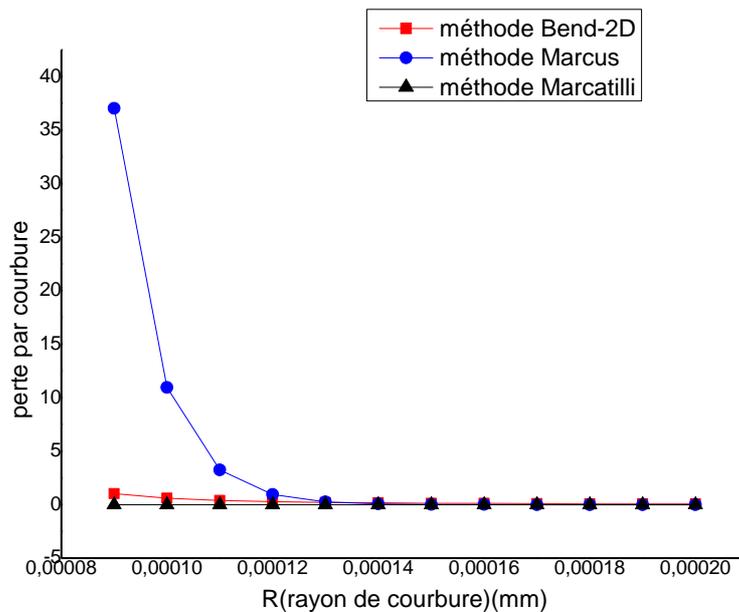


Figure V.28 : Comparaison la simulation avec la méthode analytique.

Nous remarquons que : les trois méthodes se coïncident pour les rayons de courbure élevés, par contre il existe un décalage significatif entre elles pour des rayons $< 110 \mu\text{m}$. la méthode de Marcus est distingué par son allure qui s'accorde le plus avec la littérature.

Par ailleurs, il est clair que la méthode de simulation Bend 2D représente un état intermédiaire les deux méthodes analytiques. Pour calculer les pertes observées dans les trois guides, on utilise la simulation numérique par la méthode Bend-2D. Les pertes pour les différentes guides d'onde courbure sont tracées sur la même figure V.29

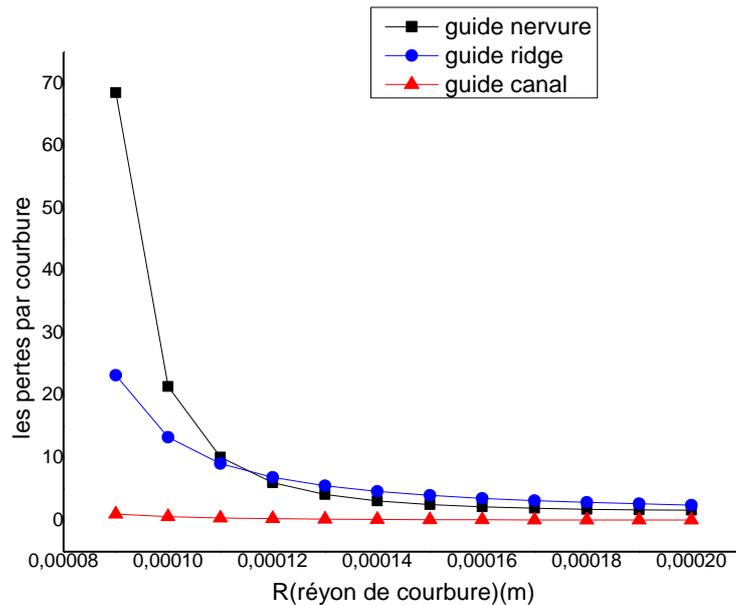


Figure V.29: les pertes en fonction de rayon de courbure pour différents guides.

On remarque que les pertes augmentent avec la diminution de rayons de courbure, ce résultat peut être expliqué de la manière suivante :

Le rayon de courbure influe sur le profil des modes guidés. Le centre du mode est légèrement déplacé vers l'extérieur de l'interface cœur-gaine. Par conséquent, une perte de transition se produit quand le rayon de courbure change. En plus, puisque le mode guidé n'est pas centré dans le cœur, on remarque que l'intensité de la lumière à l'interface cœur/gaine est d'autant plus grande que le rayon courbure est plus petit.

Les pertes par courbure pure peuvent être décrites comme des pertes de rayonnement. Elles sont décrites par le modèle suivant :

L'avant de phase d'une onde – mode - guidée demeure planétaire autour d'une courbure. Par conséquent, la vitesse de phase augmente avec l'augmentation de la distance du centre de la courbure, À un certain point du côté externe du guide d'ondes courbé, cette dernière dépasserait la vitesse de la lumière. Ce qui provoque, le rayonnement de la queue externe du mode à l'extérieur de la structure de guidage.

On remarque que la structure qui présente le minimum des pertes parmi les trois guides, c'est bien le guide en ruban. Cela est dû au fait que le cœur dans ce type de guides est entouré de trois coté par le même milieu (gaine PMATRIFE) ce qui donne plus de confinement en plus le profil de mode est le plus symétrique possible.

V.6.3 Indice effectif en fonction de rayon de micro-anneau

Nous avons calculé par la méthode de simulation Bend2D l'indice effectif d'un guide canal pour différents rayons. La variation des pertes en fonction de rayon de courbure est représentée sur la courbe sur la figure V.30.

Cela peut être expliqué en se basant sur le modèle de la transformation conforme relatée largement dans la partie théorique. Logiquement, le mode qui se propage dans un guide courbé possède une vitesse et un indice effectif qui varient sur la même section à cause de courbure. Dans un micro-anneau n_{eff} est donnée en fonction de R par la loi suivante :

$$n_{eff} = \frac{\lambda}{2\pi R} \dots\dots\dots III-2$$

Équivalent à la définition de l'indice de réfraction $n = c / V\phi$ (c célérité de lumière), donc nos résultats sont en parfait accord avec la littérature.

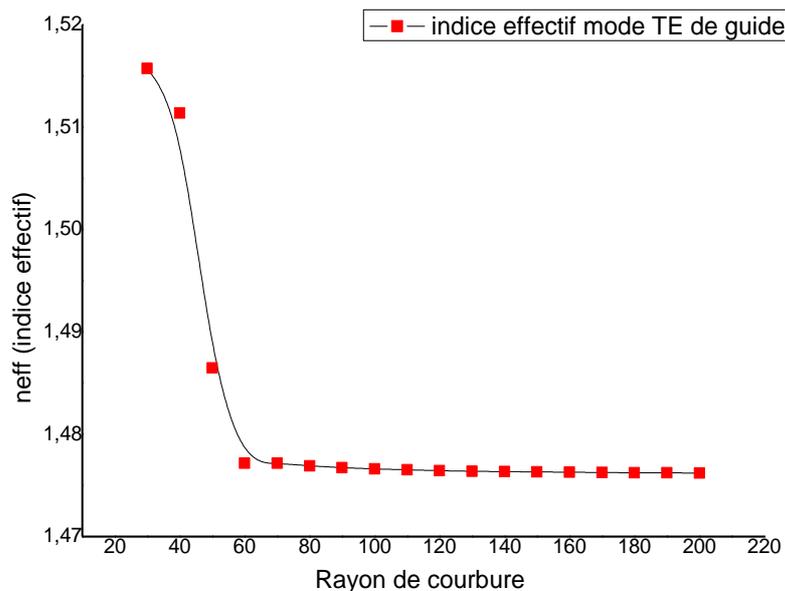


Figure V.30 : variation de n_{eff} en fonction de rayons de courbure R de guide canal

De la même manière et à titre comparatif, on trace la variation de n_{eff} en fonction de R pour la structure nervure, la courbe a une allure similaire à celle tracée au figure V.31.

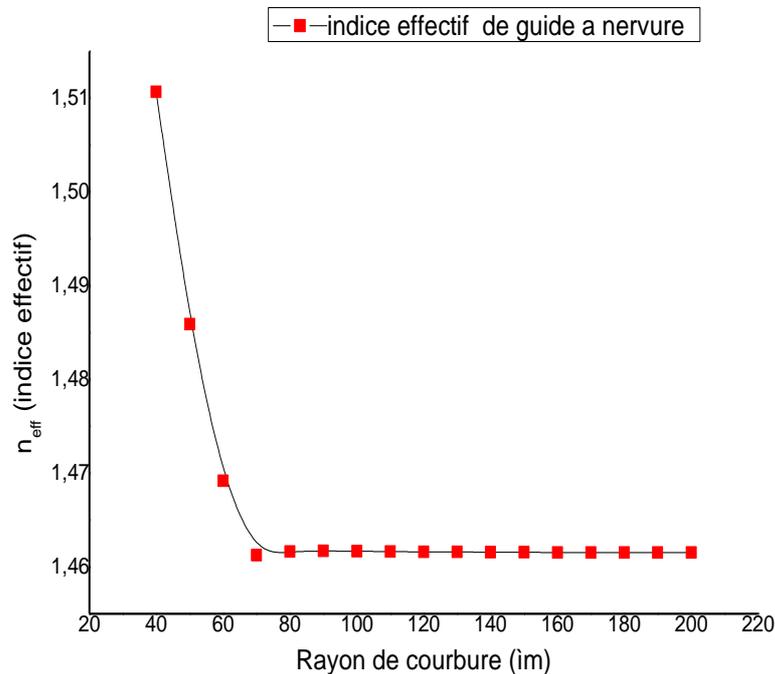


Figure V.31: variation de n_{eff} en fonction de rayons de courbure R de guide à nervure

V.6.4 Calcul des coefficients de confinement en fonction de rayons de micro-anneaux

Enfin, pour confirmer les résultats des pertes, nous nous sommes proposé de calculer le coefficient de confinement noté Γ qui représente la puissance de mode à l'intérieur de cœur par rapport à la puissance totale. Pour ce faire, on utilise la simulation par la méthode Bend-2D. La variation de coefficient de confinement de Γ et les pertes par courbure de guide en ruban de dimension $w=h=1,5$ en fonction de rayon de courbure, est représentée sur la courbe sur la figure V.32.

La valeur de coefficient de confinement augmente au fur et à mesure que le rayon de courbure augmente. Nous pouvons raisonner en termes de perte. En effet lorsqu'un faisceau laser n'est pas bien confiné dans la structure, il va subir des pertes importantes donc : le moins est la valeur de coefficient de confinement, le plus est la valeur des pertes dans le guide. Ceci est illustrée sur les courbes représentatives des variations de α_c et Γ en fonction de R . Figure V.32

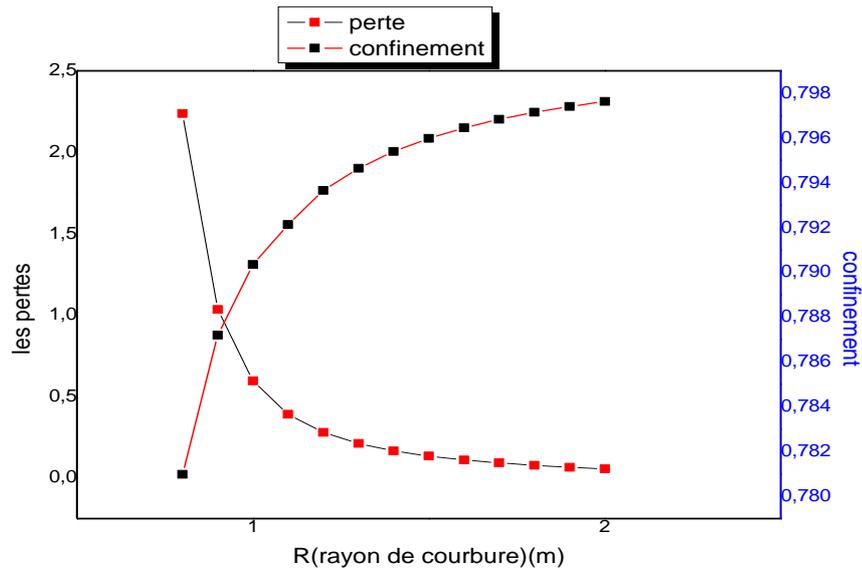


Figure V.32: Coefficient de confinement et les pertes par courbure en fonction de courbure.

V.6.5 Choix de la structure du guide pour la réalisation du filtre en longueurs d'ondes

La structure retenue pour la conception du filtre dans le cadre de notre thèse est le guide d'onde en ruban à saut d'indice, constitué d'un cœur en PVCi, déposé sur une couche PMATRIF intégrée sur un substrat de silicium. Ce choix est motivé par le fort contraste d'indice de cette structure comparant au guide canal enterré et au guide avec nervure. Ce qui conduit à un meilleur confinement et un minimum de pertes par courbure.

V.7 Simulation de la zone de couplage : guide d'ondes / micro-anneau

Après avoir déterminé les différents paramètres Opto-géométrique des guides d'ondes et du micro anneau par simulation. Nous allons maintenant, se focaliser sur l'étude de la zone de couplage entre les deux. En effet, le positionnement du micro anneau par rapport au guide d'ondes appelé souvent *gap*, définit le taux de l'énergie couplé entre les guides d'ondes et le micro anneau ou ce qu'on exprimé par des coefficients appelés de couplage. Ces derniers sont d'une importance particulière puisque la performance du résonateur dépend fortement des couplages par conséquent ils agissent directement sur le comportement fonctionnel souhaité de micro résonateur pour une perte et un rayon donné. Donc, la conception du filtre à base micro anneau ne peut être finalisée que lorsqu'on définit ces coefficients. D'autre part, en se basant sur le modèle de matrice de diffusion discuté au chapitre III, nous constatons

l'influence l'influence des coefficients de couplage sur de nombreuses caractéristiques telles que : perte d'insertion, cross talk, taux d'extinction, la bande passante de filtrage, la perte d'insertion, la diaphonie et la séparation des canaux

V.7.1 Détermination des coefficients de couplage

Le problème de la détermination des coefficients de couplage peut être très difficile. Bien que le Théorème de Mode Couplé permette de calculer ces coefficients entre deux guides droits, il n'existe pas des méthodes analytiques exactes permettant de les estimer entre un anneau et guide d'onde droit. Dans ce cas, il est indispensable d'utiliser des méthodes numériques telles que le FDTD ou le BPM pour une simulation plus réaliste de la quantité de couplage du guide d'ondes au MR. Dans notre thèse nous avons effectué une série des simulations numériques pour calculer les coefficients de couplages entre anneau et guide d'ondes droit en fonction des différents paramètres, notamment le gap. En utilisant le Théorème Mode Couplé, puis le logiciel commercial RSOFTE basé sur la méthode BPM.

V.7.2 Coefficient de couplage en puissance

Dans la photonique intégrée, un micro-anneau peut être couplé à un guide d'ondes droit comme il peut être couplé à un autre anneau adjacent. Ce couplage est généralement réalisé par le mécanisme d'onde évanescente bien décrit par la théorie du mode couplé (CMT). Cependant, la CMT standard appliqué qui décrit le couplage entre deux guides droits, doit être modifiée pour tenir en compte de l'effet de la courbure lors du le couplage à un guide d'onde courbés

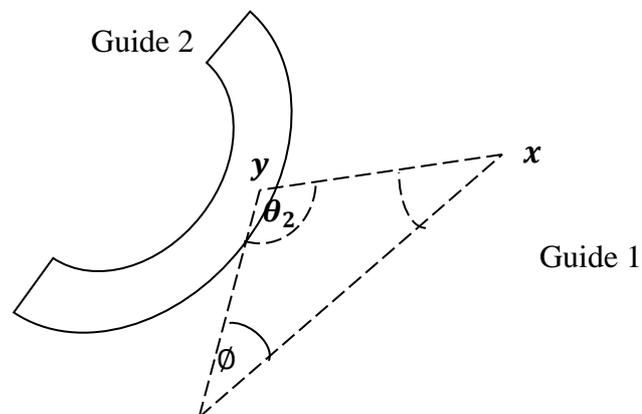


Figure V 33 couplage entre deux guides d'ondes courbés.

Les Équations de Modes Couplés EMC (EMC) décrivent un pair de guides d'ondes courbés couplés arbitrairement (comme le montre la figure V.33) sont décrites dans [7-9].

$$\frac{da_1}{dx} = i\beta_1 a_1 + ic_1 a_2$$

$$\frac{da_2}{dy} = i\beta_2 a_2 + ic_2 a_1$$

- x et y sont des coordonnées curvilignes qui suivent les guides 1 et 2, respectivement
- a_i et c_i ($i = 1, 2$) sont des amplitudes de champ dans chaque cœur.
- $\beta_1(x)$ et $\beta_2(y)$ sont les constantes de propagation des deux cœurs.

Ces équations supposent que la puissance est conservée le long de chaque section c'est-à-dire $d(|a_1|^2 + |a_2|^2) = 0$, et des guides d'ondes sans perte de sorte que $\beta_1(x)$ et $\beta_2(y)$ sont réels, et le processus de couplage est sans perte de sorte que c_1 et c_2 sont réels. De ces hypothèses, il s'ensuit que $c_1 dx = c_2 dy$. On suppose que principalement le couplage se produit entre les points x et y de telle sorte que la symétrie entre les guides d'ondes soient préservées, c'est-à-dire $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, où θ_1 et θ_2 sont les angles de \vec{xy} Par rapport aux tangentes de guide local. On suppose que les coefficients de couplage moyens peuvent être écrits comme $(c_1 c_2)^{1/2} = c_0 \cos(\pi - 2\theta)$, où c_0 est le coefficient de couplage pour les guides d'ondes parallèles avec la même structure en coupe transversale et la séparation.

