

UNIVERSITE KASDI MERBAH-OUARGLA

Faculté de Mathématique et Sciences

Département de Physique



Mémoire

MASTER ACADEMIQUE / PROFESSIONNEL

Domaine : Physique Rayonnement

Filière : Physique

Spécialité : La physique de détecteur de rayonnement optique et électronique

Présenté par : Rezzag Bara Fadila

Thème:

***ETUDE DES MICRO-RESONATEURS A BASE DE
POLYMERES UTILISÉS DANS UN FILTRE DES
LONGUEURS D'ONDES***

Le : ... /.../2014

Devant le jury :

M. K.M Aiadi

Pr. Président

UKM Ouargla

M. A. Mamanou

MC(A) Encadreur/rapporteur

UKM Ouargla

M. O. Bentouilla

MC(A) Examineur

UKM Ouargla

Année Universitaire 2013 /2014

Remerciements

Avant tout, nous remercions dieu le tout puissant de nous avoir accordé la santé, le courage et les moyens pour suivre nos études et la volonté pour la réalisation de ce travail.

Je remercie :

Mes Vifs et sincères remerciements à mon promoteur docteur : Mamanou Abdlatif qui a bien voulu prendre en charge et diriger mon travail, pour sa gentillesse, ses aides précieuses, avec beaucoup de rigueur et de patience, ses critiques et ses conseils éclairés m'ont été très biens bénéfiques

Non oublier pas Mr : Meftah Tayb et Mr : Khalfaoui Fathi etc. pour son aide.

Je remercie aussi :

Pr. Aiadi Kamel eddin Maître assistant au Département de Physique et science de matière de l'université d'Ouargla, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury

Mr. Bentouila Omar, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

A toutes et à tous qui ont participé à la réalisation de ce travail

A la fin je tiens à exprimer mes remerciements à tous nos collègues de la promotion de PHYSIQU RAYONNEMENT 2014

Rezzag bara Fadila

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Introduction général1

Chapitre I : théorie de micro résonateur

Introduction 3

I-1 Notion d'optique intégrée et guide d'onde..... 3

I-1-1 optique intégrée.....3

I-1-2 Guide d'onde.....4

I -1-2-1- Principe de guidage.....4

I -1-2-2- Types des guides d'onde selon le profile de l'indice de se réfraction.....5

I -1-2-3- Types des guides d'onde selon la forme géométriques.....5

a)- Guide d'onde plan.....6

b)- Guide d'onde rectangulaire.....7

I -1-2-4- Guide à gradient d'indice et guide a saut d'indice7

a)- Guide plan à saut d'indice7

b)- Guide plan à gradient d'indice7

I -1-2 -5- polarisation du lumière -Mode dans un guide d'onde8

a)- Mode TE8

b)- Mode TM9

c) Mode TEM 9

I -1-3 - fibres optiques10

I -1-3-1 Type des fibres optiques10

a)-Fibre monomode (unimodales)	10
b)-Fibre multi mode	11
I -1-3-2 fibre à gradient d'indice et fibre a saut d'indice	12
a)- Fibre optique à saut d'indice	12
b)- Fibre optique à gradient d'indice.....	12
I-2 Résonateur diélectrique	13
I-2-1 Introduction aux modes de galerie et à leurs domaines d'application	13
I-2-2Explication de phénomène de Résonance et WGMs par l'optique géométrique	13
I-3 Notion de cavité optique	14
I -3-1 Cavités Fabry pérot	15
I -3-2 Cavité optique ou résonateur	16
I -3-3- Notion d'un résonateur optique	16
I -3-3-1 Les différents types de micro résonateur	17
a)- Micro résonateur sphérique	17
c)-Micro résonateur disque et anneau	17
I -3-3-2 Méthodes de Fabrication	19
Conclusion	20

Chapitre II : micro-résonateurs en anneau et leur application dans fonction de filtrage.

Introduction.....	21
II-1- Quelques notions sur les micros résonateurs	21
II-1-1-Approche géométrique de mode galerie.....	22
II-1-2 Caractéristique d'un micro résonateur	23

II-1-2-1 Facteur de qualité	23
II-1-2-2 Intervalle spectrale libre ISL	26
II-1-2-3 Finesse d'un résonateur	27
II-1-3-Mise en place d'un modèle matriciel simplifié	28
• Couplage entre réseau guides adjacents.....	28
• Propagation linéaire dans un anneau	28
• Transmission linéaire	29
• Couplage entre deux guides adjacents	30
II-2- Les applications des micro-résonateurs dans la conception d'un filtre (Incision-extraction)	32
II-2-1 Fonction de filtrage	32
II-3- Micro résonateur en anneau a base de polymère	34
II-3-1 Les polymères dans la fabrication de guides d'onde	34
II-4- Pertes par courbure	35
II-4-1 Model théorique des pertes	35
II-4-2 Méthode analytique	36
a)- méthode de Marcatilli-Miller.....	36
b)-Méthode de Marcuse	37
II-5- Transformation conforme	38
II-6 -Le facteur de confinement	39
Conclusion	39

Chapitre III : Le calcul et la simulation numériques des ces différentes paramètres

Introduction	40
III-1- Dimensionnement : Taille maximale pour avoir un guide monomode.....	40
III-2- Calcul de l'indice effectif.....	40

III-3- Les étapes pour déterminer l'indice effectif d'un guide.....	41
III-4-Méthode de fréquence de coupure.....	45
III-5-Taille de guide monomode déterminée à partir des profils des modes.....	46
III-6- Pertes par courbure calculé par les deux méthodes analytiques	48
III-6-1- Calcul de perte par la méthode de Marcuse.....	48
III-6-2- Calcul de perte par la méthode de Marcatilli.....	49
III-7- Les facteurs de qualité.....	51
III-8-Intervalle Spectrale Libre(ISL) pour différents micro résonateurs.....	51
III-9-1- Coefficients de confinement pour les différentes dimensions de guide canal.....	51
III-9-2-coefficients de confinement pour les différentes dimensions des différentes configurations.....	52
Conclusion général	54