Les Équations Modes Couplés EMC, peuvent être davantage simplifiées si l'on constate que, à moins que l'angle de divergence du guide d'onde $\varphi = \pi - 2\theta \ll 1$, un couplage négligeable aura lieu. Par conséquent, l'approximation $\cos(\pi - 2\theta) \approx 1$ peut être réalisée. La deuxième simplification consiste à «projeter» les EMC sur une ligne droite avec une coordonnée z qui représente une direction de propagation efficace. L'équation (3.8) peut être réécrite comme :

$$\frac{da_1}{dx} = i \left(\beta_1 \frac{dx}{dz} \right) a_1 + i \left(c_1 \frac{dx}{dz} \right) a_2 = i\beta_{1eff} a_1 + iC a_2$$

$$\frac{da_2}{dy} = i \left(\beta_2 \frac{dy}{dz} \right) a_2 + i \left(c_2 \frac{dy}{dz} \right) a_1 = i\beta_{2eff} a_2 + iC a_1$$

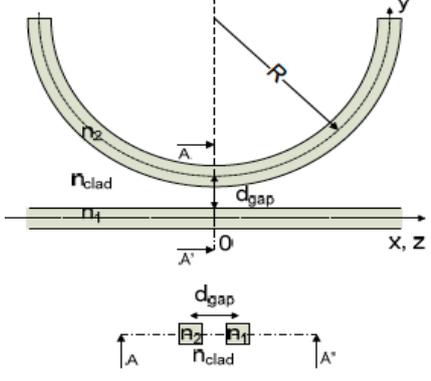
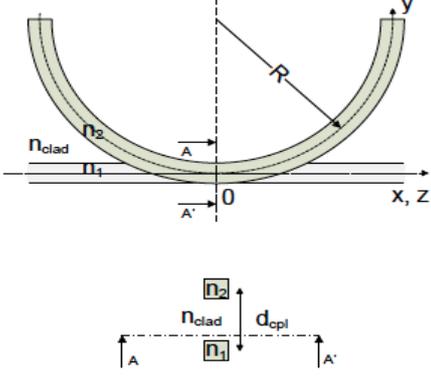
Où $a = a(x(z))$ sont fonction de z et de manière similaire pour β et c . La relation

$$c_2 \frac{dx}{dz} = c_2 \frac{dx}{dy} \frac{dy}{dz} = c_1 \frac{dx}{dz} = c \text{ est utilisée dans (3.9), et } c \sim c_0 \text{ est le coefficient de couplage pour}$$

des guides d'ondes uniformes et parallèles avec la même séparation.

Deux exemples de géométries de couplage spécifiques sont présentés ici. Comme indiqué précédemment, la plus grande contribution de couplage provient des points correspondants sur les guides d'ondes qui répondent aux critères de symétrie définis par $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. En utilisant ce critère, la projection d'un guide d'ondes droit couplé (latéralement et verticalement) à un guide d'onde circulaire au cas d'un couplage d'un guides à microanneau , est résumée dans le tableau V.5. [9]

Tableau V.5 détermination de coefficient de couplage par la projection des EMC

	Couplage latéral	Couplage vertical
Schéma de couplage	 <p>Figure V 34a</p>	 <p>Figure V 34b</p>
Critères de symétrie	$\frac{x}{2R + d_{gap}} = tg\left(\frac{y}{2R}\right)$	$\frac{x}{2R} = tg\left(\frac{y}{2R}\right)$
Projection des β	$\beta_{1eff} = \beta_1$ $\beta_{2eff} = \left[1 - \frac{d_{gap}}{2R} - \left(\frac{z}{2R}\right)^2\right] \beta_2$	$\beta_{1eff} = \beta_1$ $\beta_{1eff} = \left[1 - \left(\frac{z}{2R}\right)^2\right] \beta_1$
Projection de C	$C(z) = c_0 e^{-wz^2/2R}$ $w = \frac{w_1 + w_2}{2}$ $w_{1,2} = \sqrt{\beta_{1,2} - k^2 n_{clad}^2}$	$C(L(z)) = c_0 e^{-wz^2/2R}$ $L(z) = d_{cpl} \left[\frac{1}{8} + \left(\frac{z^2}{d_{cpl}}\right)^2 \right]$

V.7.3 Influence de gap sur les coefficients de couplage

Nous avons calculé les valeurs des coefficients de couplage entre micro-anneau et guides d'ondes droites couplées latéralement pour différentes valeurs de gap. En utilisant tout d'abord le modèle analytique basé sur le théorème des modes couplés TMC implémenté sur Matlab puis une simulation numérique par le logiciel Rsoft BPM. Les courbes représentatives

des variations des coefficients de couplage en fonction de *gap* pour une micro anneau de rayon $15 \mu\text{m}$ et d'une section sous forme en ruban composé d'un cœur du PVCi et d'une gaine de PMATRIFE sont représentées respectivement sur les figures V.35 et V.36. Le choix de ce paramètre permet d'obtenir l'ISL = 15 nm exigé dans le cahier de charge de filtre.

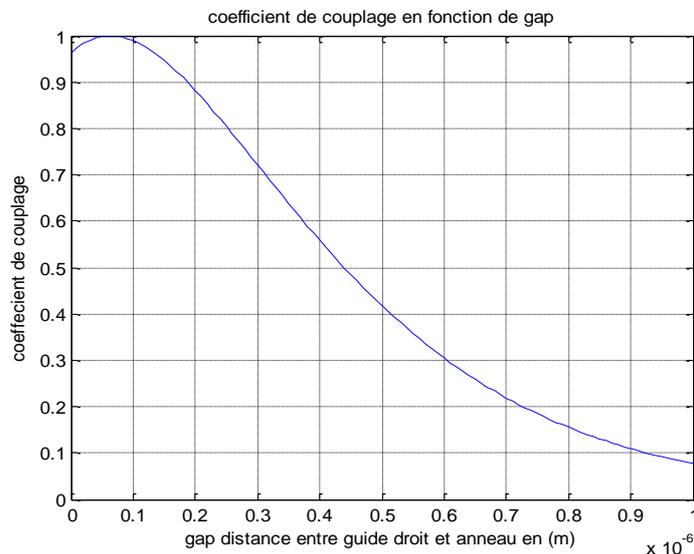


Figure V.35: coefficients de couplage en fonction de gap calculé par TMC

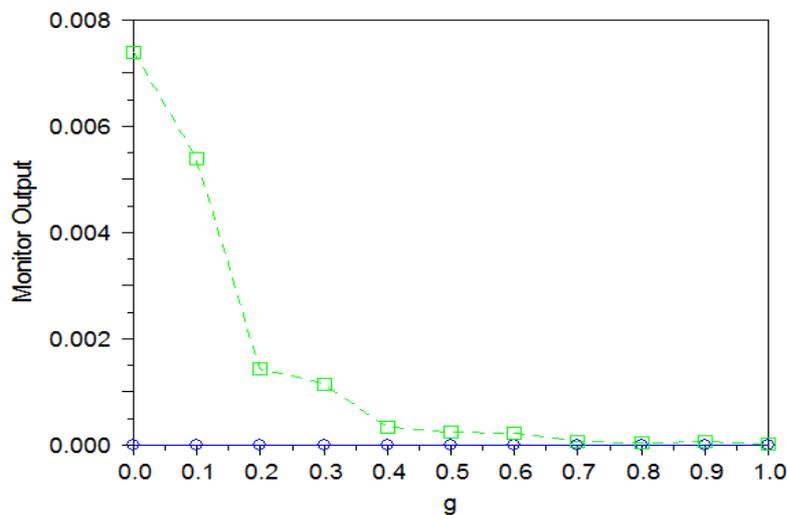


Figure V.36: coefficients de couplage en fonction de gap simulé par BPM

Il est évident que l'augmentation de *gap* diminue l'efficacité de couplage en raison de diminution de coefficient de couplage κ résultant ainsi une baisse de la fraction de puissance échangée. L'efficacité de couplage peut être améliorée afin de compenser les pertes dans la cavité et cela améliorera la transmission. Les valeurs optimales de *gap* doivent être soigneusement choisies afin d'atteindre une efficacité du couplage est dans une plage souhaitable.

V.8 Simulation numériques des paramètres de filtre à base de micro anneau

Dans cette section, nous allons établir par simulation numérique les caractéristiques les plus importantes de micro anneau entrant dans la conception de filtre à base telles que : ILDrop, taux de rejet, bande passante, Crosstalk, finesse ...etc. La structure finale de filtre doit équilibrer entre ces caractéristiques afin de répondre aux exigences.

L'influence du paramètre de perte sur la réponse peut être déterminée. Les problèmes de conception liés au système tels que la bande passante de filtrage, la perte d'insertion, la diaphonie et la séparation des canaux peuvent être déterminés de cette façon

En se basant sur le modèle de la matrice de diffusion qui décrit le comportement de filtre par des formules analytiques et en implémentant ces dernières à l'aide de Matlab, nous pouvons aisément investiguer sur l'influence éventuelle des paramètres comme : la taille de l'anneau, les pertes et les coefficients de couplage sur leur performance les caractéristiques pertinentes de filtre. Enfin, la détermination des coefficients de couplage nous permet de fixer la dernière caractéristique géométrique de notre structure à savoir le gap ou la distance guide d'ondes droit – anneau.

V.8.1 Simulation de perte d'insertion en résonance IL_{Drop} du filtre

La perte d'insertion IL_{Drop} mesure l'efficacité avec laquelle la lumière d'une certaine fréquence peut être transférée de port d'entrée vers le port drop à travers un dispositif. Ce paramètre est particulièrement important pour les composants à base de micro-résonateurs en raison de leur nature résonnante. En fonction du coefficient de couplage, même des pertes modérées de cavité, diminuent rapidement la puissance qui peut être drop (extraite).

Les pertes d'insertion en résonance pour un micro anneau :

$$IL_{Drop} = -\log\left(\frac{\kappa_1^2 \kappa_2^2}{(1 - \tau_1 \tau_2 \chi_r)^2}\right)$$

Idéalement, IL_{Drop} a une valeur aussi proche que possible de zéro. Cependant, à cause des pertes dans le micro-anneau, la puissance de l'entrée n'est pas totalement extraite.

La figure V.37 montre la variation de perte d'insertion en fonction du coefficient de couplage κ ($\kappa_1 = \kappa_2$) et des pertes aller-retour α_r ($\alpha_r = 2\pi\alpha$ dB) dans le résonateur.

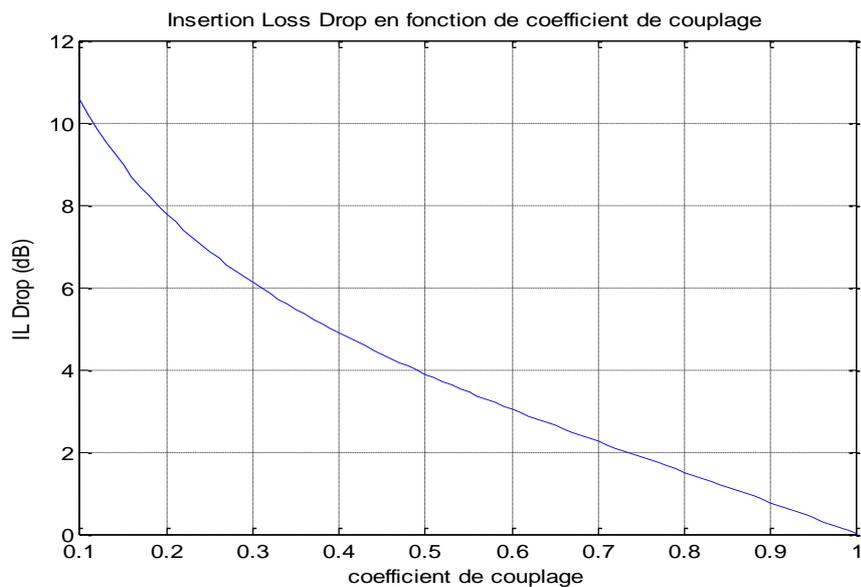


Figure V.37 pertes d'insertion en fonction de coefficient de couplage

D'après la figure, IL_{Drop} augmente fortement en particulier pour les petits coefficients de couplage. Théoriquement, les pertes d'insertion peuvent être réduites en réduisant les pertes α aller-retour. Pratiquement, bien que la réduction des pertes induites par diffusion puisse être possible, les pertes matérielles intrinsèques et par courbure représentent une limite inférieure difficile à réduire.

D'autre part l'asymétrie dans les constantes de couplage (lorsque $\kappa_1 \neq \kappa_2$) entraîne une augmentation de la perte d'insertion, notamment à de grandes constantes de couplage. Ainsi, pour les dispositifs à faible perte d'insertion avec des largeurs de bande supérieures à 10 GHz, l'anneau doit être conçu de manière symétrique avec des constantes de couplage supérieures à 0,4.

V.8.2 Simulation de taux de rejet du filtre S_{RR}

Le taux de rejet S_{RR} d'un micro-anneau peut être défini comme le rapport entre la puissance transférée par le résonateur en totale résonance ($\varphi_r = 2\pi$) et sa puissance transférée en absence de résonance ($\varphi_r = \pi$). S_{RR} peut être donné par l'expression :

$$S_{RR} = 10 \log \left(\frac{P_{On}}{P_{Off}} \right) = \log \left(\frac{(1 + \tau_1 \tau_2 \chi_r)^2}{(1 - \tau_1 \tau_2 \chi_r)^2} \right)$$

Le taux de rejet est représenté sur la figure V.38 en fonction du coefficient de couplage.

D'après la courbe sur la figure V.38, on peut déjà conclure que le coefficient de couplage ne devrait pas être choisi trop petit en raison de la hausse des pertes d'insertion. Cependant, à partir de la Figure V.37, on peut conclure que le coefficient de couplage ne doit pas être trop élevé, car il affectera négativement le taux de rejet du filtre

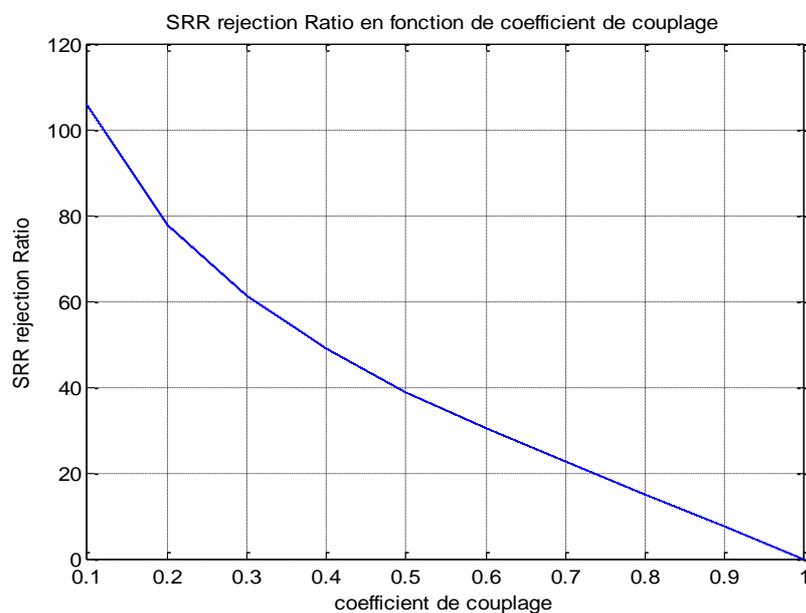


Figure V.38: Taux de rejet du filtre en fonction des coefficients de couplage

Les pertes d'insertion élevées aux petits coefficients de couplage et la faible sélectivité au couplage élevé limitent donc la portée utile du coefficient de couplage dans les modèles à base de résonateur. Ceci est particulièrement vrai pour les applications de télécommunications où des pertes d'insertion minimales et un taux de rejet élevé sont nécessaires.

V.8.3 Simulation de la bande passante du filtre

La bande passante augmente à mesure que le taux de couplage augmente. Généralement, pour les coefficients de couplage modéré à grand ($> 0,4$), l'effet des pertes de cavité est relativement mineur. Pour les faibles coefficients de couplage, la perte d'aller-retour

de cavité est clairement un paramètre important à considérer, car elle affecte de manière significative la bande passante du filtre. Dans cette région, la finesse de l'anneau ainsi que les pertes d'aller-retour sont de plus en plus élevées. La bande passante d'un filtre à base de micro-anneau d'un rayon de 15 μm est représentée sur la figure V.39. On pourrait conclure qu'avoir κ_2 fixé à 0,9 est favorable, car il permet des largeurs de bande élevées sur une longue plage de κ_1 . Mais en examinant les autres spécifications, cette conclusion pourrait être prématurée.

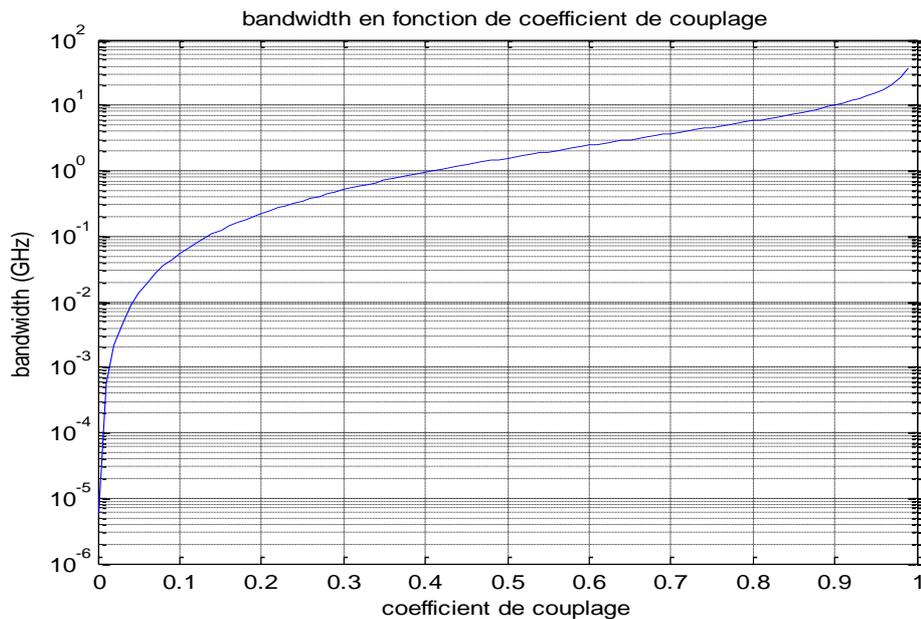


Figure V.39: bande passante du filtre en fonction des coefficients de couplage

Pour des utilisations pratiques dans les télécommunications, les coefficients de couplage ne devraient pas être choisis trop hauts ou trop bas. En choisissant une bande passante de filtre particulière, cette gamme peut être réduite encore plus loin. Une bande passante de 10 GHz ($\approx 0,08$ nm) exigera par exemple que le couplage de champ κ soit $> 0,2$. Pour une bande passante de 40 GHz, le couplage doit être augmenté encore plus à $> 0,4$ (à une perte aller-retour de 0,03 dB). Une autre façon d'augmenter la bande passante du filtre, est de diminuer le rayon du micro-anneau. L'avantage supplémentaire de cela est qu'il conservera certains des autres paramètres de résonateur, comme par exemple le SRR, plus ou moins inchangé alors que ceux-ci seraient fortement affectés par une modification du couplage. Cependant, dans de nombreux cas, une réduction de rayon ne sera pas possible comme cela a été expliqué dans la conception générale du filtre, il y a toujours un compromis entre la bande passante d'un filtre et le taux de rejet du filtre.

La figure V.40 montre qu'il est très difficile voir impossible de créer un seul anneau résonateur qui atteint un taux de rejet élevé ainsi qu'une grande bande passante.

Diminuer le rayon d'un résonateur peut être une solution possible à ce problème. Dans la plupart des cas, cependant, le rayon minimal du résonateur est limité par le choix des matériaux et la technologie de fabrication. Une alternative attrayante est alors offerte par des filtres d'ordre supérieur

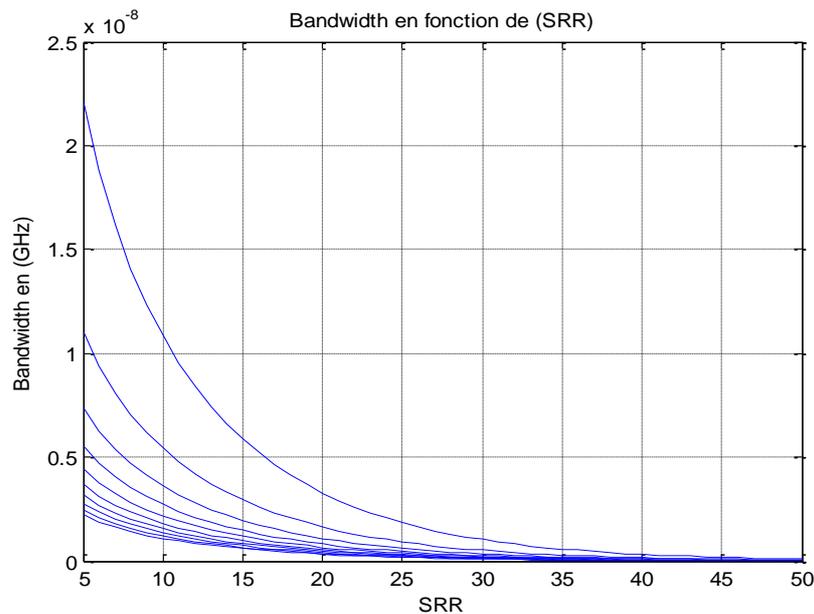


Figure V.40 : bande passante en fonction des coefficients SRR pour un nombre de rayons

V.8.4 Simulation de Crosstalk

Un système de télécommunication optique idéal offre une grande bande passante ainsi qu'un taux de rejet de filtre élevé. Le taux de rejet élevé est requis afin de maintenir la diaphonie des canaux aussi faibles que possible. La diaphonie de canal adjacente (CT) est la mesure par laquelle un signal optique dans un canal peut interférer avec un signal dans un canal adjacent.

La diaphonie de canal adjacente est ici définie comme la fraction de puissance relative d'un signal qui est présent sur un canal adjacent au canal λ_c sur lequel ce signal est transmis. La diaphonie peut être exprimée en termes de séparation des canaux $\Delta\lambda_c$, Finesse et l'Intervalle Spectral Libre :

$$CT = -10 \cdot \log \left(1 + \frac{\sin^2(\pi \cdot \Delta\lambda / ISL)}{\sin^2(\pi / 2F)} \right)$$

La Figure V.41 illustre la variation de CT en fonction de coefficient du couplage pour un filtre à base de micro anneau de 15 μm de rayon.

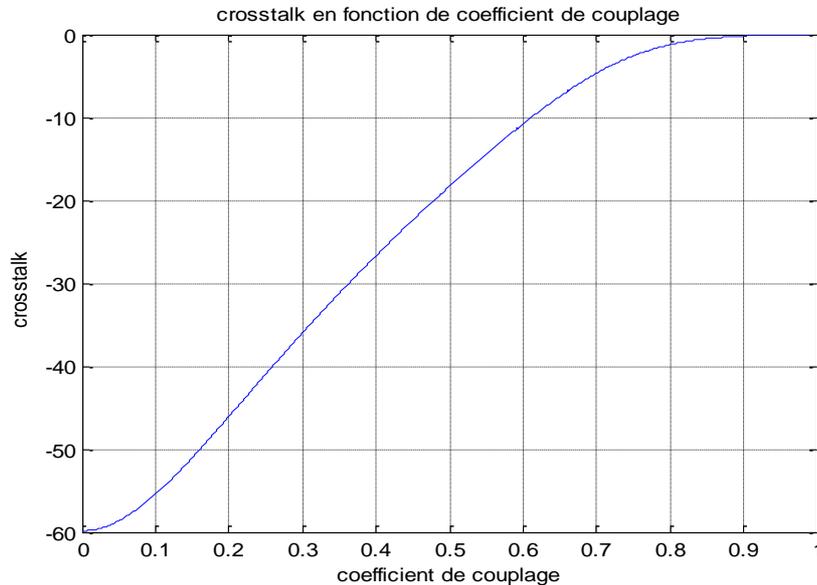


Figure V.41 : cross talk du filtre en fonction des coefficients de couplage

D'après la figure V.41 on remarque que le crosstalk diminue à mesure que le coefficient de couplage diminue, or pour avoir une très grande passante, le taux de couplage doit être élevé d'après la courbe sur la figure V.39. Donc, On constate qu'il est difficile de maintenir à la fois le CT des canaux faible et une bande passante élevée. Pour des applications des télécoms, il est indispensable de trouver un compromis entre ces deux paramètres importants du filtre.

V.8.5 Simulation de l'efficacité d'extraction

En utilisant coefficients de couplage différents κ_1 , κ_2 , On peut réduire au minimum la puissance de port *Through* ou maximisée la puissance de port *Drop* en résonance. Il est essentiel pour les applications de système, que le signal en résonance soit entièrement extrait de signal restant hors de résonateur. Par conséquent, l'accent est mis à minimiser le port *Through* en résonance.

Afin d'avoir autant de puissance que possible dans le port **drop**, les deux constantes de couplage κ_1 , κ_2 doivent être identiques [10]. Dans ce cas, on dit que le périphérique est symétrique et présente la perte d'insertion la plus basse possible dans le port **drop**.

Les figures V.42 illustre l'influence des coefficients de couplages sur la puissance extraite de port Drop. On remarque qu'il suffit d'un couplage très faible ($\kappa < 0.1$) pour que 95% de la puissance incidente soit extraite de port Drop. Cette puissance atteint son max 98% pour un coefficient de couplage de $\kappa = 0.4$. La figure V.43 montre que ce même coefficient de couplage donne une puissance transmise de micro anneau réduite au minimum.

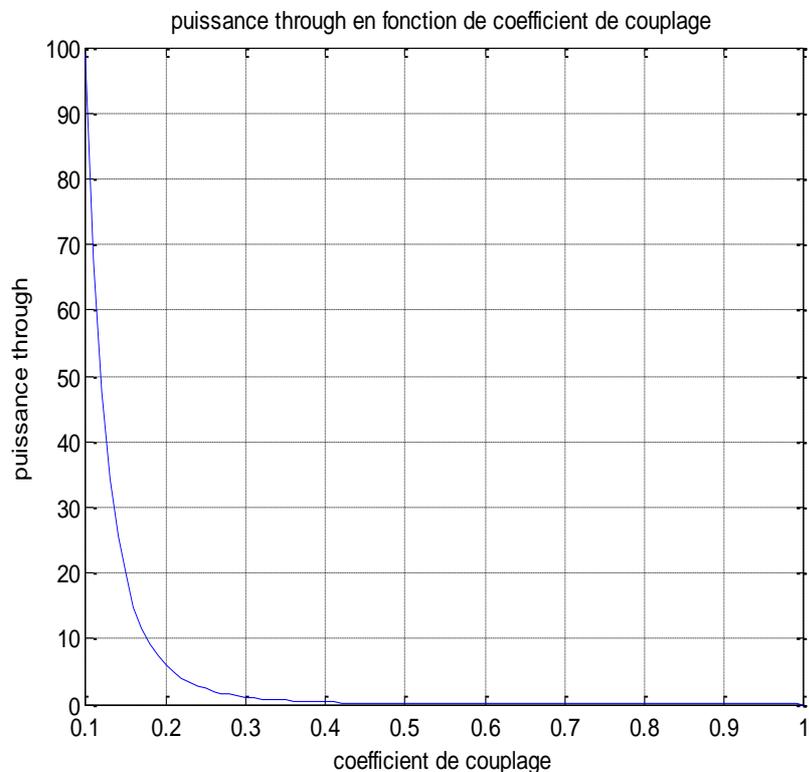


Figure V.42 puissance transmise en fonction de coefficients couplage

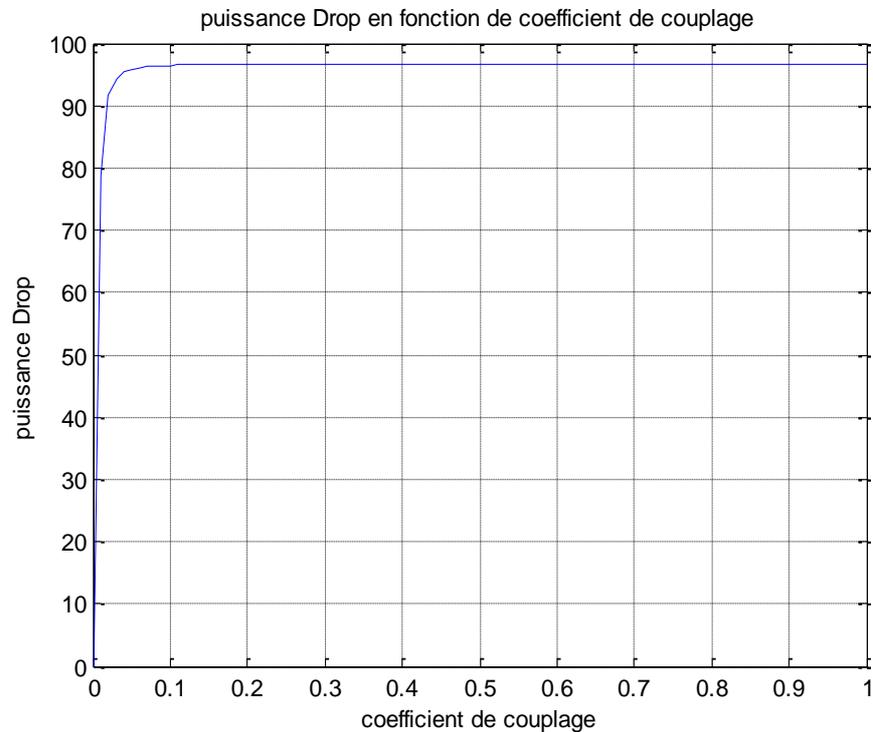


Figure V.43 : puissance transmise en fonction de coefficients couplage

V.8.6 Simulation de la Finesse

La figure V.44 montre la courbe de variation de la finesse de micro-anneau en fonction de coefficient de couplage. On constate que la finesse diminue à mesure que les constantes de couplage augmentent. D'autre part, on remarque qu'une finesse élevée $F (> 10)$ peut être réalisée en utilisant un facteur de couplage $\kappa \leq 0.4$.

Dans le cas général la finesse peut être calculée en divisant ISL par la largeur à mi-hauteur (ou largeur spectrale) de pics : $F = ISL/\delta\lambda$. En particulier, pour un coefficient de couplage $\kappa = 0.4$ la finesse vaut $F = 10.152$ cela correspond à une largeur spectrale des pics $\delta\lambda = 1.47 \text{ nm}$ proche de celle fixée par le cahier de charge. Cette dernière est affectée par les pertes au micro cavité

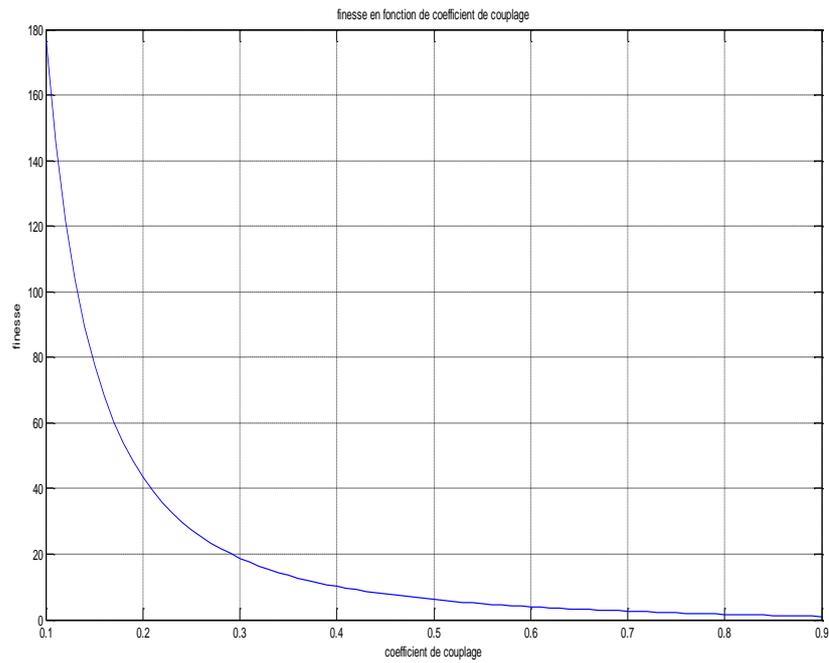


Figure V.44 : la largeur spectrale du filtre en fonction de coefficient de couplage

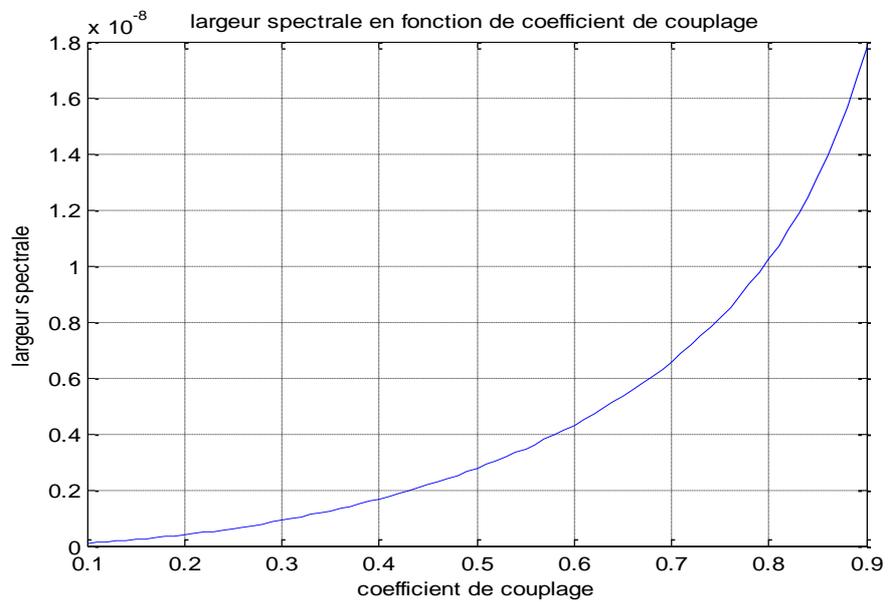


Figure V.45 : la largeur spectrale du filtre en fonction de pertes de cavité

V.8.7 Résumé des paramètres utilisés dans la conception

À l'issue de cette étude, on peut résumer les paramètres pertinents entrant dans la conception d'un filtre à base de micro-anneau pour les applications de télécommunications dans le tableau V.6

Tableau V.6 Règles de conception de paramètres d'un micro-résonateur utilisé dans les applications de télécommunications.

Paramètre	Perte aller-retour	Coefficient couplage
Π_{drop}	Faible	Moyen à fort
PTer	Faible	Moyen à fort
$\Delta\lambda$	N'est pas important	Suffisamment fort pour obtenir $\Delta\lambda$ désiré
CT	Faible à moyen	Faible
Π_{Throu}	N'est pas important	Faible
SRR	Faible	Faible à moyen

Pratiquement, il faut trouver un équilibre entre les exigences des trois paramètres supérieurs et les trois paramètres inférieurs dans ce tableau. Dans la plupart des applications, la limite inférieure de κ sera définie par l'exigence de bande passante alors que la limite supérieure est définie par la SRR ou la CT. Pour les micro-résonateurs utilisés dans notre cas, cette gamme est souvent comprise entre 0,4 et 0,6.

V.9 Conception de la structure totale de filtre à base du micro-anneau en polymères

La simulation numérique de chacune de trois zones de filtre à base de micro anneau, nous a permis de déterminer une gamme des Opto-géométriques. Par ailleurs, le choix définitif de ces derniers dépend du comportement fonctionnel souhaité de ce périphérique dans le réseau télécoms. En se basant sur les résultats de simulation, nous proposons la structure totale de filtre avec les paramètres optogéométriques optimaux. La figure V.46 fournit une représentation schématique du filtre à base de micro-anneau avec le rayon de l'anneau, R et l'espacement entre le guide d'onde droit et l'anneau ou *gap* g. Les largeurs de guides droits et de micro anneau sont respectivement w_g et w_r et leurs épaisseurs sont h_g , h_a de guides d'onde. D'autre part, le polymère de la gaine de micro-anneau et des guides

d'ondes est le PMATRIFE (Poly(2,2,2 MethAcrylate of TRIFluoro-Ethyle)) ($n = 1,409$) et celui de cœur est le PVCi poly(Vinyl Cinnamate) comme polymère ($n = 1,554$)

Le tableau V.7 résume des paramètres opto géométrique que nous avons choisis pour la conception de filtre à base de micro anneau dans le cadre de notre thèse.

Tableau V.7 Paramètres choisi pour la conception du filtre à base de micro-anneau

Description de paramètre	Nom du paramètre	Valeur
Indice du substrat	n_s	3,4
Indice de la gaine	n_g	1,554
Indice du cœur	n_c	1,409
Épaisseur du substrat	h_s	200 μm
Épaisseur de la gaine	h_g	10 μm
Épaisseur du cœur du guide droit	h_c	1,5 μm
Épaisseur du cœur du résonateur	h_c	1,5 μm
Largeur du cœur guide du droit	w_g	1,5 μm
Largeur du cœur guide du résonateur	w_r	1,5 μm
Rayons du résonateur	R	15 μm
Espacement guide-anneau	g	0.6 μm

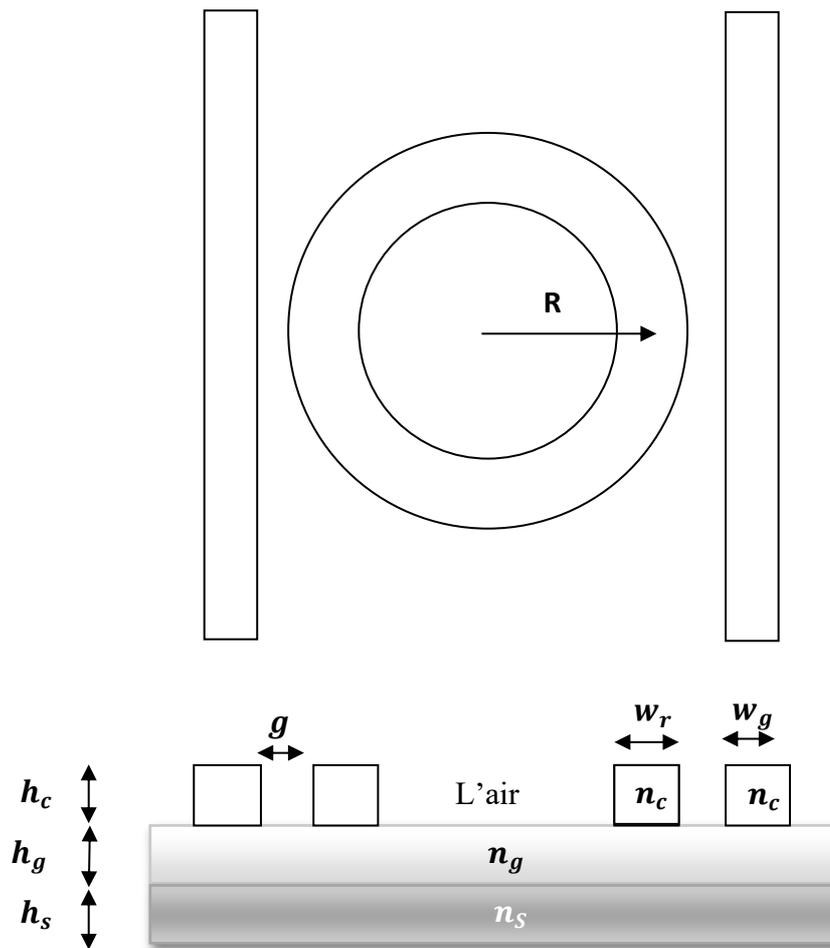


Figure V.46 : la structure totale de filtre à base de micro anneau.