Résumé

ملخص

Substrat

Bibliographie

Liste de figure

Fig. I-1 : phénomène de réfraction entre deux milieux.....	4
Fig. I-2 : Construis la propagation du faisceau lumineux en fonction de l'angle θ	5
Fig. I-3: Différents types de guides d'onde optiques selon leur utilisation. a) guide plan, b) guide canal, c) fibre optique.....	5
Fig. I-4 : Différentes sortes de géométries de guides optiques.....	6
Fig. I-5: Guide d'onde Plan.....	6
Fig. I- 6: Exemples de guides rectangulaires :(a) Guide en relief et (b) guide "ridge" inversé.....	7
Fig. I-7 : Guide d'onde a saut d'indice.....	7
Fig. I-8 : Guide d'onde a gradient d'indice.....	8
Figure I-9 : le mode électrique transversale (TE).....	9
Figure I-10 : le mode magnétique transversale(TM).....	9
Fig. I-11 : Les fibres optiques.....	10
Fig. I-12 : Fibre optique monomode Le paramètre $2w_0$ de l'approximation gaussienne est appelé diamètre du mode et est une caractéristique importante des fibres monomodes.....	11
Fig. I-13 : Une photographie d'une coupe transversale de la fibre monomode.....	11
Fig. I-14 : Une photographie d'une coupe transversale de la fibre multi mode.....	12
Fig. I-15 : Représentons à guide d'onde saut d'indice.....	12
Fig. I-16 : Représentons à guide d'onde gradient d'indice.....	12
Fig. I-17 : Propagation par réflexion totale interne.....	14
Fig. I-18 : Propagation par réflexion totale interne d'un rayon lumineux dont l'angle d'incidence est supérieure à i_c et qui interfère constructivement avec lui-même après un tour (le cercle en pointillés correspond à la caustique interne).....	14
Fig. I- 19: schéma de résonateur dans cavité optique.....	15

Fig. I-20 :schéma de résonateur Fabry pérot.....	16
Fig. I-21 : Schéma d'une cavité résonante.....	16
Fig. I-22 : Représentation schématique des formes usuelles de cavité résonantes. a) anneau, b) disque, c) sphère, d) «hippodrome ».....	17
Fig. I-23 : Couplage de sphère à l'aide d'une fibre bizeautée.....	17
Fig. I-24 : Illustration des deux types de couplage possible en optique planaire : (a) couplage latéral, (b) couplage vertical.....	18
Fig. I-25 : Exemple de réalisation de micro-anneau (University of Southern California).....	19
Fig. I-26 : Résumé des différentes étapes technologiques de photolithographie.....	20
Fig. II-1 : Schéma montre différentes formes de micro-résonateurs: (a) l'anneau, (b) piste, (c) le disque,(d) la sphère, et (e) carré (un type de polygones).....	21
Fig. II-2 : Propagation par réflexion totale interne.....	22
Fig. II-3 : schéma illustrant l'origine des pertes par diffusion.....	25
Fig. II-4 : schéma illustrant les pertes causées par la rugosité de surface.....	26
Fig. II-5 : Transmission en fonction du désaccord δ dans le cas de deux anneaux.....	27
Fig. II-6 : Structure à N micro-anneaux couples et deux guides d'accès.....	28
Fig. II-7 : Champs dans le i^{eme} anneau.....	29
Fig. II-8 : Couplage entre deux anneaux adjacents pour une propagation de gauche à droite.....	31
Fig. II-9 : Schéma des deux états extrêmes d'un coupleur.	33
Fig. II-10: Notations pour un anneau dans le cadre d'une fonction d'extraction.....	33
Fig. II-11 : dessins schématiques montrent deux types de systèmes de couplage: (a) couplage latéral, et (b) verticales couplage.....	35
Fig. II-12 : Définitions des paramètres d'un guide courbe.....	37
La fig. II-13 : montre la déformation d'un mode se propageant dans un guide d'onde courbé.....	38

Fig. II- 14: Le schéma montre l'évolution de la répartition modale que se propage d'ondes lumineuses d'un guide d'onde droit à un guide d'onde courbé.....	38
Fig. II-15: Les confinements optiques : latéral et vertical.....	39
Fig. III-1: Structure du guide d'onde proposée pour d'étude.....	40
Fig. III-2: un guide d'ondes enterré peut être décomposé spatialement en deux guides horizontales et verticales sous forme d'une dalle.....	41
Fig. III-3: le guide d'ondes mince est analysé en termes d'indices réels qui forment la structure.	41
Figure III-4: la solution de l'équation(III – 2) pour $\kappa = \kappa_x$ et $h = w = 1.5 \mu m$	42
Fig. III-5: Le guide d'ondes épais est analysé en utilisant l'indice effectif trouvé de la première analyse de guide d'ondes.....	43
Fig. III-6: la solution de l'équation(III – 2) pour $\kappa = \kappa_y$ et $h = w = 1.5 \mu m$	43
Fig. III-7: la solution de l'équation(III – 2) pour $\kappa = \kappa_x$ et $h = w = 2 \mu m$	44
Fig. III-8: la solution de l'équation (III – 2) pour $\kappa = \kappa_y$ et $h = w = 2 \mu m$	44
Fig. III-9: Variation n_{eff} calculé par simulation, en fonction de h dimension de guide canal.....	45
Fig. III-10: Profils des modes dans un guide canal.....	47
Fig. III-11: variation des pertes optiques α_c on fonction R (par la méthode de perte de Marcus).....	48
Fig. III-12 : variation des pertes optiques α_c on fonction R (par la méthode de perte de Marcatilli).....	49
Fig. III-13 : variation des pertes optiques α_c on fonction w (pour Rayon de courbure constante).....	49
Fig. III-14 :coupe transverse d'un anneau de $R=200\mu m$	50
Fig. III-15 :coupe transverse d'un anneau de $R=90\mu m$	50
Fig. III-16 :coupe transverse d'un anneau de $R=40\mu m$	50
Fig. III-17 :coupe transverse d'un anneau de $R=20\mu m$	50

Fig. III- 18: Courbure des variables ISR on fonction R.....	51
Figure III-19: la variation des coefficients de confinement par simulation de guide canal pour les différentes dimensions.....	52
Figure III-20: la variation des coefficients de confinement par simulation pour les différentes structures.....	52

Liste des tableaux

Tableau III-1. Les valeurs Indice effectif d'un guide canal sont classées.....	45
Tableau III-2. Domaine de monomodalité dans un guide canal enterré.....	46
Tableau III-3. Taille max de cœur pour la monomodalité de différentes configurations de guide.....	47

Introduction :

Les guides d'onde sont des systèmes utilisés pour guider les ondes électromagnétiques, ou les ondes acoustiques. Ils trouvent leurs applications dans plusieurs domaines ; la physique, l'optique, la spectroscopie, en médecine (la fibroscopie) et notamment dans les télécommunications. Par ailleurs, il existe plusieurs types des guides d'onde (métallique ou diélectrique) qui dépendent de la nature des ondes guidées (optique, acoustiques, hyperfréquences... etc.). Dans le domaine des télécommunications optiques on emploie des structures diélectriques de l'optique guidée pour transporter de l'énergie lumineuse (Laser) dans la gamme des longueurs d'onde situées dans l'infrarouge proche ou dans le visible (@ 1.55 μm). L'exemple le plus significatif est la fibre optique, qui est généralement constituée de deux matériaux diélectriques d'indices différents. Il peut aussi être constitué d'un seul matériau avec un gradient d'indice.