V.10 Analyse du filtre conçu à base de micro anneau en polymères

Après avoir déterminé la structure totale ainsi que les différents paramètres opto-géométriques optimisés du filtre (regroupé dans le tableau). Nous allons analyser le comportement de ce dernier. La figure V.47 représente la variation de la puissance normalisée extraite de port Drop en fonction de la longueur d'onde. L'ISL ainsi que la finesse peuvent être déterminés, respectivement par la mesure de la distance entre les pics résonance et la largeur à mi-hauteur de l'un des pics. La finesse et l'efficacité d'extraction dépendent du coefficient de couplage entre guides droits et anneau ainsi qu'à la perte au sein de ce dernier.

La figure V.48 représente la réponse spectrale du filtre à base de micro anneau de rayon décrit dans le tableau.

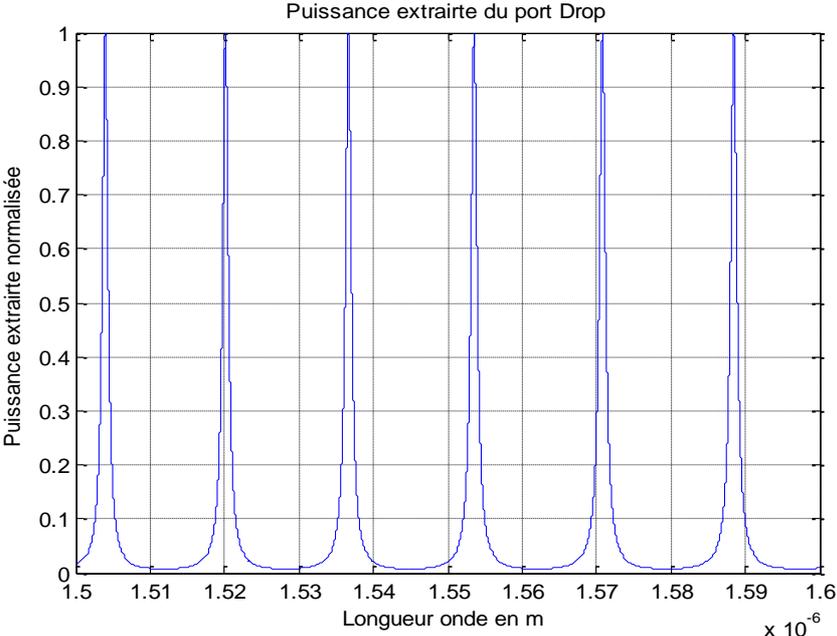


Figure V.47 puissance normalisée extraite de filtre à base de micro anneau.

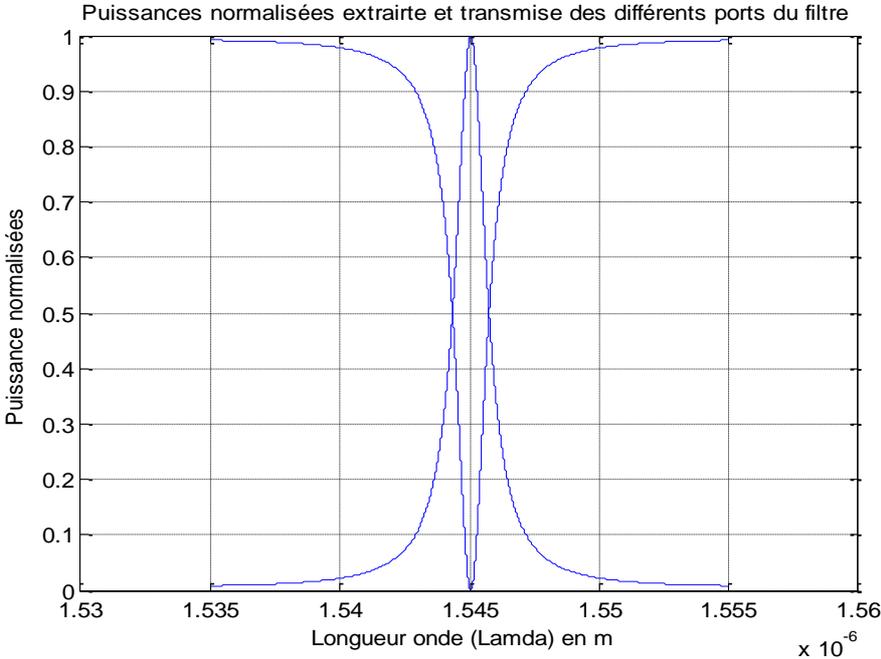


Figure V.48 : réponse spectrale du filtre à base du micro anneau.

Conclusion

Lors de la conception d'un filtre en longueur d'ondes à base du micro-anneau pour un réseau d'accès WDM. Plusieurs paramètres doivent être pris en considération. En commençant par les différentes exigences de système fixé par le cahier de charges pour la fonction de filtrage de ce réseau. Ce dernier impose certaines contraintes fonctionnelles et structurales du filtre désiré. D'autre part, savoir les limites de la technologie utilisée dans la mise en œuvre de ce composant optique intégrée. Dans notre cas, sur le plan structural le filtre se compose d'une micro anneau couplé à deux guides d'ondes droits de chaque côté. La structure est conçue d'un couple des matériaux polymères (PVCi/ PMATRIFE). Par ailleurs, sur le plan fonctionnel le multiplexage du signal WDM est dense DWDM selon les standards de l'UIT l'espacement impose un espacement de 0.8 nm sur la bande C. D'autre part, la bande passante de signal et l'ISL sont respectivement estimés de 100 Gigt/s et de 15 nm. A partir de ces exigences du système et en utilisant la relation de résonance nous pouvons d'ores et déjà déterminer le premier paramètre géométrique de filtre à savoir le rayon de micro-anneau $R \approx 15 \text{ nm}$. Par ailleurs, pour déterminer les autres paramètres géométriques du filtre, nous avons décomposé ce dernier en trois blocs optiques simplifiés comportant : les guides d'ondes, le micro –anneau et enfin le gap.

Nous avons commencé le design par le dimensionnement des guides d'onde droit. Pour ce faire, des simulations numériques, en utilisant le logiciel OlympIOs ont été effectués sur trois structures différentes : guide canal enterré, guide en ruban et à nervure, En outre, des méthodes analytiques telles que : la méthode de l'indice effectif et la méthode de fréquence de coupure ont été employées, afin d'analyser les caractéristiques de ces structures. Cette étude nous a conduits à choisir la configuration et les dimensions de la structure présentant le compromis : un maximum du confinement et le minimum des pertes dans la fenêtre des télécoms (à 1,55 μm). Il s'agit de guide en ruban ayant une section $w \times h = 1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$. Ainsi nous avons pu déterminer le deuxième paramètre géométrique de la structure.

La conception de micro anneau nécessite l'évaluation des pertes par courbure dans le micro anneau en fonction de rayon, de nombreuses méthodes numériques telle que les différences finies et analytiques telles les techniques des : Marcus et celle de Marcatili, ont été appliquées. Le résultat montre que les pertes s'accroissent en réduisant le rayon de micro anneau. les pertes sont généralement négligeables pour les anneaux à rayon $R > 110$. Or, pour

des rayons de courbure $R < 20 \mu\text{m}$ les pertes devient importantes pour les structures : canal enterré et en ruban, par ailleurs, la structure guide en ruban présente le minimum des pertes par courbure en raison de son contraste d'indice élevé (air/polymère).

Enfin, les zones de couplage entre les guides d'ondes droits et le micro anneau, peut être modélisée comme des coupleurs directionnels, l'objectif principal. La simulation de ces zones nous a permis d'établir la relation entre le coefficient de couplage et le paramètre le gap ce dernier est le paramètre le plus critique dans la configuration géométrique de filtre. Pour déterminer le gap il suffit de trouver le coefficient de couplage adéquat. En se basant sur le modèle de la matrice de diffusion qui décrit le comportement du filtre, nous avons implémenté sur MATLAB les formules analytiques de ses différentes caractéristiques telles que : la finesse le taux d'extinction, la largeur spectrale, le crosstalk...etc. en fonction de coefficient de couplage guide/anneau.

D'après les résultats obtenus et les connaissances antérieures (rencontré dans la littérature), nous avons choisi le coefficient de couplage optimal qui assure un compromis entre toutes ces caractéristiques ce coefficient est évalué à 0.4. Cette valeur correspond à une configuration de couplage latérale avec un gap entre guide et anneau à l'entour de $0.5 \mu\text{m}$. cette valeur représente la limite inférieure difficile à obtenir avec la photolithographie optique conventionnelle adoptée pour la mise en œuvre.

Enfin, on a pu dimensionner la structure géométrique concrète du filtre en optimisant les paramètres opto-géométriques des ses différents blocs (guides d'ondes droits, micro-anneau et zones de couplages). Ceci nous a permis de concevoir un filtre en longueur d'onde à base de micro- anneau en polymères (PVCi/ PMATRIFE). Possédant des caractéristiques en pair avec les exigences du cahier de charges fixé pour la fonction du filtrage en réseau d'accès. L'analyse détaillée de la réponse spectrale du filtre conçu dans la bande C permet de déterminer les paramètres pertinents, de ce fait une finesse allant jusqu'à 10,125 et un FSR de 15 nm sont obtenus. D'autre par la perte une perte d'insertion inférieure à 0,2 dB. La largeur de raie de résonance étroite de moins de $1,47\mu\text{m}$ est très attrayante pour les applications WDM denses.

Références bibliographiques

- [1] Sanogo, Y., *Design and manufacturing of sensors and of their interrogation technique for applications in the health and environmental sectors*. 2012, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.
- [2] Grosso, P., et al., *Miniaturisation de fonctions optiques en technologie intégrée polymère: exemple des micro-résonateurs*, in *1er séminaire du Groupement d'Intérêt Scientifique dédié aux Fonctions Optiques pour les TélécommunicatiONs (FOTON 2004)*. 2004, FOTON: Plestin-les-Grèves, France. p. pp.13-15.
- [3] Geuzebroek, D.H., *Flexible optical network components based on densely integrated microring resonators*. 2005, University of Twente.
- [4] Arnaud, C., *Study of activ and passiv functions based on Whyspering Gallery Modes micro-resonators*. 2004, Université Rennes 1.
- [5] Maalouf, A., *Contribution to the study of methods implementation of integrated circuits optical materials in polymers*. 2007, Université Rennes 1.
- [6] Klein, E., et al., *Densely integrated microring resonator based photonic devices for use in access networks*. Vol. 15. 2007. 10346-55.
- [7] Peng, Z., *Coupled multiple micro-resonators design and active semiconductor micro-resonator fabrication*, in *Electrical Engineering*. 2007, University of Southern California.
- [8] Matsuhara, M. and A. Watanabe, *Coupling of curved transmission lines, and application to optical directional couplers*. *Journal of the Optical Society of America*, 1975. **65**(2): p. 163-168.
- [9] Rowland, D.R. and J.D. Love *Evanescent wave coupling of whispering gallery modes of a dielectric cylinder*. *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, 1993. **140**, 177-188.
- [10] Klein, E., et al. *Wavelength-selective switch using thermally tunable microring resonators*. in *The 16th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003*. 2003. IEEE.

CHAPITRE VI :
RÉALISATION ET CARACTÉRISATION
DU FILTRE À BASE DE MICRO-
ANNEAU EN POLYMÈRES

CHAPITRE VI : RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DU FILTRE À BASE DE MICRO-ANNEAU EN POLYMÈRES

Introduction

Ce chapitre est consacré à la description des procédés réalisation et de caractérisation de filtre en longueur d'onde à base de micro résonateur polymère déjà conçu dans le chapitre précédent. Le choix s'est porté sur la réalisation des guides d'onde et de micro-anneau de section rectangulaires d'épaisseur h de l'ordre de $1,5 \mu m$. Le rayon de micro-anneau est de l'ordre de $15 \mu m$ afin d'aboutir au paramètre le plus important dans le fonctionnement de filtre à savoir l'ISL (Intervalle Spectral Libre) le couplage guide/anneau est réalisée selon la configuration latérale, la distance séparant le guide de la cavité ou (gap) est de $0.5 \mu m$. La réalisation de ce filtre à base de micro-anneau qui porte ses caractéristiques : repose généralement sur 3 étapes technologiques que sont le dépôt des couches minces de polymères par tournette sur un substrat de silicium, la photolithographie UV et enfin la gravure sèche par RIE. La description des ces étapes seront développées lors de notre étude.

VI.1 Choix de la technologie de réalisation la fonction de filtrage

En se basant sur les résultats de simulation numérique, nous pouvons constater que les dimensions de différentes sections de filtre : guides d'onde droit, micro-anneau ainsi que le gap que sépare entre les deux, ne dépasse pas quelques micromètres. Par conséquent, choisir une technologie d'intégration à résolution micrométrique est suffisant afin de la mise en forme de filtre à base des micro-anneaux polymère. Dans le cas de notre thèse, nous allons utiliser la photolithographie qui est la technologie la plus répandue dans la réalisation des composants optiques intégrées à base des matériaux organiques, cette technologie est utilisée au CCLO elle combine entre la simplicité et la résolution de l'ordre de micron [1]. Dans cette partie nous allons exposer, Les différentes étapes de ce procédé technologique permettant la l'élaboration de notre fonction de filtrage, qui correspond à la simulation. Commenant par le dépôt en couches minces (par *spin coating*), suivi la photolithogravure, et enfin la gravure sèche. Les paramètres optimaux de chaque étape seront discutés.

VI.2 Principe de la photolithographie

La lithographie est un procédé indispensable dans la majorité des méthodes de fabrication des circuits et des fonctions en optique intégrée. Elle consiste à transférer de formes géométriques d'un masque conçu au préalable sur un matériau photosensible, disposé

sur un substrat. En effet ils existent différentes techniques de la lithographie :

- La photolithographie UV
- La photolithographie X
- Bombardements ioniques ou électroniques.

Dans le cadre de notre étude nous allons utiliser la technique la plus courante à savoir la photolithographie UV. Les masques utilisés sont des supports en verre ou en silice sur lesquelles des motifs chromés opaques aux rayonnements sont définis. Ces derniers doivent être transférés dans une résine sensible au rayonnement. On distingue deux types de résines : négative lorsque la partie qui reste après le développement est identique à la partie modifiée et positive dans le cas contraire. La figure V.1 illustre le transfert des motifs en utilisant les résines négative et positive.

La technologie de la photolithographie est très sensible à toute pollution particulaire. C'est pourquoi notre travail est réalisé entièrement en salle blanche (classe 100 minimum), pour ne pas détériorer les performances optiques des futurs composants

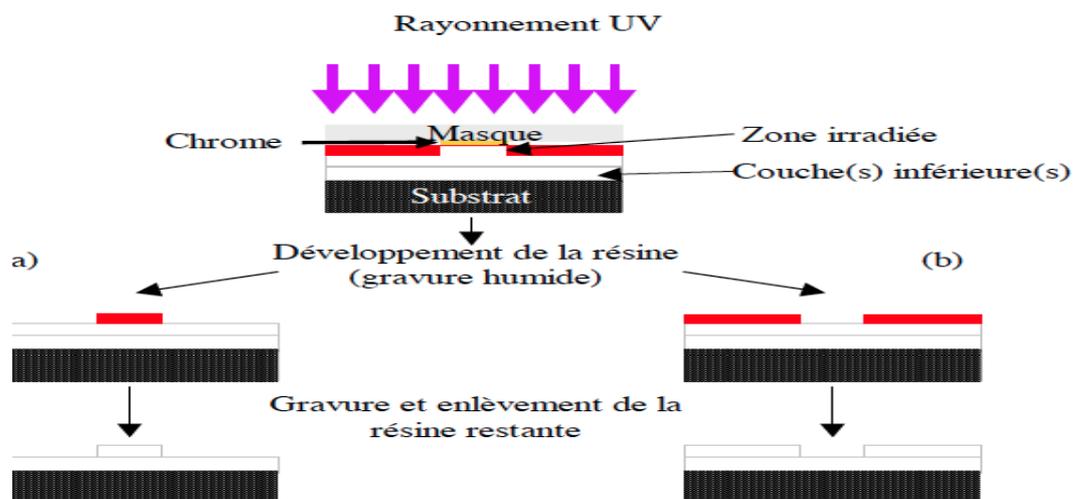


Figure VI.1: Schéma de transfert des motifs d'un masque à un polymère en utilisant (a) une résine positive, (b) une résine négative

VI.3 Dépôts des couches minces

Le dépôt de couches minces des matériaux polymères peut être réalisé par plusieurs méthodes, les plus fréquemment utilisées sont le dépôt :

- Dépôts par centrifugation à la tournette (*spin coating*).
- Par immersion (*dip coating*).
- Par évaporation.
- Par jet moléculaire

- Par dépôts physiques et chimiques en phase vapeur (PVD (Physical Vapor Deposition) et CVD (Chemical Vapor Deposition)).
- Par dépôts chimiques (par déplacement, auto-catalytique, électrolytique).

Les trois premières méthodes citées ci-haut sont les plus adaptées au dépôt des couches minces polymères. Les autres méthodes sont difficiles à appliquées. Dans le cadre de ma thèse j'ai utilisé le dépôt à la tournette. Le principe de la méthode sera exposé dans le paragraphe prochain

VI.3.1 Dépôt de couches minces par dip-coating et spin-coating

En générale, Il est possible de déposer des couches de polymères sur tout sorte de substrat. d'autre part les deux techniques les plus couramment utilisées pour le dépôt de ces couches [2]

- la technique par trempage puis tirage : "dip-coating"
- la technique par rotation : "spin-coating"

Dans le cadre de notre thèse nous avons utilisées la deuxième technique pour le dépôts des couches minces de couple des polymères

VI.3.2 Dépôt en couches minces par centrifugation (*spin-coating*)

Le dépôt en couche mince à la tournette fait partie des méthodes de dépôt chimique en solution dans le quelle le polymère est préparé sous la forme d'une poudre après plusieurs étapes de synthèse. Puis, mise en solution dans un solvant organique à une température d'ébullition. Pendant, cette opération qui dure plusieurs heurs, une agitation magnétique est appliquée pour assurer l'homogénéité de la solution obtenue. Cette dernière, sera ensuite, filtrée à l'aide d'une membrane de faible porosité afin de se débarrasser des particules insolubles qui peuvent altérées les propriétés optiques du matériau. Enfin, la solution est déposée sous forme de couches minces, par centrifugation à la tournette sur un substrat.

Le principe de la méthode consiste à l'étalement d'une goutte de polymère en solution sur la surface de substrat grâce à la force centrifuge. Le substrat est initialement fixé au centre d'une platine de rotation par aspiration sous vide en-dessous. Une goutte de polymère en solution est ensuite dispensée au centre du substrat, simultanément avec le démarrage de la rotation de la platine, et donc du substrat. La rotation passe par deux étapes principales : le premier est la phase d'accélération dans laquelle la goutte s'étale sur la surface du substrat,

l'accélération de rotation doit prendre en considération la viscosité de la solution, Plus cette dernière est visqueuse, plus l'accélération doit être faible pour que la goutte ait le temps de s'étaler. La deuxième phase est la rotation à vitesse constante pendant un temps déterminé, durant cette phase la couche déposée s'uniformise. Figure V.2 montre le principe de *spin coating*.

Le dépôt à la tournette permet d'obtenir des films mince d'épaisseur homogène dans une gamme allant d'une centaine de nanomètres à plusieurs micromètres, l'épaisseur obtenue dépend des paramètres suivants : la densité et de la viscosité de la solution, la vitesse et de la durée de rotation suivant la loi donnée par l'équation VI.1, la loi de Bonner et Peck donne une valeur approchée de l'épaisseur en fonction des ce différents paramètres. Enfin, le solvant s'évapore lors d'une phase de séchage à vitesse de rotation constante (figure VI.2) [3].

$$e = e_0(1 + 4\omega^2 e_0 t / 3\mu)^{-1/2} = e_0(1 + a\omega)^{-1/2} \quad (\text{VI. 1})$$

e : épaisseur uniforme obtenue,

e_0 : épaisseur initiale de la goutte, considérée uniforme et recouvrant tout le substrat

ρ : densité de la solution,

ω : la vitesse angulaire de rotation,

t : la durée de rotation

μ la viscosité de la solution.

Des modèles plus développés prennent en considération d'autres paramètres comme : l'évaporation du solvant lors de la rotation du substrat, de la géométrie du substrat, des effets de Bernoulli,...etc [4].

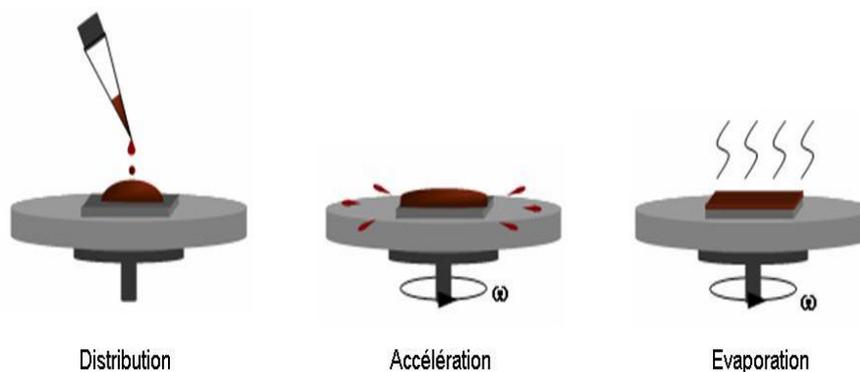


Figure VI.2 : Représentation des différentes étapes de dépôt par *spin coating*

VI.4 Processus de réalisation de filtre en longueur d'onde à base de micro-anneau

VI.4.1. Choix de du substrat

Le substrat utilisé pour le dépôt par spin coating des différents films de polymères est un disque (wafer) de silicium monocristallin d'indice 3,4 et d'axe cristallin (100) de rayon 3 et 4 pouces, et d'environ 200 μm d'épaisseur. Ce substrat est poli sur une face et possède un excellent état de surface et présente une bonne planéité. Ce substrat a été choisi pour plusieurs raisons : il ne réagit pas chimiquement avec le film déposé, il a une bonne adhérence lui-même, sa température de ramollissement est supérieure à la température de traitement, son coefficient de dilatation est compatible avec les matériaux polymère déposé et enfin il est facile à cliver et donne des tranches précises qui facilite la caractérisation.

VI.4.2 Préparation du substrat

L'état de surface du substrat est primordial, car il conditionne la qualité des films déposés est conditionnée par l'état de surface de substrat c'est pourquoi il est nécessaire de le nettoyer afin d'aboutir à une bonne performance des films déposés. Il faut aussi s'assurer que les substrats sont privés de rayures et de rugosités afin d'aboutir à des films ayant une épaisseur de dépôt uniforme.

Le nettoyage des substrats est établi chimiquement en utilisant des solvants organiques telle que : l'acétone et l'isopropanol, dans un bac à ultra-sons. Par ailleurs, ces substrats sont exposés au flux d'air comprimé filtré afin de les dépoussiérer [5].

VI.4.3 Choix des solvants

Pour déposer les polymères choisis comme matériaux de cœurs et de gaine à la tournette, Il est indispensable d'utiliser un solvant pour les solubiliser. Donc il est important de choisir le solvant adéquat à la mise en solution de chaque polymère. Un bon solvant c'est celui qui assure une combine entre la solubilité élevée donc un bon étalement de la solution (polymère solvant) lors de dépôt par la tournette et une évaporation facile. Donc il faut prendre en considération deux facteurs principaux dans le choix de solvant à savoir : la température d'ébullition et sa tension de surface.

Pour la mise en solution PVCi (matériaux de cœur) nous utilisons le TCE (Tri Chloro Ethane). Ce choix avait déjà fait l'objet d'une étude de thèse effectuée à l'université de Rennes I, menée par par I. ASSAÏD après le test de plusieurs solvants organiques, à plusieurs concentrations et l'examen des solutions et des films produits. Ces tests sont résumés dans le tableau VI.1

Pour solubiliser le PMATRIFE (matériaux de la gaine) nous optons pour le solvant THF (TétraHydroFurane) [5].

Tableau VI.1 : Caractéristiques des solutions à 200 g/L, dans différents solvants organiques, et des dépôts de PVCi

Solvant	Température d'ébullition (°C)	Solutions	Qualité des films
Tétrahydrofurane (THF)	66	Solution trouble	aspect peau d'orange
Dichlorométhane	83	Solution laiteuse	Médiocre
1,1,2-trichloroéthane (TCE)	115	Solution Transparente	Uniforme
Toluène	111	Solution laiteuse	Médiocre

VI.4.4 Filtration :

Les performances de la structure de guidage réalisée par *Spin-Coating* est conditionné par la qualité de polymères en solution. Ce dernier, peut contenir des particules insolubles résultant soit des particules de poussière contenues dans le matériel de laboratoire destiner à la préparation de solution, soit de précipités formé lors de procédé de solubilisation. Pour éliminer le maximum des résidus solides susceptibles de dégrader la qualité optique en formant des centres diffusants dans les couches minces, il est indispensable de filtrer les solutions (polymère /solvant) à l'aide de faible porosité. Dans notre cas les solutions préparées (PVCi dissous dans le TCE et PMATRIFE dissous dans THF) sont filtrées à travers filtre à 0.2 μm .

VI.4.5 Détermination des Paramètres de *sping coating* de couple PVCi /PMATRIFE

Afin d'obtenir l'épaisseur souhaitée de la couche mince, il est nécessaire de contrôler les paramètres de rotation du substrat à savoir la vitesse, l'accélération et le temps de rotation au cours de dépôt. Donc, nous avons effectué une étude de l'influence de la vitesse de rotation

du substrat sur l'épaisseur de la couche de polymère déposée. Cette étude a été réalisée pour le couple des polymères PVCi/PMATRIFE de différentes concentrations en solution.

L'étalement de goutte de solution déposer au centre de la tournette s'effectuer dans la phase de l'accélération, les solutions déposées ne sont pas d'une grande viscosité, donc la valeur de l'accélération est fixée à la valeur maximale que peut atteindre la tournette utilisée au Centre Commun Lannionais d'Optique (CCLO) estimée à 3000 tr.min⁻².

La durée de dépôt conseillée par le constructeur de la tournette est comprise entre 6 et 10s. après plusieurs test la durée minimale (6 s) a été choisi pour les dépôts de tout les polymères. Ce choix est justifié par le fait que l'augmentation de la durée de rotation cause une évaporation d'une grande partie de solvant ceci conduit à l'apparition de irisations sur la surface de l'échantillon.

Après avoir déterminer la durée et l'accélération de dépôt, Il reste à préciser deux autres paramètres qui sont la concentration de solution et la vitesse de rotation, le premier est lié au matériaux polymère en solution et l'autre est lie à la tournette. Pour ce faire, des séries des dépôts des solutions PVCi/TCE et PMATRIFE/THE ayant de différentes concentrations ont été réalisées. En changeant à chaque fois de vitesse de rotation : de 1000 tr.min⁻¹, jusqu'à 5000tr.min. Nous obtenons des épaisseurs différentes.

Les résultats de l'évolution des épaisseurs moyenne des films déposées mesurée en fonction d'interféromètre à fibre. Pour plus de précision des mesures des épaisseurs sont effectuées à l'aide d'un profilemètre (DEKTAK) des guides réalisées et les épaisseurs varient d'environ 5% d'un échantillon à l'autre.

Les courbes de l'évolution de l'épaisseur des couches minces déposées en fonctions de la vitesse de rotation de PMATRIFE et de PVCi pour différentes concentrations de solution sont représentées respectivement sur la figure V.3a et la figure V.3b. La loi régissant l'évolution de l'épaisseur de la couche mince obtenue en fonction de la vitesse de rotation de la tournette est $a\omega^{(-1/2)}$ (Pour $a\omega \gg 1$). L'épaisseur de la couche mince est inversement proportionnelle à la vitesse de rotation. D'autre part, nous avons tracé la loi de variation de l'épaisseur en fonction de les concentrations de solutions de PMATRIFE et de PVCi , le résultats obtenus sont illustré respectivement sur sur les figure VI.4a et figure VI.4b. nous constatons que les solutions les plus diluées forment les couches les plus fines.

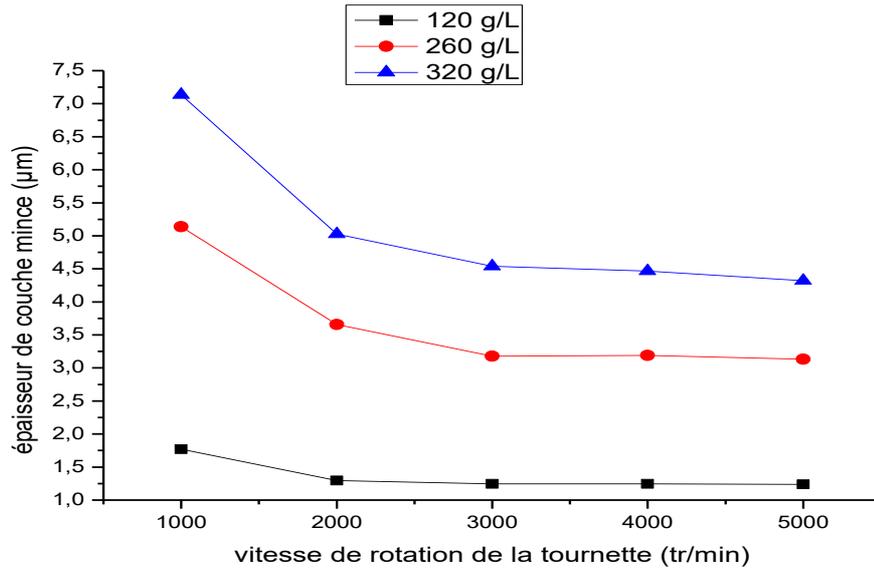


Figure VI.3a : Évolution des épaisseurs des dépôts PMATRIFE en fonction de la vitesse de rotation pour des concentrations 120 g/L et 260 g/L et 320 g/L

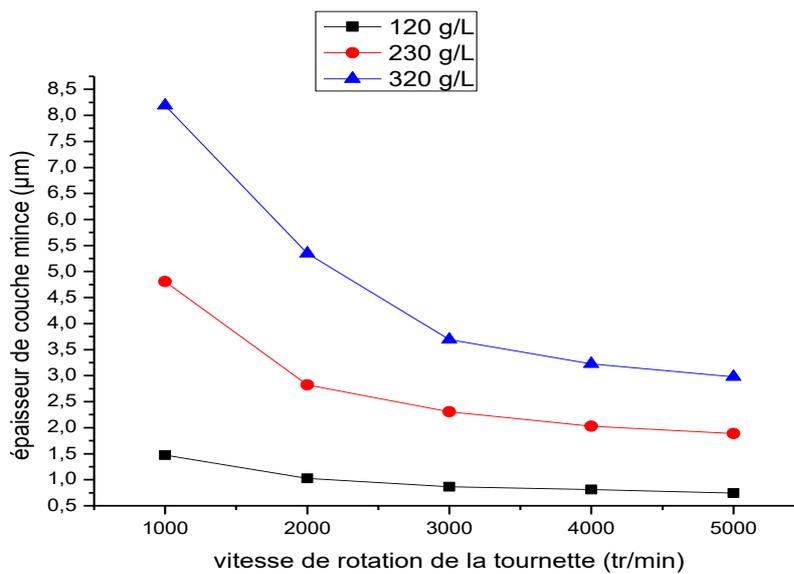


Figure VI.3b : Évolution des épaisseurs des dépôts PVCi en fonction de la vitesse de rotation pour des concentrations 120 g/L et 230 g/L et 320 g/L

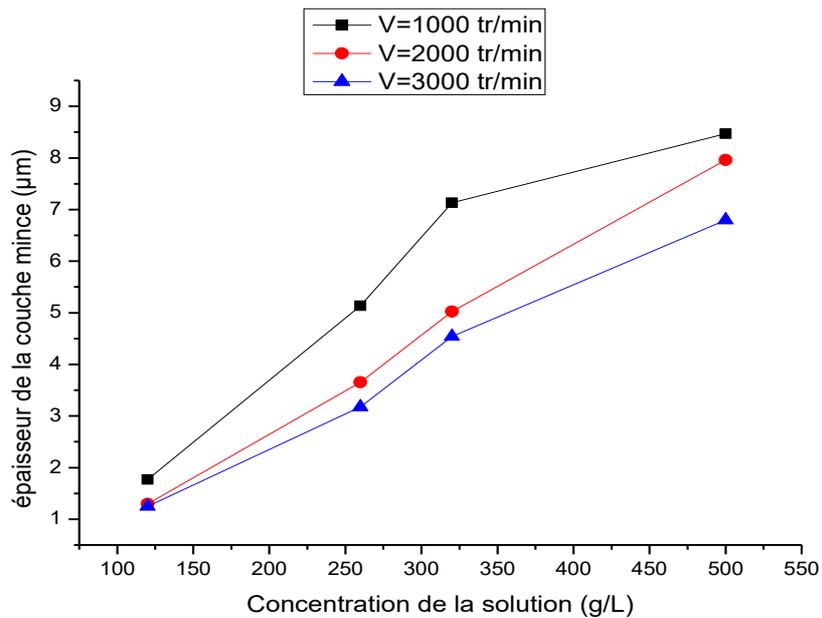


Figure VI.4a : épaisseur de la couche mince de PMATRIFE en fonction de concentration de solution à une accélération et temps de dépôt constantes $a= 3000$ et $t=6s$ et différentes vitesses.