Récemment, il y a une forte tendance vers l'utilisation des matériaux polymères dans la conception des guides d'ondes, due aux plusieurs raisons. Leurs propriétés physiques intéressantes d'une part (non linéarité, faibles pertes, l'intégration facile avec la technologie de composants semi-conducteurs, mise au point maîtrisée, reproductibilité...) et leur coût bas d'autre part.

Les télécommunications optiques est basés principalement sur les réseaux de fibre optique, le traitement signale dans ce type des réseaux est assuré par plusieurs composants optiques tel que : le générateur Laser, les Multiplexeurs et le filtre en longueur d'ondes. Ces derniers, peut être réalisé en couplant un guide d'onde polymère avec un micro-résonateur. Ce dernier est tout simplement un guide d'ondes sous forme d'anneau. Ce type des structure constituées le sujet de notre présente étude.

En fait, un micro-résonateur ou micro-anneau est constitué d'un guide d'onde sous forme circulaire. Notre travail porte sur la détermination différentes paramètres et caractéristique des micros résonateurs à base de polymères. Leur application dans la fonction de filtrage.

Pour ce faire, on va décomposer notre étude en 3 chapitres :

Dans le premier chapitre, on va exposer l'ensemble des théories des guides d'ondes ainsi qui les équations permettant la description des phénomènes de propagations des ondes électromagnétiques au sein d'un milieu diélectrique (dans notre cas le milieu est le polymère).

Le deuxième chapitre est consacré à la théorie des micro-résonateurs en anneau et leur application dans fonction de filtrage. Ainsi que la détermination des différentes paramètres caractérisant ces structures notamment les pertes optiques.

Le calcul et la simulation numériques des ces différentes paramètres sont l'objectif de dernier chapitre.

Enfin, nous terminerons par une conclusion générale.



Chapitre I :

Théorie de micro résonateur

Introduction :

Dans ce chapitre, nous nous pencherons sur les concepts théoriques de l'optique intégrée ainsi que les phénomènes électromagnétiques liés à ce domaine, à commencer par le principe de guidage de la lumière dans guide d'ondes. En effet, le guide d'ondes est considéré comme le fondement du développement de l'optique intégrée appliquée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification... etc. [2]

I-1 Notion d'optique intégrée et guide d'onde :

I-1-1 optique intégrée :

L'apparition de l'optique intégrée remonte aux années 1960, L'optique intégrée est née avec le développement des systèmes de télécommunication optiques, quand S.E.Miller de *Bell Labs* aux Etats-Unis proposa d'intégrer et d'interconnecter des composants optiques entre eux par des guides d'ondes optiques réalisés dans un même substrat[40]. L'optique intégrée permet de réaliser en majorité des composants pour les télécommunication optiques mais aussi des capteurs optiques pour des mesures de grandeurs physiques, astrophysiques, chimiques et biologiques [41-42].

Plusieurs technologies de fabrication des guides d'ondes en optique intégrée ont été développées sur différents matériaux, comme par exemple :

- Les matériaux ferroélectriques comme le niobate de lithium, avec des guides d'ondes réalisés soit par diffusion d'un métal, soit par échange protonique [43-44]
- Le silicium et les guides à base de silice ou de nitrure de silicium obtenus par dépôt CVD ou hydrolyse à la flamme [4, 8, 45-43].
- Les semi-conducteurs III-V et les techniques d'épitaxie [4, 8, 51-52].
- Les polymères et les guides réalisés par transformation chimique provoquée par irradiation UV [4, 8, 53-54] [3]
- le verre et les techniques de diffusion d'ions [4, 8, 55-56].

I-1-2 Guide d'onde :

D'une manière générale, la propagation d'un phénomène dans un système donné se fait le long de direction particulières en satisfaisant à des conditions propres à ce système. Le guide de la lumière a été mis en évidence pour la première fois dans une expérience réalisée en 1841 [1]. Ce système optique se divise en deux grandes familles : les guides à géométrie cylindrique (les fibres optiques) et les guides d'ondes planaires.

Généralement, on définit un guide d'onde comme étant une structure permettant de confiner et de guider de la lumière [39].

I -1-2-1 Principe de guidage :

La relation de Snell-Descartes : lie la direction de propagation d'un faisceau incident avec celle du faisceau réfracté pour un dioptré plan. Les différents paramètres sont représentés sur la Figure (I-1).

$$n_1 \cdot \sin(\theta_1) = n_2 \cdot \sin(\theta_2) \quad (I - 1)$$

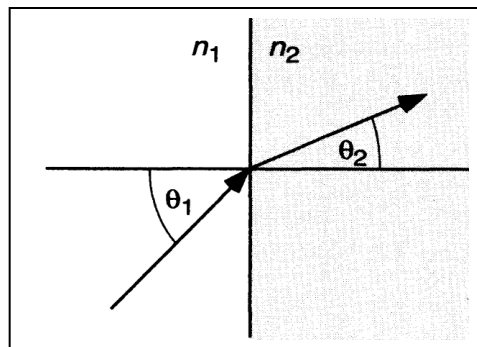


Fig. I-1 : phénomène de réfraction entre deux milieux.

Pour guide d'onde comportant trois couches différentes : substrat, cœur, et superstrat d'indice n_1, n_2, n_3 respectivement et ($n_1 \neq n_2 \neq n_3$ et $n_2 > n_1$ et n_3) régie par la relation des angles critiques suivante:

$$\theta_1 = \text{Arc sin} \left(\frac{n_1}{n_2} \right) \quad (I - 2)$$

$$\theta_3 = \text{Arc sin} \left(\frac{n_3}{n_2} \right) \quad (I - 3)$$

Comme cela est illustré les formes suivantes:

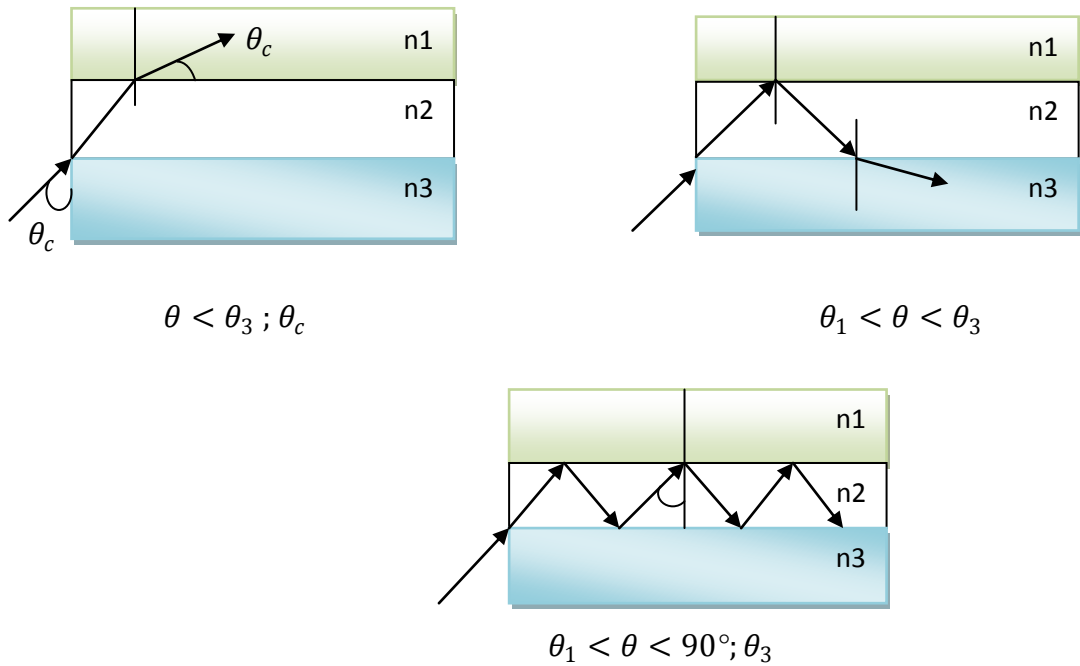


Fig. I-2 : Construis la propagation du faisceau lumineux en fonction de l'angle θ .

I -1-2-2- Types des guides d'onde selon le profile de l'indice de se réfraction

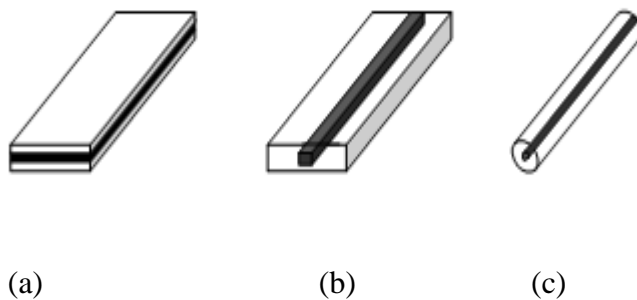


Fig. I-3: Différents types de guides d'onde optiques selon leur utilisation. a) guide plan, b) guide canal, c) fibre optique. [1]

I -1-2-3-Types des guides d'onde selon la forme géométriques :

Il existe plusieurs formes géométriques des fibres optiques à chaque fonction de leurs besoins et de leur utilisation au travail: Les zones de couleurs différentes indiquent des couches ayant des indices de réfraction différents.

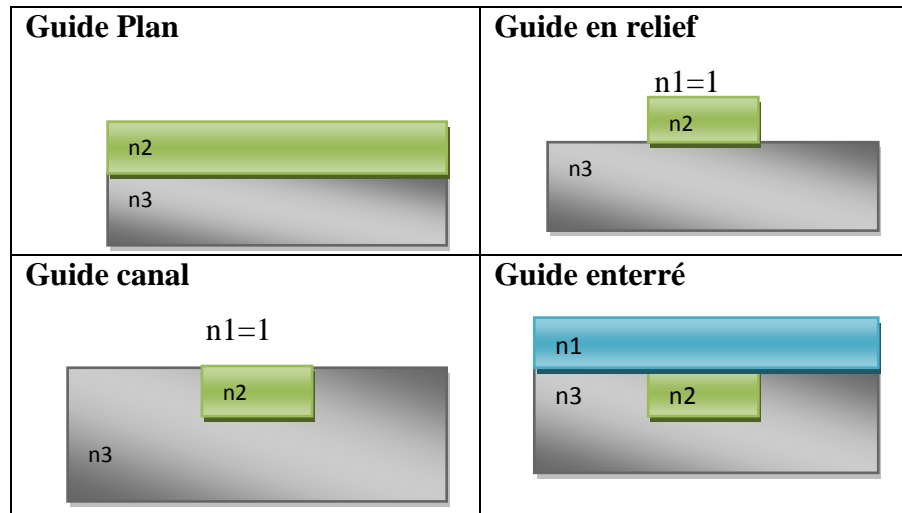


Fig. I-4 : Différentes sortes de géométries de guides optiques.

a)- Guide d'onde plan :

Dans un guide d'onde plan l'énergie reste piégée dans la direction x ce pendant les rayons lumineux vont s'étaler par diffraction suivant la direction y .

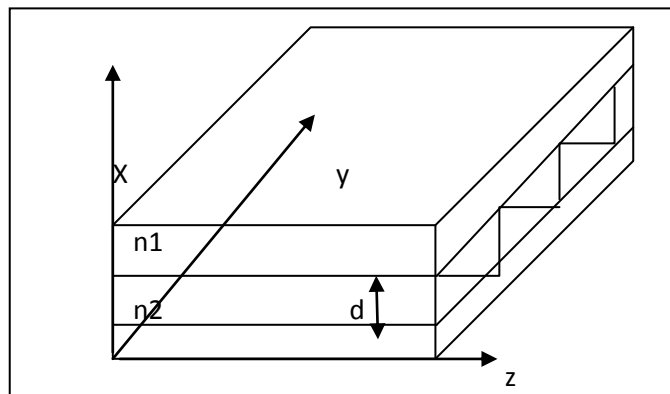


Fig. I-5: Guide d'onde Plan.