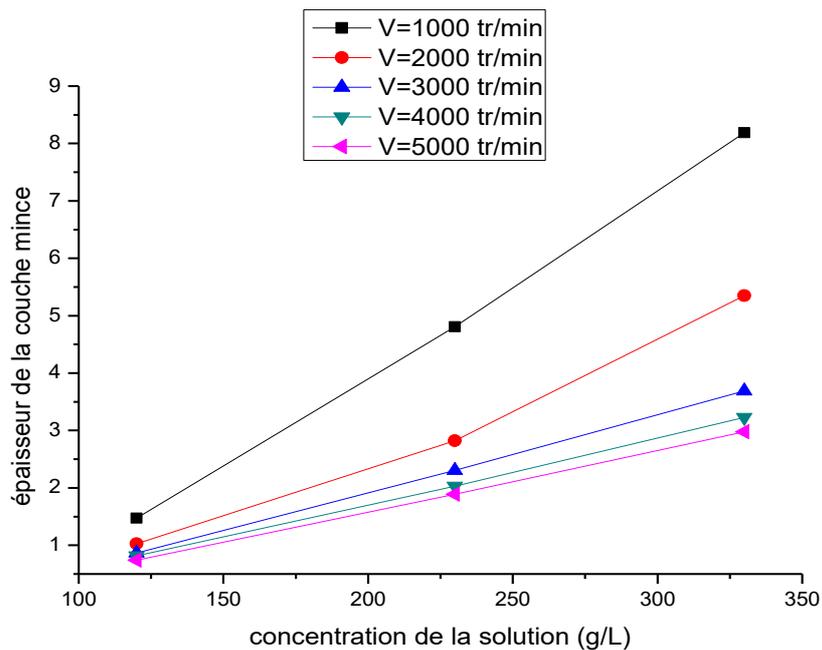


Figure VI.4b : Épaisseur de couche mince de PMATRIFE à différentes concentrations de solution en fonction de vitesses de dépôts (temps et accélération de dépôt $a= 3000$ et $t=6s$)

VI.4.5 Dépôt des couches des polymères : PMATRIFE et du PVCi

Il s'agit d'un dépôt par *spin coating* d'une couche tampon de PMATRIFE, sur un

wafer de silicium. Orientés (100) d'un diamètre 3 pouces d'épaisseur de 200 μm . Une fois la couche mince est déposée elle sera ensuite séchée sur une plaque chauffante afin que le solvant s'évapore. Finalement on obtient un film uniforme de l'ordre 5 μm d'épaisseur. Cette couche va servir d'un gaine inférieure (et supérieure) pour la structure ruban (canal enterrée), pour le confinement la lumière car il possède un indice de réfraction bas ($n=1,409$ à 1550 nm). Les paramètres de dépôt et celle de séchage sont regroupés dans le tableau. VI.2

VI.4.1.6 Dépôt de la couche cœur PVCi

Une de couche mince de PVCi est déposée par *spin coating* sur la couche tampon de PMATRIFE initialement déposé sur le Wafer, cette couche constitue le cœur de la structure guidante ou la majorité de la lumière est confinée puisqu'elle possède un indice de réfraction relativement élevée ($n=1,58$ à 1550 nm). Les paramètres des étapes de dépôt et ceux de séchage sont regroupés indiqués dans le tableau. VI.2

Tableau VI.2: paramètres des étapes de dépôt et celle de séchage de couple de polymères

Polymère	Dépôt			Séchage	Épaisseur (μm)
	Accélération	vitesse	Temps		
PMATRIFE (320 g/L)	3000	2000	6	100°C 15min	5
PVCi (150g/L)	3000	4000	6	120°C, 10 min	1.2

VI.4.1.6 Séchage

Le dépôt d'une couche de PVCi est systématiquement suivi d'une étape d'étuvage, de façon à évaporer le solvant résiduel. L'étuvage est bien souvent considéré comme une étape triviale. Cependant, il est important qu'elle soit effectuée correctement, afin d'assurer, au film polymère, des propriétés uniformes. En effet, après l'étape de centrifugation, le film contient encore 1 à 3% de solvant et présente des contraintes internes (cisaillements) importantes. C'est pourquoi, il est procédé à un recuit de la couche polymère (*soft-bake*). Ce recuit se fait à une température supérieure à celle de la transition vitreuse (T_g). Cela impose, au cours de cette étape, un suivi rigoureux de la température et du temps de recuit. Après nombreux essais de recuit, à différentes températures et durant diverses durées, il s'est avéré que le traitement le plus adapté est d'effectuer un recuit à 130°C, pendant 30 min. [6]

VI.4.2 Dépôt de la couche de silice

Une couche de silice est déposée sur la couche de PVCi, afin de protéger le polymère de cœur du solvant de la résine. De plus, la couche de silice aura un rôle plus important pendant la gravure sèche car elle servira aussi de couche de masquage. Le dépôt de la silice est réalisé par pulvérisation cathodique.

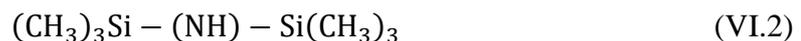
Dans un premier temps, une couche mince en silice (d'épaisseur 15 nm) est déposée par pulvérisation cathodique sur le film de matériau polymère déposé initialement par *spin coating*. Le film de silice (matériau inorganique) servira d'une part d'une couche protectrice de polymère contre solvant de la résine et d'autre part d'un masque dans l'étape de gravure sèche sous plasma oxygène. Les propriétés de guidage ne sont pas altérées par une couche de silice extrêmement faible. Les conditions expérimentales de dépôt par PVC sont regroupées dans le tableau VI.3.

Tableau VI.3: condition expérimentales de dépôt par PVC d'une couche de silice

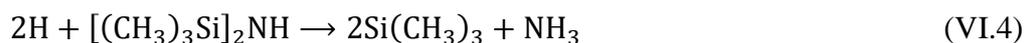
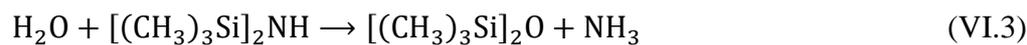
Pression (mTorr)	10
Puissance (W)	600
Débit Argon (sccm)	68
Débit O2 (sccm)	8
Temps (min)	2

VI.4.3 Dépôt de la résine

La résine photosensible est déposée par la tournette. Cette résine va subir une insolation UV qui va permettre de transférer les motifs du masque sur elle. Tout d'abord, une couche d'un promoteur d'adhérence d'hexaméthylsilazane ou (HMDS) est déposée avant le dépôt par centrifugation de la résine photosensible (SPR-700). Le HMDS a une composition chimique qui contient des atomes de silicium présentée par l'équation :



Ce composé est largement utilisé dans le domaine technologie micro-électronique afin d'augmenté l'accrochage de la résine avec les oxydes. En arrachant les molécules d'eau absorbés par la surface du substrat et puis en réduisant l'énergie de la surface par une réaction qui cible les liaisons d'hydrogène ces deux réaction sont données respectivement par les équations



La référence de la résine photosensible ainsi que les conditions de dépôt de cette dernière déterminent l'épaisseur de la couche. L'insolation de la résine à travers un masque qui contient des motifs chromés en particulier des guides droits et des micro anneaux de différentes tailles, permet de les reproduire sur les polymères insolés [1, 5, 6].

Dans notre travail, nous avons utilisé, des résines photosensibles positives portant la référence MEGAPOSIT SPR 700 SERIES PHOTO RESISTS. Et la longueur d'onde UV d'insolation est de 365 nm.

VI.4.4 Insolation de la résine

Après le *spin-coating* de la résine photosensible, elle est recuite à 95°C pendant 120 secondes sur plaque chauffante afin d'éliminer toutes traces de solvant, avant l'étape de l'insolation de la résine qui consiste au transfert de motifs du masque sur le support par exposition aux UV (365nm), les zones exposées aux rayonnements seront dégradées, ceci est réalisée à l'aide d'un aligneur, permettant le masquage par contact. Enfin, un recuit à 115°C pendant 120 sec sur plaque chauffante afin d'améliorer l'état de surface des motifs.

VI.4.5 Gravure sèche *Reactive Ion Etching* (RIE)

Il est possible de distinguer deux principales sortes de gravure sèche : la gravure physique et la gravure chimique.

- La gravure physique permet après création d'un plasma ionisant et l'accélération de ces ions vers l'échantillon d'arracher physiquement les surfaces des parties du polymère non masqué par la résine.
- La gravure chimique est basée sur une réaction chimique en surface du polymère et à la création de composés volatils.

La gravure sèche des polymères par (RIE) ou gravure ionique réactive permet d'utiliser simultanément deux types de gravures : physique et chimique. Les paramètres importants sont principalement le type de gaz utilisés, la pression de l'enceinte et la puissance du plasma. Dans notre cas, deux couches de masquage sont utilisées afin d'améliorer la résolution des motifs en polymère [1].

VI.4.6 Transfère des motifs de résine par RIE

La dernière étape consiste à transférer les motifs de résine par gravure ionique réactive. L'ouverture des fenêtres en silice (non protégée) est effectuée à l'aide d'un plasma O_2/SF_6 , et puis la gravure du polymère est réalisée à l'aide d'un plasma d'oxygène. Les paramètres de ces gravures plasmas sont regroupés dans le tableau VI.4.

VI.4.7 Dépôt de la gaine supérieure en PMATRIFE

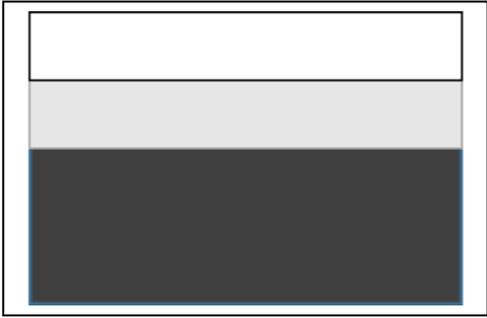
Pour la réalisation de structure canal enterré, une étape supplémentaire est nécessaire. Elle consiste au dépôt à la tournette d'une couche de PMATRIFE sur la couche PVCi segmenté par le procédé de photolithographie et RIE. Cette couche servira d'une gaine qui assure le confinement de tout les cotés. Les paramètres de dépôt sont identiques ceux de dépôts la gaine inférieure déjà exposé à la section VI.4.1.6

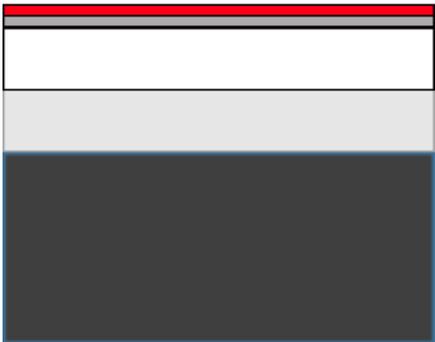
VI.4.8 Résumé des procédés de réalisation de la structure du filtre

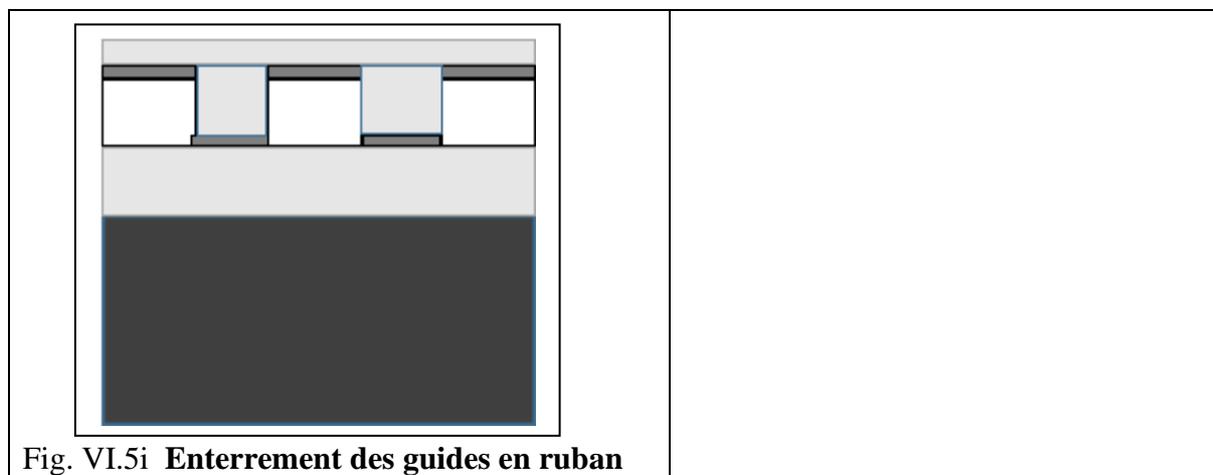
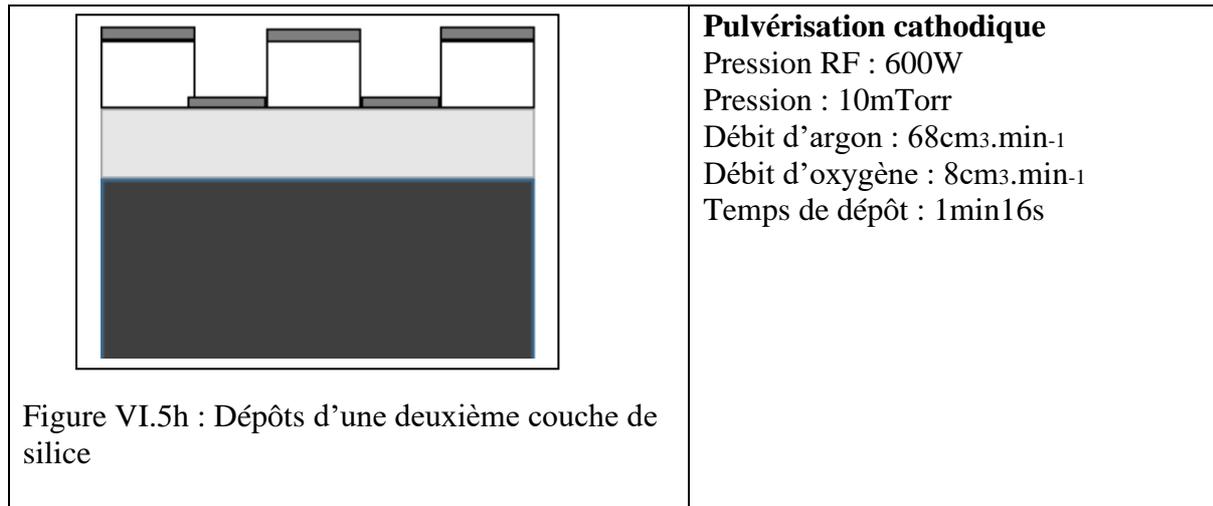
Le résumé des étapes principales de la technologie de réalisation de fonctions optiques intégrées en polymères est indiqué au tableau VI.4

Un schéma des étapes principales du processus est décrit dans la figure VI.2 Surtout pour la fabrication de micro-anneaux et dans l'étape de photolithographie, afin d'améliorer la résolution , une résine a été déposée pour former une couche de $0,13 \mu m$ d'épaisseur. Pour l'étape de gravure, le gaz SF_6 est utilisé pour graver la couche de silice et, O_2 , est utilisé de manière référentielle pour graver les polymères. La silice agit comme une couche de masquage pour graver PVCi en profitant de la sélectivité élevée de la silice par rapport aux polymères concernant la gravure au plasma. Ainsi, la résine agit comme couche de masquage pour ne graver que de la silice. Notez que l'épaisseur de $25 \mu m$ d'épaisseur du masque de silice suffit pour éliminer jusqu'à $1,5 \mu m$ de couche de PVCi

Tableau VI : Résumé des procédés de réalisation de filtre à base de micro-anneau en polymères PVCi/PMATRIFE

Étape	Conditions et paramètres des procédés
<p>D'épaisseur $e=200\mu\text{m}$</p>  <p>Figure VI.5a : Choix du substrat</p>	<p>Conditions et paramètres des procédés indice 3,4 et d'axe cristallin (100) de rayon 3 et 4 pouces, et d'environ $200\mu\text{m}$ d'épaisseur</p>
 <p>Figure VI.5b : Dépôt d'une couche mince du PMATRIFE d'épaisseur $e=5\mu\text{m}$</p>	<p>Mise en solution Solvant : THF Concentration : PMATRIFE/THF 500 g/L Filtration à $0,2\mu\text{m}$ par un filtre en PTFE Spin coating Temps de rotation : $t=6\text{s}$ Vitesse de rotation : $V=4000\text{tr.min}^{-1}$ Accélération : $a=3000\text{tr.min}^{-2}$ Recuit sur la plaque chauffante Température : $T=100^\circ\text{C}$ temps : $t=15\text{minutes}$</p>
 <p>Figure VI.5c : Dépôt d'une couche mince du PVCi d'épaisseur $e=1,5\mu\text{m}$</p>	<p>Mise en solution Solvant : THF Concentration : PMATRIFE/THF 500 g/L Filtration à $0,2\mu\text{m}$ par un Filtre en PTFE Spin coating Temps de rotation : $t=6\text{s}$ Vitesse de rotation : $V=4000\text{tr.min}^{-1}$ Accélération : $a=3000\text{tr.min}^{-2}$ Recuit sur la plaque chauffante température : $T=100^\circ\text{C}$ temps : $t=15\text{minutes}$ Dans une étuve température : $T=130^\circ\text{C}$, temps : $t=30\text{minute}$</p>
 <p>Figure V.5c : Dépôt d'une couche mince de la silice D'épaisseur 15 nm</p>	<p>Pulvérisation cathodique Condition de dépôt : Pression RF : 600W Pression : 10mTorr Débit d'argon : $68\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$ Débit d'oxygène : $8\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$ Temps de dépôt : 2min</p>

 <p>Fig.V.5d : Dépôt de résine photosensible 0.14</p>	<p>Mise en solution Solvant : SPR700-0.8/Acétone</p> <p>Filtration à 0,2 μm par un Filtre en PTFE</p> <p>Spin coating Temps de rotation : $t=30\text{s}$ Vitesse de rotation : $V=5000\text{tr.min}^{-1}$ Accélération : $a=3000\text{tr.min}^{-2}$</p> <p>Recuit <i>Soft Back</i> sur la plaque chauffante température : $T=95^\circ\text{C}$ temps : $t=120\text{sec}$</p>
 <p>Fig. VI.5e : Insolation et développement de la résine</p>	<p>Insolation sous UV Puissance moyenne : $13,8\text{mW}$ Temps : 2s</p> <p>Développement solvant : HMS Rinçage 2 fois Temps : 5+5 secondes</p> <p>Recuit : <i>Post Exposure Back</i> sur la plaque chauffante Température : $T=115^\circ\text{C}$ Temps : $t=120\text{sec}$</p>
 <p>Fig. VI.5f : Gravure sèche RIE de la silice</p>	<p>Gravure sèche RIE Puissance : 100W Pression : 20mTorr Débit de SF_6 : $5\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$ Débit de O_2 : $1\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$ Temps de gravure : 20secondes</p>
 <p>Figure VI.5g : gravure du polymère PVCi</p>	<p>Condition de gravure : Puissance : 125W Pression : 10mTorr Débit de O_2 : $20\text{cm}^3.\text{min}^{-1}$ Temps : 5 minutes</p>



Les guides d'ondes ont des sections transversales fixes de $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$. Un exemple de filtre basé sur le résonateur à micro-anneaux est illustré sur la figure VI.3. La vue de droite de cette figure est un zoom de la zone montrant la haute résolution obtenue pour la définition de la taille de l'intervalle (ici $0,8 \mu\text{m}$) entre le guide d'onde du bus et l'anneau

VI.4.9 Évaluation de la réalisation du filtre en longueur d'onde par photolithographie

La figure représente une photographie prise par microscope optique du filtre en longueur d'ondes à base des micro-anneaux polymères PVCi et PMATRIFE, déposées sur un substrat de silicium réalisé par photolithographie décrit précédemment. La procédure est identique à celle utilisée pour la mise en œuvre des guides d'ondes rectilignes, les motifs de masque utilisé dans l'étape d'insolation permettent de reconstituer la forme de la structure souhaitée.