En tenant compte de l'invariance selon la direction y , l'équation de la propagation peut s'écrire. [4]

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) \psi = 0 \quad (I - 4)$$

Tell que :

n_i : L'indice de réfraction du milieu i .

k_0 : Le module de vecteur d'onde.

β : Constante de propagation.

$$\begin{cases} k_0^2 n_i^2 - \beta^2 > 0 & \text{fonction sinusoidales.} \\ k_0^2 n_i^2 - \beta^2 < 0 & \text{fonction exponentielles.} \end{cases}$$

Il existe plusieurs solutions.

b)- Guide d'onde rectangulaire :

Le guide plan représente la structure la plus simple d'un guide d'onde cependant pour la plupart des applications en optique intégrée le confinement de l'énergie selon une seule direction n'est pas suffisant. Ce sont les guides rectangulaires qui permettent un confinement selon les deux directions x et y . Des exemples de guides rectangulaires sont donnés sur la fig. I-6.[4]

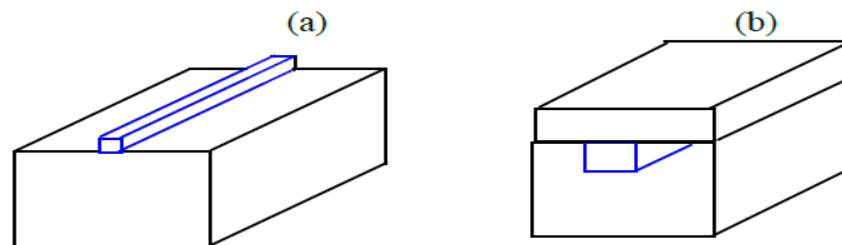


Fig. I- 6: Exemples de guides rectangulaires :(a) Guide en relief et (b) guide "ridge" inversé.

I -1-2-4- Guide à gradient d'indice et guide a saut d'indice :

a)- Guide plan à saut d'indice :

Dans ce type de changement guide d'onde de l'indice de réfraction n entre le cœur et la gaine est directement (saut).

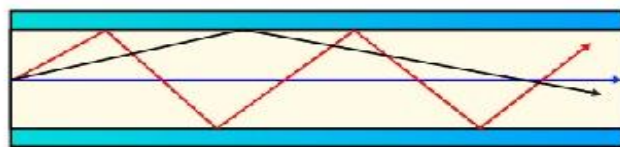


Fig. I-7 : Guide d'onde a saut d'indice.

b)- Guide plan à gradient d'indice :

Dans ce type de changement guide d'onde de l'indice de réfraction n dans le cœur être léger (lent). Ici, deux améliorations sont apportées: [10]

- Le diamètre du cœur est de deux à quatre fois plus petit.

- Le cœur est constitué de couches successives, à indice de réfraction de plus en plus grand.

Ainsi, un rayon lumineux qui ne suit pas l'axe central de la guide d'onde est ramené "en douceur" Dans le droit chemin.

Comme vous pouvez l'observer, les résultats sont déjà de meilleure qualité.

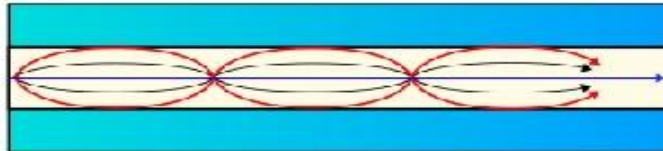


Fig. I-8 : Guide d'onde a gradient d'indice.

I -1-2 -5- Polarisation de la lumière -Mode dans un guide d'onde :

a)- Mode TE :

Ce modèle est appelé TE parce que la composante longitudinale du champ électrique (E) de l'onde électromagnétique nulle partout sauf sur la direction de propagation (axe z) Co composante longitudinale du champ magnétique selon l'une quelconque $E_z=0$. [2]

Et exprimer la propagation de ce mode par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (I - 5)$$

Tell que Il est possible de trouver la solution de l'équation d'onde pour chaque structure planaire de multicouches diélectriques en résolvant cette équation pour chacune des couches et en appliquant des conditions aux limites bien choisies. Pour chaque région, la solution de l'équation d'onde auxiliaire prend la forme suivante :

$$k^2 = \beta^2 - k_0^2 n_i^2 \quad (I - 6)$$

$$k_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (I - 7)$$

$$n_i = \sqrt{\epsilon_r(i)} \quad (I - 8) \quad , i=1,2,3, \dots (\text{indice de la cœur ou la gaine})$$

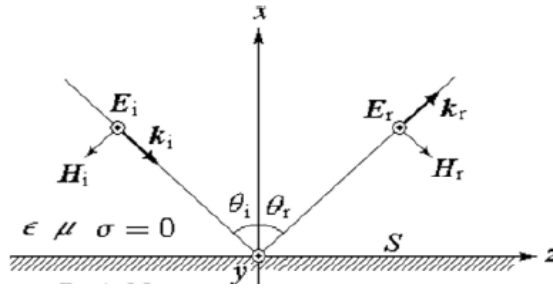


Figure I-9 : le mode électrique transversale (TE).

b)- Mode TM :

De même, pour le mode TM, la composante longitudinale du champ magnétique est partout nulle, $H_z=0$. [2]

Et exprimer la propagation de ce mode par l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (I - 9)$$

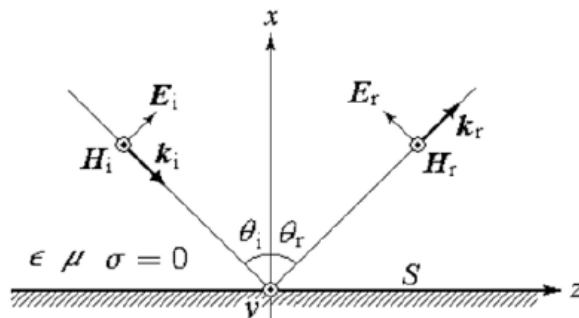
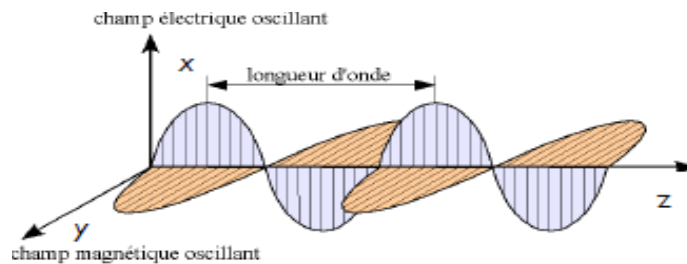


Figure I-10 : le mode magnétique transversale(TM).

c) Mode TEM :

Soyez un mode TEM si les champs électriques (E) et magnétique perpendiculaire (B)

Comme la montre la figure ci-contre:



I -1-3- fibres optiques :

Une fibre optique est un guide d'onde diélectrique circulaire. Elle est composée d'un cœur d'indice de réfraction n_1 de diamètre a , entouré d'une gaine d'indice n_2 , le tout enveloppé d'un revêtement de la plastique [57].

Elle est utilisée pour transmettre un faisceau laser sur de très grandes distances. Pour que le signal injecté dans le cœur soit guidé, sans se perdre dans la gaine, il faut s'assurer que les rayons lumineux subissent une réflexion totale à l'interface cœur-gaine, condition qui sera respectée si n_1 est plus grand que n_2 , c'est pourquoi, au cours de la fabrication, on ajoute un dopant au verre constituant la gaine pour en diminuer l'indice. [57] [15]

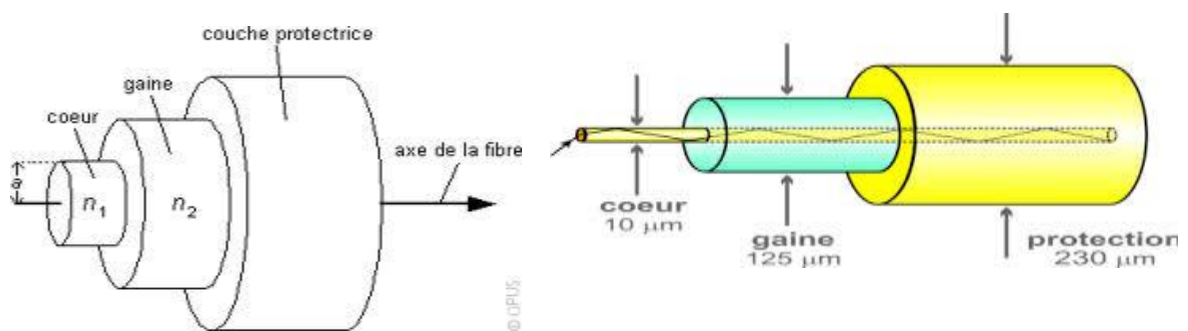


Fig. I-11 : Les fibres optiques.

I -1-3-1 Type des fibres optiques :

a)-Fibre monomode (unimodales) :

Lorsque le diamètre de cœur est petit (moins de $10\ \mu\text{m}$) et la différence d'indice faible (moins de 0,5 %) il est possible de sélectionner un seul mode qui se propage au voisinage de l'axe. La condition de propagation monomode s'écrit : $V < 2,4$

Le mode est le premier zéro de $J_0(v)$. La condition correspond à la coupure des modes suivants : TE_{01} et TM_{01} .

La fibre n'est monomode qu'au-delà d'une longueur d'onde, dite longueur d'onde de coupure. Le phénomène de diffraction n'est plus négligeable, ce qui se traduit par une répartition quasiment gaussienne du champ qui s'étale fortement dans la gaine optique, et par une certaine divergence en sortie (fig. I-12). [13]

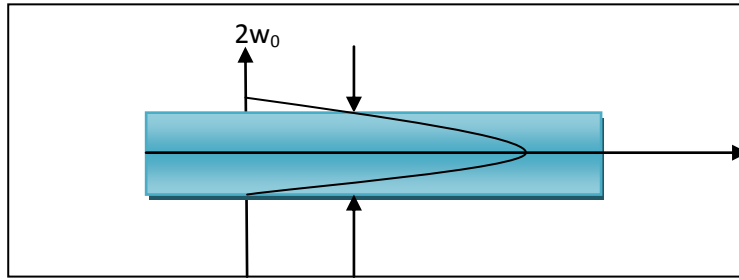


Fig. I-12 : Fibre optique monomode Le paramètre $2w_0$ de l'approximation gaussienne est appelé diamètre du mode et est une caractéristique importante des fibres monomodes.

Apparaître comme une véritable onde optique monomode comme le montre la figure contraste (Fig. I-13)

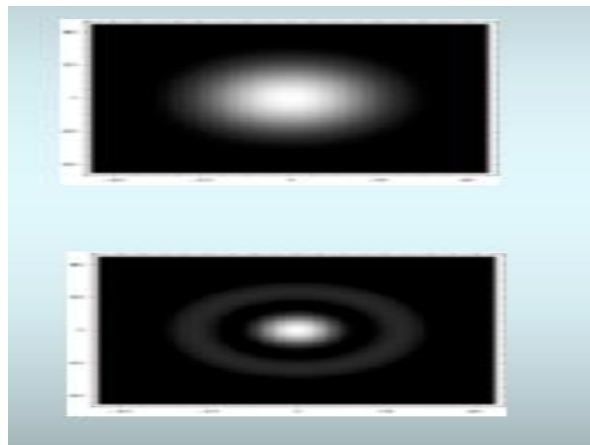


Fig. I-13 : Une photographie d'une coupe transversale de la fibre monomode. [11]

b)-Fibre multi mode :

Fibre optique multi-modes est à travers laquelle l'onde optique multi-longueur d'onde λ , et cela se voit dans la fibre (section de la fibre) sous la forme de plusieurs points peuvent être symétrique ou asymétrique (Fig. I-14), tandis que dans les courbes sont représentées plusieurs pics contrairement fibre monomode et vous êtes une crête (paire ou impaire).