La figure VI.6 montre le micro anneau en couplage latéral avec deux guides d'onde rectilignes. Ces derniers sont parfaitement alignés

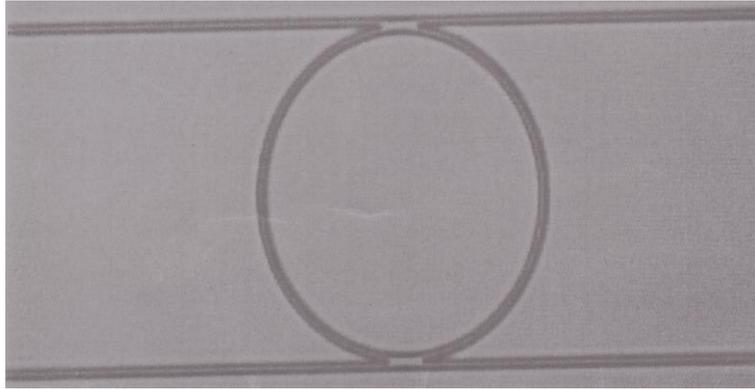


Figure VI.6: photographie prise par microscope optique du filtre en longueur d'ondes à base des micro-anneaux polymères PVCi et PMATRIFE

En fait, Le PVCi n'a été utilisé que récemment au CCLo pour la réalisation des guides d'onde et du micro-anneau à base de ce couple des polymères par la technologie de la photolithographie. Par conséquent, les processus de réalisation ont montrés un certain nombre de problèmes liés aux défauts de surfaces présence des rides, non adhérence entre les différentes couches, notamment pendant certains recuits. Ces défauts sont la cause des propriétés thermomécaniques relativement basses de PVCi. D'autre part, on remarque l'existence de coupures aux niveaux des zones de guidage, en plus la résolution des zones de couplage entre les guides droits et les résonateurs n'est pas élevée. Ceci est dû à l'état du masque utilisé dans la photolithographie

Les études effectuées par la suite, ont permis d'éliminer les rides en surface en utilisant l'insolation partielle sous UV et traitement thermique température du PVCi, Ce qui a conduit respectivement à une stabilité thermiquement de ce polymère et une amélioration de l'adhérence avec le substrat. Actuellement le procédé de fabrication des fonctions optiques utilisant le couple PVCi/ PMATRIFE est maîtrisé

VI.5 Caractérisation de filtre en longueur d'ondes réalisé à base de polymère PVCi/PMATRIFE

La dernière section de ce chapitre est dédiée à la caractérisation de la fonction de filtrage en longueur d'ondes modélisée puis réalisée précédemment. Ceci, constitue une étape décisive afin de valider et d'optimiser la procédure technologique de fabrication. Pour se faire, nous utilisons un banc d'injection. Le principe de ce dispositif de mesure consiste à

l'injection d'un faisceau laser à l'entrée du composant optique et de mesurer la puissance du ce faisceau à la sortie. Ceci permet de vérifier le guidage optique de la fonction de filtrage et l'évaluation des pertes résultant de la propagation de la lumière dans la structure.

VI.5.1 Caractérisation de guides droits

Les caractérisations optiques des composants fabriqués par les différents processus technologiques aux salles blanches, consistent à évaluer les différentes fonctions réalisées et de tester leur bon fonctionnement et les comparer à la théorie. Ainsi que les mesures des différentes pertes optiques engendrées par l'ensemble du système (pertes inhérentes aux matériaux, à la technologie ou à la géométrie des fonctions) ceci, dans les longueurs d'onde de fonctionnement [4]. Les résultats des mesures permet de tester la fiabilité des ces différentes fonctions réalisées et l'optimisation de la synthèse des matériaux entrants dans leur fabrication ainsi que l'amélioration des différentes étapes de mise en forme.

En fait, les guides d'onde représentent la base des différentes fonctions optiques. La diminution des pertes optiques est un critère primordial pour que ces guides soient susceptibles à être utiliser dans les différents composants des télécommunications. Afin de mesurer les pertes de nos guides d'ondes, nous devons utiliser un banc de caractérisation optique.

La mesure de l'atténuation qui subit le signal optiques lors de sa propagation dans une structure de guidage représente un facteur important dans la caractérisation de ces derniers. Pour qu'un composant d'optique intégrée soit commercialement viables, il ne doit pas dépasser un niveau des pertes de l'ordre 1 dB/cm.

V.5.1.1.1 Origines des pertes optiques

En effet, la propagation de signal optique à travers n'importe quel milieu est toujours accompagnée des pertes d'énergie [7]. Dans un guide lors de passage d'un faisceau laser ; il existe plusieurs type d'atténuation. Les sources pertes de propagation exprimées en dB/cm dans un guide d'onde les sont multiples [1, 7, 8]:

- Les pertes par diffusion d'imperfections sont localisées au sein de la couche guidant ou aux interfaces. Elles sont liées aux pertes de guidage.
- Les pertes de guidage sont la conséquence d'un mauvais confinement. Une partie du signal sort du cœur de guide par l'intermédiaire de la partie évanescente du signal. Ces pertes sont plus grandes pour les modes de propagation d'ordre élevé pour lesquels le nombre de réflexions aux interfaces est plus important
- Les pertes par absorption sont principalement dues au matériau (impuretés chimiques...)
- Les pertes par radiation sont dues à un transfert d'une partie de l'énergie d'un mode guidé vers un mode de radiation (à l'interface guide-air ou guide-substrat). Les pertes par radiation sont généralement négligeables pour les modes bien confinés et, au contraire élevées pour les modes d'ordres élevés.

VI.5.1.2 Mesure des pertes d'un guide d'onde par la méthode *cut-back*

La méthode "*cut-back*" est fréquemment utilisée pour mesurer les pertes de propagation et celle de couplage dans les guides d'onde. Cette technique repose sur l'injection d'un faisceau de lumière d'une puissance optique connue à l'entrée du dispositif, et de mesurer la puissance émergeant à sa sortie. La perte de propagation est déterminée par le calcul du rapport de puissance "entrée/sortie" pour différentes longueurs d'échantillons [2, 8]. Réalisée en clivant progressivement le guide d'onde initiale pris suffisamment long par commodité. L'évolution des pertes peut être exprimée par la relation

$$\alpha(dB) = -10 \cdot \text{Log} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (\text{VI.5})$$

En effet, On doit obtenir une droite dont la pente nous donne les pertes de propagation α (exprimées en dB/cm) . Par ailleurs, Les pertes de couplage (exprimées en dB) sont mesurées par extrapolation de la droite pour une longueur nulle [9, 10].

VI5.1.2.1 Description de la méthode de Cut back

On place tout d'abord la fibre d'injection à l'entrée de l'échantillon face au guide d'onde. On utilise les platines de micro déplacement "XYZ" afin de s'aligner sur le guide d'onde. On effectue la même opération en sortie du guide d'onde. L'échantillon a été

préalablement clivé afin d'obtenir des faces bien droites pour que l'injection puisse se faire bien perpendiculairement à la section du guide d'onde [11].

C'est une méthode qui donne des résultats très exacts, malgré qu'elle soit un peu lente. En fait, elle consiste à calculer les pertes dans un échantillon de longueur L_0 (de l'ordre de Cm) puis les pertes dans une longueur $L_1 < L_0$ (en clivant l'échantillon initial sur deux par exemple), puis sur une longueur $L_2 < L_1$ (en clivant L_1 initial sur deux par exemple).....etc.

Les pertes dans chacune des échantillons de longueurs différentes sont mesurées en utilisant un banc de caractérisation optique, ce dispositif consiste à injecter le Laser généré d'une source accordable en puissance dans une fibre optique (monomode et à maintien de polarisation), la sortie de cette dernière ayant la forme d'une microlentille (pour faciliter l'opération de l'injection) est alignée à l'entrée du guide d'onde droit. Après que le laser traverse et sort de guide, il va être récupéré par une deuxième fibre (alignée avec la fibre d'injecteur et le guide) connectée à un détecteur (potentiomètre) ce dernier va afficher l'intensité de la lumière récupérée. Les pertes peuvent être calculées tout simplement en divisant la puissance récupérée (à la sortie de guide) par celle injectée (à l'entrée du guide). En traçant la courbe des pertes dans les guides en fonction des longueurs des échantillons examinés : L_0, L_1, L_2, L_3 etc. On obtient une droite, la pente de cette dernière représente s'interprète physiquement comme étant les pertes linéaires de guide en (dB/Cm).

VI.5.1.2.2 Banc de caractérisation optique

Le banc optique de caractérisation est un dispositif permettant la mesure des pertes et /ou l'étude spectrale dans un guides d'ondes. Il est constitué principalement de trois platines de micro-déplacement réglables sur les 3 axes X, Y et Z. L'ajustement de mouvement des ces platines se fait soit manuellement soit à l'aide des piézomètres. La source de laser cohérente émettant un signal infrarouge de longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. Dans une fibre optique (microlentille et à maintien de polarisation) fixée sur la première platine. Par ailleurs la deuxième platine nous permet de fixer l'échantillon de guide d'onde. En fin une troisième platine nous permet de placer une fibre optique pour récupérer directement le signal issu des guides d'ondes. Cette fibre optique positionnée en sortie de l'échantillon nous permet soit de faire des études spectroscopiques dans le cas de connexion à un analyseur de spectre soit de mesurer la puissance de signale sortant dans le cas de connexion à un potentiomètre [2].

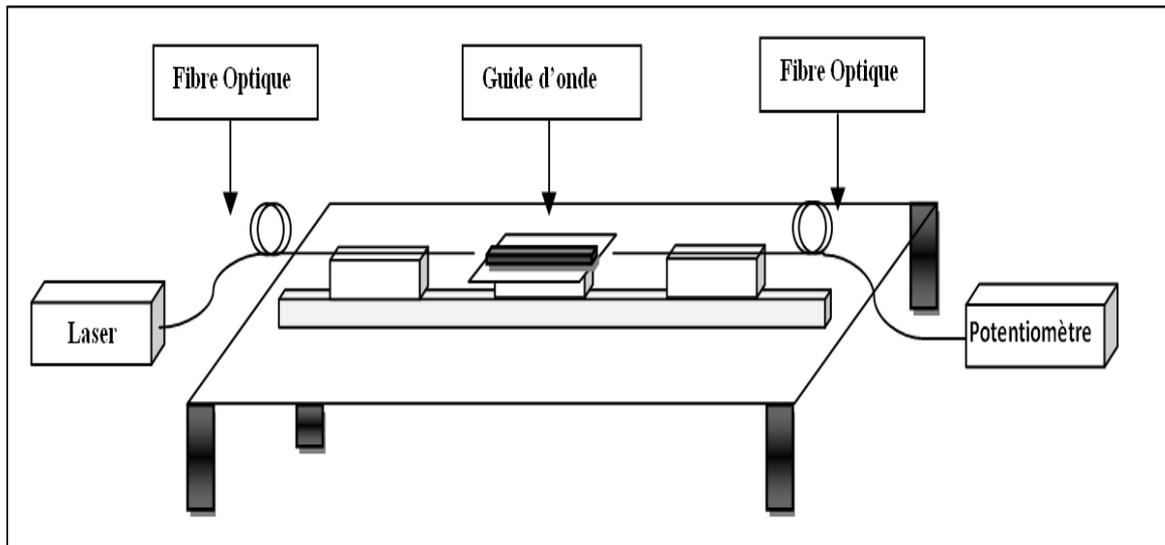


Figure VI.7: Schéma d'un banc de caractérisation optique.

Dans certains cas, pour faciliter l'alignement de la fibre d'injection et le guide d'onde on peut remplacer la fibre de sortie par une caméra infrarouge équipée par un objectif (placé sur la 3^e platine) et relié à un microordinateur. Ce dispositif permet la visualisation du champ proche de sortie sur le moniteur. L'alignement est parfait lorsque le profil de la lumière sortant de guide est sous forme d'un petit spot.

VI.5.1.2.2 Mode opératoire de la méthode *Cut-Back*

Pour mesurer les pertes optiques dans les guides d'onde optique droit en ruban à base de polymère (PVCi /PMATRIFE) déposé sur un substrat de silicium. J'ai utilisé la méthode de *cut back* sur une série constituée de 5 guides de section carrée identique $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ et de même longueur 50 mm. La distance inter guides est de $250 \mu\text{m}$,

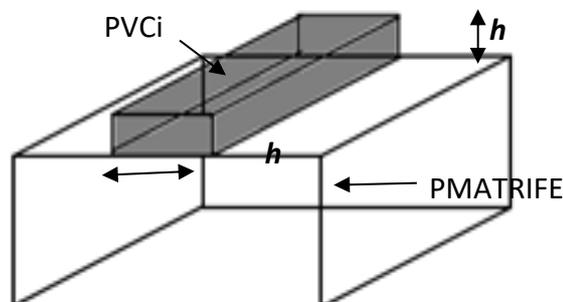


Figure VI.8: Schéma de guide d'ondes PVCi /PMATRIFE caractérisé par *Cut-Back*.

Pour ce faire, un banc de caractérisation optique a été utilisé. Une source de laser accordable de puissance max =10 mw, une fibre micro lentille et (conservation de polarisation) dans la partie injection est une fibre standard dans la partie récupération cette dernière est reliée à un détecteur (potentiomètre) affichant la puissance récupérée. Donc le laser à 1,55 μm généré par la source est injecté dans la fibre microlentille qui est alignée à l'entrée du guide d'onde et à la sortie de ce dernier mesure la puissance de la lumière.

Les pertes dans le guide en dB se calculent par l'éq. (1). Telles que P_{In} , P_{Out} sont la puissance à l'entrée est à la sortie de guide respectivement . Le protocole de mesure exige le calcule tout d'abord P_{in} en couplant les deux fibres (injection et récupération fibre à fibre) et puis en injecte la lumière la puissance à la sortie est de guide relie au potentiomètre est par convention P_{Out} . Par ailleurs pour des plus d'exactitude les mouvements (sur les 3 axes XYZ) des : fibre d'injection et celle de récupération sont contrôlées par des Piézoélectriques.

VI.5.2 Résultats et discussion de mesures des pertes

Nous avons appliqué la méthode Cut-back sur un guide de section de $(1,5)^2 \mu\text{m}^2$. En clivant l'échantillon de longueur initiale $L_0 = 5 \text{ cm}$ à des longueurs : $L_1 = 3 \text{ cm}$; $L_2 = 2,5 \text{ cm}$ et enfin $L_3 = 1,5 \text{ cm}$. Les mesures des pertes respectives sont classées dans le tableau ci-dessous :

Tableau.VI.5: Résultats de mesures des pertes par la méthode *cut-back*

Longueur de guides d'onde : L (cm)	Pertes de propagation : P (dB)
1	9,66576245
2,5	10,5453141
3	11,3194364
5	16,6554625

Pour pouvoir calculer les pertes linéiques α , on doit tracer la courbe P en fonction des longueurs des l'échantillon. Ceci est illustré dans la courbe ci-dessous :

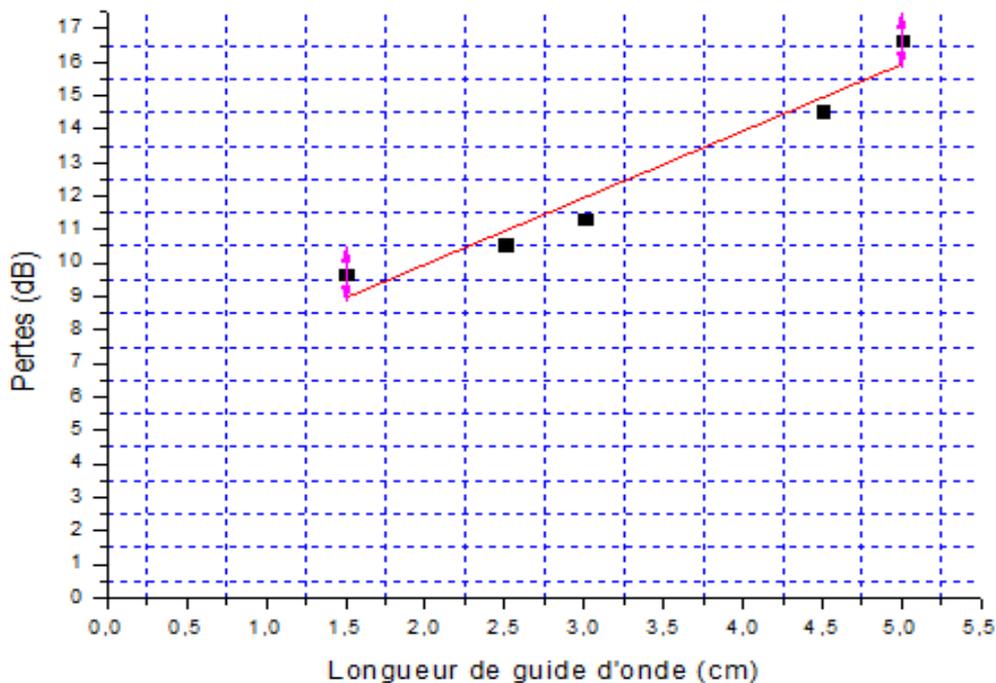


Figure VI.10: Courbe des pertes de propagation en fonction des longueurs des guides

L'interprétation physique de la pente de la courbe $P=f(L)$ est tout simplement les pertes linéique α . Sa valeur numérique vaut $\alpha = 1,97$ dB/cm. ce qui est acceptable pour un guide d'onde diélectrique (< 2 dB/cm) [5]. Ce qui est au voisinage des résultats trouvés dans la littérature [9]. Par contre la perte de couplage est calculée par extrapolation pour une longueur nulle. D'après la figure cette pertes est au voisinage de ~ 6 dB, cette valeur reste relativement élevée. Cela peut être expliqué au fait que : le clivage des faces de guide (entrée et sortie) lorsqu'il n'est pas propres et planes il va révoquer des surfaces contenant des rugosités, ce qui rend l'injection de l'onde lumineuse dans le guide plus difficile, ceci augmente les pertes de couplage. D'autre part il existe aussi un facteur qui peut agrandir les pertes par couplage à savoir les pertes induites par le désaccord entre les modes de l'onde incidente et les modes propres de propagation du guide [12].

Conclusion

Nous avons utilisé la photolithographie UV standard de 365 nm et le RIE (Reactive Ion Etching) pour réaliser le filtre à base de micro-résonateur. Cette technique appliquée sur le couple des matériaux polymères PVCi comme couche guidant et du PMATRIFE (Poly (2,2,2 MéthAcrylate de TRIFluoro-Ethyle)) comme gaines inférieures.

Nos dépôts des couches minces de couple des matériaux des polymères PVCi /PMATRIFE sont réalisés par *spin coating*. Afin d'obtenir la structure souhaitée, nous avons effectué une étude sur l'influence des différents paramètres de dépôts comme : la vitesse et l'accélération de rotation, les concentrations en solution des polymères déposés sur les épaisseurs des couches minces. Cette études nous permet de mis au points le processus de spin coating .

Nous avons pu réaliser le filtre en longueur d'ondes à base de micro anneau en polymère PVCi /PEMATRIFE, néanmoins les processus de réalisation ont montrés un certain nombre de problèmes liés aux défauts de surfaces, comme la présence des rides engendrent une rugosité notamment pendant certains recuits. Ces défauts sont la cause des propriétés thermomécaniques relativement basses de PVCi et de l'état du masque utilisé dans la photolithographie. L'insolation partielle sous UV et le traitement thermique à haute température du PVCi ont permis d'éliminer ces défauts de surface.

Pour la caractérisation des pertes dans un guide d'onde droit de section carré $1,5 \mu\text{m}^2$, on a utilisé la méthode *Cut back*. Le résultat obtenu montre que la lumière est bien confinée dans les guides d'onde vue la valeur relativement faible de pertes de propagation. L'utilisation des photos de caméra pour observer le profile de mode sortant confirme ce constat.

Les pertes de propagation dans les guides d'onde droits sont acceptables 1,97 dB/cm. Mais pour des applications dans les télécommunications, les composants optiques passifs ne doivent pas dépasser le seuil de 1 dB/cm [5].

Les pertes de couplage sont élevées malgré l'utilisation de fibre microlentille, cela est dû à l'état de surface de l'entrée et de sortie qui montre une certaine rugosité. En plus du

désaccord entre les modes de fibre d'injection (qui a une dimension $\sim 10 \mu\text{m}$) et celles de guide d'onde siège de mesure (se section carrée $=h^2 = (1,5 \mu\text{m})^2$).

La méthode Cut-back est destructive, c'est à dire il faut découper l'échantillon en plusieurs morceaux pour effectuer les mesures des pertes. Mais elle donne des résultats très exacts. Son importance consiste à donner une idée sur la fiabilité de processus technologique de mise en oeuvre de guide d'onde.

Références Bibliographiques

- [1] Maalouf, A., *Contribution à l'étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères*. 2007, Université Rennes 1.
- [2] Gatti, S., *Inscription laser UV pulsé sur nouveau matériau hybride pour codeurs optiques intégrés*. 2007, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc.
- [3] Emslie, A.G., F.T. Bonner, and L.G. Peck, *Flow of a viscous liquid on a rotating disk*. Journal of Applied Physics, 1958. **29**(5): p. 858-862.
- [4] Goudket, H., *Etude de matériaux polymères, organiques et organo-minéraux, dopés par des colorants organiques: Application à la réalisation de sources laser intégrées*. 2004, Université Paris Sud-Paris XI.
- [5] Assaïd, I., *Matériaux et technologies de photoinscription de guides optiques en polymère*. 2004, Université Rennes 1.
- [6] Le Tacon, S., *Mise en œuvre et étude des techniques d'intégration de matériaux organiques en vue de la réalisation d'un modulateur électro-optique*. 2007, Université de Nantes.
- [7] Chen, C.-L., *Foundations for guided-wave optics*. 2006: John Wiley & Sons.
- [8] Jabbour, J., *Synthèse et caractérisation d'un matériau hybride organique inorganique à base d'un époxysilane: Application à la réalisation de circuits photoniques*. 2007, Université Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc.
- [9] M. H. Lee, H.J.L., S.G. Han, H.-Y. Kim, K.H. Kim, Y.H. Won, S.Y. Kang, *Thin Solid Films*, 1997. **303** p. 287.
- [10] Hunsperger, R.G. and J.R. Meyer-Arendt, *Integrated optics: theory and technology*. Applied Optics, 1992. **31**: p. 298.
- [11] Cornic, C., *Réalisation par gravure RIBE de guides optiques en polyimide: Contribution à leur caractérisation dans un modulateur électrooptique*. 2003, Limoges.
- [12] Haruna, M., Y. Segawa, and H. Nishihara, *Nondestructive and simple method of optical-waveguide loss measurement with optimisation of end-fire coupling*. Electronics Letters, 1992. **28**(17): p. 1612-1613.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERCPÉCTIVES

Notre travail consiste à la conception d'un filtre passif en longueur d'ondes à faibles coût pour l'utilisation dans un réseau WDM-PON. Pour ce faire, nous envisageons de réaliser ce composant avec des matériaux polymères en utilisant la technologie de l'optique intégrée. Le design proposé pour ce filtre est basé sur le couplage entre deux guides d'ondes droits et micro-résonateur en anneau mise en œuvre en polymères : le PVCi comme matériaux de guidage et le PMATRIFE comme matériaux de gaine. D'autre part, La transmission de signale dans ce réseau, est caractérisé par une fréquence de 100 GHz et multiplexée sur la grille DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*) dans la bande C. Ce qui exige un espacement de 0.8 nm entre les canaux multiplexés selon les normes de l'ITU (*International Telecommunication Union*).

Pour la conception de ce filtre nous avons commencé par la présentation de certaines notions théoriques concernons les guides d'ondes et le micro anneau. Notamment, le principe de la réflexion totale interne utilisé pour le guidage et le confinement de la lumière dans un guide d'onde. D'autre part, une méthode analytique pour calculer l'indice effectif des guides a été présentée. Ce paramètre, sont d'une grande dans la simulation d'un guide d'onde à base de polymères.

Par ailleurs, afin de modéliser le comportement de la lumière au sein d'un filtre constitué d'un micro-anneau couplé à deux guides d'ondes droits, un modèle matriciel basé sur la matrice de diffusion a été mis en place. Ce modèle, nous a permet d'aboutir aux expressions mathématiques décrivant les différentes caractéristiques pertinentes du filtre, tel que : le coefficient de transmission, la largeur de la bande passante, le facteur de qualité Q , l'ISL... etc. en fonction des paramètres opto-géométriques de la structure.

Pour le design de filtre à base de micro-anneau en polymères, nous avons effectué des simulations sur les différents blocs constituant ce composant à savoir : les guides d'ondes droits, le micro anneau et le gap, cette étape vise à optimiser la géométrie de la structure de filtre afin d'arriver aux performances de système imposées par le cahier des charges pour la fonction de filtrage pour le réseau d'accès WDM-PON. Par ailleurs, le processus de simulation nécessite un certain nombre de champs d'entrée comme : les exigences

fonctionnelle et structurales du système ainsi que les contraintes liées aux limitations de la technologie mise en œuvre de ce filtre.

Pour la conception des guides d'onde, nous avons choisi parmi la gamme des polymères utilisé au CCLO, le couple des matériaux assurant le plus fort contraste d'indice @1550 nm: le PVCi (poly(vinyl cinnamate)) qui a un indice de réfraction de 1,582 ; pour matériau de cœur et PMATRIFE (poly(2,2,2 methacrylate de trifluoroéthyle) d'indice de 1,409; pour la gaine. La différence des indices est de ($\Delta n = 0.153$). à l'aide de logiciel OlympIOS, nous avons effectué des simulations de trois structures différentes des guides d'ondes : guide en ruban, guide en arrête et guide avec nervure. On a pu déterminer les tailles maximales des guides pour lesquelles la propagation soit en régime monomode. Les valeurs numériques pour des ces guides de sections carrée sont respectivement $2,5 \times 2,5 \mu\text{m}^2$, $3,5 \times 3,5 \mu\text{m}^2$ et $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. D'autre part, des propriétés liées au guidage comme : l'indice effectif, le coefficient de confinement le nombre de modes, le profil de modes et les pertes optiques ont été calculées pour différentes taille de guide de 1,5 à 4 μm . Les résultats de simulation numérique nous a permis de choisir parmi les trois configurations des guides d'ondes monomode, celle qui a le maximum de confinement et le minimum des pertes à savoir le guide en ruban de section optimale de cœur : $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}^2$.

Par ailleurs, nous avons effectué des simulations numériques pour calculer quelques paramètres importants d'un micro-anneau à base de ce même couple de polymère PVCi/PMATRIFE choisi précédemment pour la conception des guides d'ondes. Dans notre thèse, une importance particulière a été consacré au calcul des pertes, pour cela, les pertes par courbure @1550 nm ont été calculées pour différents rayons de courbure à l'aide d'une méthode numérique Bend2D reposant sur les différences finies et deux autres méthodes analytiques qui sont la méthode de Marcus et la méthode de Marcatilli . Nous remarquons que : les trois méthodes se coïncident pour les rayons de courbure élevés, par contre il existe un décalage significatif entre elles pour des rayons $< 110 \mu\text{m}$. Nous avons constaté que les pertes diminuent d'une façon exponentielle en fonction de rayon de courbure. Pour les rayons $< 20 \mu\text{m}$ les pertes commence à devenir plus importantes. Puisque le mode principal tend à s'échapper de cœur vers l'interface cœur/gaine au fur et à mesure que le rayon de courbure diminue. Ce résultat est en parfaite accord avec la littérature.

Dans le cadre de cette thèse, L'Intervalle Spectral Libre (ISL) dans le spectre de signal filtré souhaité est de 15 nm. Ce paramètre est lié directement au rayon du micro-anneau par la relation suivante $ISL = \lambda/2\pi RN$ où N l'indice du matériau constituant le cœur de la structure et R le rayon de l'anneau. En prenant compte de la bande passante de signal optique (bande passante de 100 Gbit/s) @ 1,55 μm on abouti à une valeur de rayon de micro-anneau qui ne doit pas dépasser 15 μm .

Après avoir déterminé par simulations numériques les paramètres opto-géométrique des guides d'ondes et du micro anneau. Nous avons passé au dimensionnement de la distance entre le guide d'onde et micro anneau ou ce qu'on appelle gap. Cette dernière détermine le taux de l'énergie couplé entre les guides d'ondes et le micro anneau, exprimée souvent par les coefficients de couplage. Pour ce faire, nous avons utilisé un modèle analytique basé sur le théorème des modes couplés TMC pour déterminer l'influence de gap sur les coefficients de couplage. En effet, les équations de TMC sont généralement définies dans le cas de couplage entre deux guides d'ondes droits parallèles, mais dans notre cas nous avons effectué une projection des ces équations sur le couplage entre un guide d'onde droit et un micro anneau. Ce modèle a été implémenté sur Matlab, ce qui nous permet de tracer la courbe de variation de coefficient de couplage en fonction de gap. En outre, nous avons obtenu la même courbe par simulation numérique en utilisant le logiciel RSOFT qui repose sur la méthode des faisceaux propagés ou *Beam Propagation Method*.

Lors de conception de filtre à base de micro résonateur polymère, il est indispensable d'optimiser les caractéristiques les plus importantes de micro anneau telles que : IL_{Drop} , taux de rejet, la bande passante, le Crosstalk, la finesse...etc. afin de répondre aux exigences imposées par le cahier de charge fixé pour le fonctionnement de ce filtre. Nous avons donc, implémentant les formule des ces caractéristique à l'aide de Matlab, ce qui nous a permet d'investiguer sur l'influence éventuelle des paramètres comme : le rayon de l'anneau, les pertes et notamment les coefficients de couplage sur ces caractéristiques.

D'après les résultats obtenus et les connaissances antérieures (rencontré dans la littérature) , nous avons choisi le coefficient de couplage optimal qui assure un compromis entre toutes ces caractéristiques, ce coefficient est évalué à 0.4 . Cette valeur correspond à une configuration de couplage latérale avec un gap entre guide et anneau à 0.5 μm . cette valeur représente la limite inférieure difficile à obtenir avec la photolithographie optique conventionnelle adoptée pour la mise en œuvre.

Enfin, on a pu dimensionner la structure géométrique concrète du filtre en optimisant les paramètres opto-géométriques des ses différentes blocs (guides d'ondes droits, micro-anneau et zones de couplages). Ceci nous a permis de concevoir un filtre en longueur d'onde à base de micro-anneau en polymères (PVCi/ PMATRIFE). Possédant des caractéristiques en accord avec les exigences du cahier de charges fixé pour la fonction du filtrage en réseau d'accès. L'analyse détaillée de la réponse spectrale du filtre conçu dans la bande C permet de déterminer les paramètres pertinents, de ce fait une finesse allant jusqu'à 10,125 et un FSR de 15 nm sont obtenus. D'autre part la perte d'insertion est inférieure à 0,2 dB. La largeur de raie de résonance étroite de moins de $1,47\mu\text{m}$ est très attrayante pour les applications WDM denses.

Dans le cadre de notre thèse, On a utilisé la photolithographie UV standard de 365 nm et le RIE (*Reactive Ion Etching*) pour réaliser le filtre à base de micro-résonateur polymère. Les couches minces de couple des matériaux polymères PVCi /PEMATRIFE utilisés pour la mise en œuvre de ce composant sont déposées par *spin coating*. Afin d'obtenir la structure souhaitée, nous avons effectué une étude sur l'influence des différents paramètres de dépôts comme : la vitesse et l'accélération de rotation, les concentrations en solution des polymères déposés sur les épaisseurs des couches minces. Cette étude nous permet de mettre au point le processus de *spin coating*.

On a pu réaliser le filtre en longueur d'ondes à base de micro-anneau en polymère PVCi /PEMATRIFE, néanmoins les processus de réalisation ont montré un certain nombre de problèmes liés aux défauts de surfaces. La présence de rides engendrent une rugosité notamment pendant certains recuits. Ces défauts sont la cause des propriétés thermomécaniques relativement basses de PVCi et de l'état du masque utilisé dans la photolithographie. L'insolation partielle sous UV et le traitement thermique à haute température du PVCi ont permis d'éliminer ces défauts de surface.

Pour la caractérisation des pertes dans un guide d'onde droit de section carré $1,5 \times 1,5\mu\text{m}^2$, nous avons employé la méthode *Cut back*. Le résultat obtenu montre que la lumière est bien confinée dans les guides d'onde vu la valeur relativement faible de pertes de propagation. L'utilisation des photos de caméra pour observer le profil de mode sortant confirme ce constat.

Les pertes de propagation dans les guides d'onde droits sont acceptables 1,97 dB/cm. Mais pas suffisante pour des applications dans les télécommunications, car les composants optiques passifs ne doivent pas dépasser le seuil de 1 dB/cm [5].

Les pertes de couplage sont élevées malgré l'utilisation de fibre microlentille, cela est dû à l'état de surface de l'entrée et de sortie qui montre une certaine rugosité. En plus de désaccord entre les modes de fibre d'injection (qui a une dimension $\sim 10 \mu\text{m}$) et celles de guide d'onde siège de mesure (se section carrée $=h^2= (1,5 \mu\text{m})^2$).

La méthode Cut-back est destructive, ça à dire il faut découper l'échantillon en plusieurs morceaux pour effectuer les mesures des pertes. Mais elle donne des résultats très exacts. Mais son importance consiste à donner une idée sur la fiabilité de processus technologique de mise en oeuvre de guide d'onde.

Il a déjà été démontré que des dispositifs constitués d'un unique micro-résonateur couplé par deux guides d'onde présentent une fonctionnalité prometteuse en tant que filtre optique pour l'application dans les télécoms ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$). Cependant, des études ont été menés pour la conception des filtres d'ordre supérieur basés sur les combinaisons de plusieurs résonateurs en cascade offrent une amélioration substantielle des performances de dispositif.

Le filtre en anneau polymère réalisé dans le cadre de notre thèse est passif et n'est pas accordables. L'accordabilité de dispositif peut être effectué en variant l'indice de réfraction de système soit par effet thermo-optique soit par effet électro-optique ce qui conduit à une variation de longueur d'une de résonance. Pratiquement, Ceci peut être réalisé en déposant des électrodes (de très haute conductivité électrique / thermique en or par exemple) sous forme d'une couche mince sur l'anneau ou sur les zones de couplage. Ce qui donne la possibilité soit de varier la température de l'anneau ou d'appliquer un champs électrique extérieur avec l'utilisant des polymères électro-optiques.

Résumé

L'explosion du nombre d'utilisateurs de réseaux d'accès et le développement de nouveaux services de télécommunications ont causé une augmentation énorme des demandes en matière de bande passante. Le déploiement de réseaux d'accès FTTH a augmenté considérablement les débits de transmission des données. De nos jours, le réseau d'architecture PON (*Passive Optic Network*) implémenté au sein du FTTH constitue une référence en matière des réseaux d'accès à très haut débit. Les efforts pour élever les débits de transmission des données ont conduit à l'invention d'une nouvelle architecture baptisée WDM-PON reposant sur l'introduction de la technique WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) dans le réseau PON ceci permet de multiplier le nombre des canaux transmis sur une seule fibre. Par ailleurs, un WDM-PON nécessite l'installation d'un certain nombre de composants tout au long de réseau. Parmi ces composants indispensables pour la gestion du trafic du signal optique de coté l'abonné est le filtre optique. Notre travail entre dans ce contexte, il constitue une contribution à la conception d'un filtre en longueurs d'ondes passif à bas coût, conçu à base de résonateur à micro-anneau et réalisée de matériaux polymères (PVCi/PMATRIFE) en utilisant la technologie de l'optique intégrée.

Abstract

The explosion in the number of access network users and the development of new telecommunications services have caused a huge increase in bandwidth demand. Deployment of FTTH (Fiber To The Home) access network has significantly increased data transmission rates. Today, PON (Passive Optic Network) architecture implemented in the FTTH is a benchmark for very high speed access networks. Efforts to raise data transmission rates have led to the invention of a new architecture called WDM-PON based on the introduction of the Wavelength Division Multiplexing (WDM) technique in the PON network, which allows to multiply the number of channels transmitted over a single fiber. Moreover, WDM-PON requires the installation of a number of devices throughout the network. Among these essential devices for the management of optical signal traffic side subscriber is optical filter. Our work comes in this context, it is a contribution to the design of a low-cost passive wavelength filter, designed based on micro-ring resonator and made of polymer materials (PVCi / PMATRIFE) using integrated optics technology.

ملخص

لقد أدى الانفجار في عدد مستخدمي شبكة الوصول من جهة وتطوير خدمات جديدة للاتصالات من جهة أخرى إلى زيادة كبيرة في الطلب لعرض النطاق الترددي. أدى نشر شبكة الوصول FTTH (الألياف إلى المنزل) إلى زيادة معدلات نقل البيانات بشكل ملحوظ. اليوم، تعتبر شبكة PON (شبكة الألياف البصرية السلبية) المنفذة في FTTH معياراً لشبكات النفاذ بسرعة عالية جداً. وقد أدت الجهود الرامية إلى زيادة معدلات نقل البيانات إلى اختراع بنية جديدة تسمى WDM-PON مبنية على أساس إدخال تقنية الطول الموجي بالتقسيم (WDM) في شبكة PON، والذي يسمح بمضاعفة عدد من القنوات التي تنتقل عن طريق الليف البصري الواحد. علاوة على ذلك، يتطلب تركيب WDM-PON عدد من المكونات في جميع أنحاء الشبكة. ومن بين هذه المكونات الأساسية لإدارة الإشارات البصرية من الجانب الخاص بالمستخدم نذكر المرشح البصري. عملنا يأتي في هذا السياق، إذ يتمثل في المساهمة في تصميم مرشح الطول الموجي سلبي ذو تكلفة منخفضة، مصممة على أساس مرنان مايكروني بشكل حلقي ومصنوعة من مواد البوليمر (PVCi / PMATRIFE) باستخدام تكنولوجيا البصريات المتكاملة