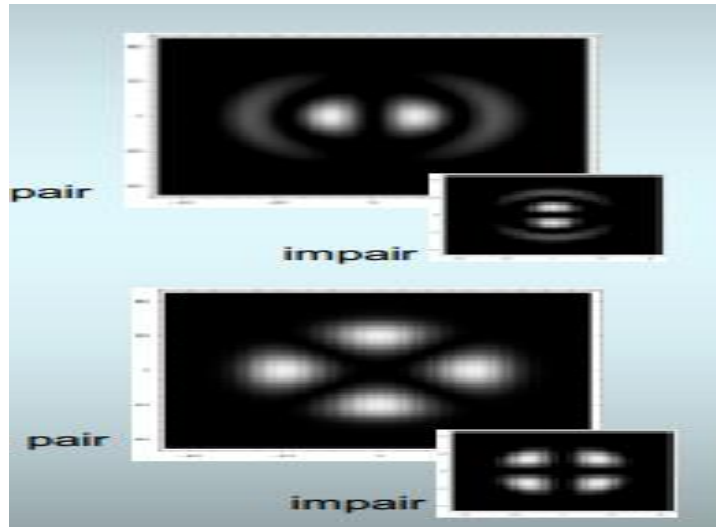


Fig. I-14 : Une photographie d'une coupe transversale de la fibre multi mode [11]

I -1-3-2 fibre à gradient d'indice et fibre a saut d'indice :

La fibre optique représente Un cas particulier des guides d'onde selon le profil de l'indice de réfraction de cœur et de la gaine, les fibres optiques se divise en deux grandes catégorie

(Figure I-15 et I-16):

a)- Fibre optique à saut d'indice

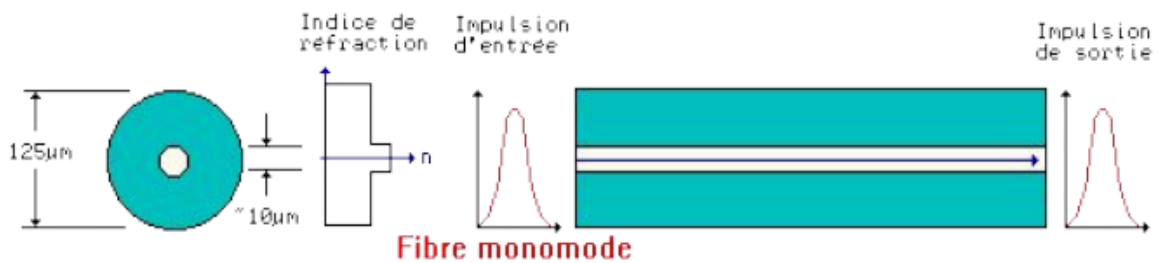


Fig. I-15 : Représentons à guide d'onde saut d'indice.

b)- Fibre optique à gradient d'indice

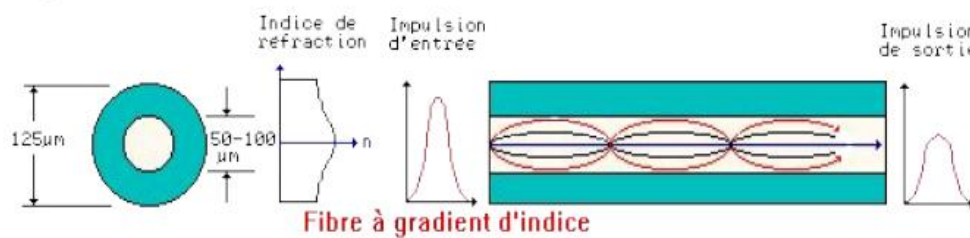


Fig. I-16 : Représentons à guide d'onde gradient d'indice.

I-2 Résonateur diélectrique :

I-2-1 Introduction aux modes de galerie et à leurs domaines d'application :

Ces modes de propagation particuliers ont d'abord été observés dans le domaine acoustique, et ce, dans différentes constructions humaines : par exemple, dans "l'enclos du temple du ciel" à Pekin ou encore sous le dôme de la cathédrale St Paul à Londres où quelqu'un chuchotant d'un côté du dôme peut être entendu par une personne située à l'opposé. Cette observation est à l'origine du nom anglais du phénomène : "Whispering Gallery Modes" (WGM). L'interprétation en fut donnée par Lord Rayleigh en 1877 comme étant une propagation des ondes acoustiques par réflexions successives le long du mur incurvé. Mais c'est en 1910, juste après que Gustave Mie ait développé sa théorie de la diffusion par les particules de grande taille (supérieure à la longueur d'onde), que parut l'article "The problème of Whis-pering Gallery" où Lord Rayleigh suggérait qu'une onde lumineuse pouvait se propager à l'intérieur d'une sphère en matériau diélectrique par réflexions totales internes. [19]



(a) Gustave Mie (1868-1957)



(b) Lord Rayleigh (1842-1919)

I-2-2 Explication de phénomène de Résonance et WGMs par l'optique géométrique :

Considérons une sphère de rayon a , constituée d'un milieu diélectrique d'indice de réfraction N et un rayon lumineux se propageant à l'intérieur de la sphère (figure I-17 et I-18). Pour des sphères de rayon a beaucoup plus grand que la longueur d'onde λ dans le vide on peut utiliser l'approximation de l'optique géométrique pour la propagation de la lumière afin de déterminer quelques caractéristiques des modes de galerie.

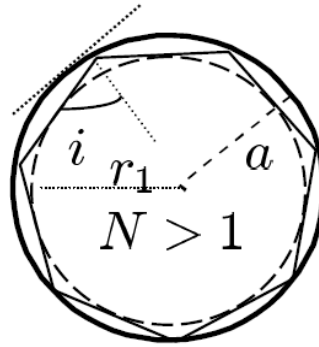


Fig. 1-17 : Propagation par réflexion totale interne.

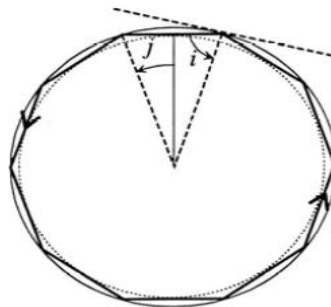


Fig. I-18 : Propagation par réflexion totale interne d'un rayon lumineux dont l'angle d'incidence est supérieure à i_c et qui interfère constructivement avec lui-même après un tour (le cercle en pointillés correspond à la caustique interne).

Le rayon fait un angle d'incidence i avec la normale à la surface. Si l'angle i est supérieur à l'angle critique, $i_c = \arcsin(1/N)$ il y a réflexion totale. Du fait de la symétrie sphérique tous les angles d'incidence subséquents sont identiques et le rayon lumineux est piégé dans la sphère. Avec ce simple modèle nous voyons que dans le cas idéal (un matériau sans perte intrinsèque) la durée de vie de la lumière dans la sphère tend vers l'infini.[20]

$$i_c = \arcsin\left(\frac{1}{N}\right)$$

I-3 Notion de cavité optique :

La façon la plus simple de réaliser une cavité optique est de placer deux miroirs plans ou sphériques face-à-face séparés d'une distance L . On retrouve cette configuration dans l'interféromètre de Fabry-Pérot, ainsi que dans de nombreux lasers de petite taille. Malgré sa simplicité, cette disposition est inutilisable dans le matériel de grande taille à cause de la difficulté d'alignement : les miroirs doivent être parallèles à quelques secondes d'arc près afin que la lumière ne s'échappe pas trop vite. Ce problème est plus facile à résoudre lorsque la

cavité est de petite taille. On les retrouve ainsi dans les microcavités optiques et les lasers à semi conducteurs.

Avec deux miroirs sphériques de rayons de courbure R_1 et R_2 , de nombreuses configurations de cavités peuvent être réalisées. Si les deux miroirs ont le même centre ($R_1 + R_2 = L$), cela forme une cavité concentriques remplaçant un des deux miroirs par un miroir plan placé au centre de l'autre, on obtient une cavité hémisphérique.

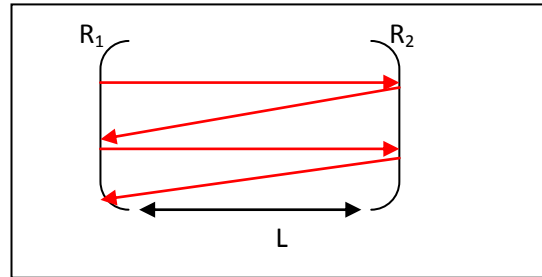


Fig. I- 19: schéma de résonateur dans cavité optique.

I -3-1 Cavités Fabry pérot :

L'interféromètre de Fabry-Perot est un interféromètre optique constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95%). Il doit son appellation à Charles Fabry et Alfred Perot Le principe de cet interféromètre est inventé en 1898.

La lumière entrante effectue de multiples allers-retours à l'intérieur de cette cavité, et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux sortants interfèrent entre eux, donnant lieu à une figure d'interférences à ondes multiples constituée d'anneaux concentriques fins. [17]

Amplitude du faisceau transmis sera maximale et égale à 1 en l'absence de pertes.

Par conséquent, seules les longueurs d'onde qui satisfont la condition. [15]

$$2NL = m\lambda \quad (I - 10)$$

Avec :

m : Entier positif.

L : étant la longueur de la cavité.

N : Indice de réfraction.

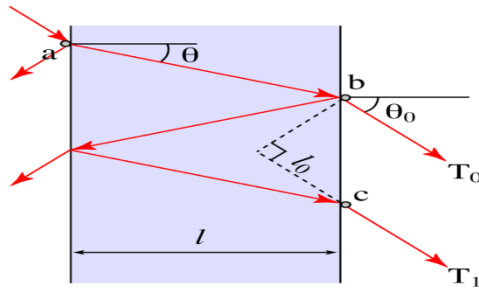


Fig. I-20 :schéma de résonateur Fabry pérot

I -3-2 Cavité optique ou résonateur :

Le résonateur est l'élément qui fixe la fréquence d'oscillation dans des limites très étroites. Ses performances dépendent en grande partie des propriétés du résonateur (facteur de surtension, sensibilité à la température, etc.). En électronique, on peut utiliser des résonateurs réalisés en éléments discrets. [18]

Soient un guide d'ondes supposé sans pertes d'axe Oz dont la section droite a une forme quelconque, et une onde TE (transverse électrique) ou TM (transverse magnétique) qui se propage dans le guide vers les z positifs à une fréquence f. Les composantes de ces deux champs dépendent de z par l'intermédiaire d'un terme $e^{-j\beta z}$. Si nous plaçons en une section transversale du guide une plaque conductrice, il y a alors une propagation vers les z négatifs d'une onde réfléchie dont les composantes dépendent de z par $e^{+j\beta z}$, comme l'illustre la figure I-21. [18]

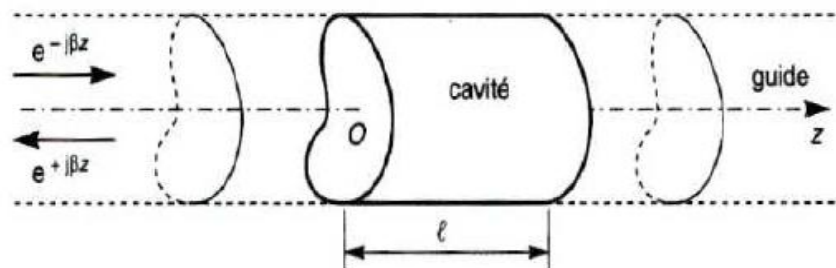


Fig. I-21 : Schéma d'une cavité résonante.

I -3-3- Notion d'un résonateur optique :

Les résonateurs optiques se divisent à plusieurs types comme la montre la figure I-22

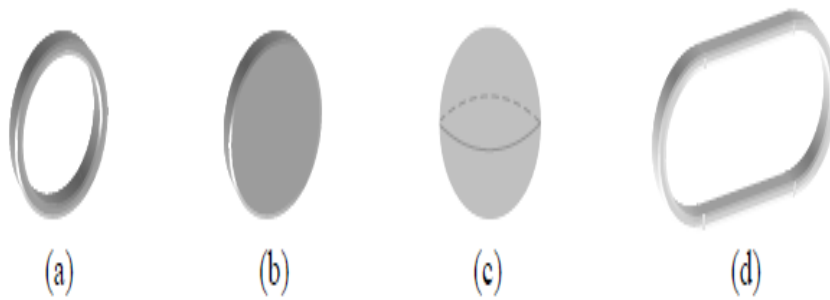


Fig. I-22 : Représentation schématique des formes usuelles de cavité résonantes. a) anneau, b) disque, c) sphère, d) «hippodrome ».

I -3-3-1 Les différents types de micro résonateur :

a)- Micro résonateur sphérique :

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que, pour pouvoir utiliser des sphères dans les fonctions passives de type filtrage, il est indispensable d'utiliser un couplage permettant une excitation sélective des modes de galerie. Durant sa thèse, Françoise Lissillour a montré que le couplage par prisme était beaucoup plus sélectif que le couplage par fibre amincie [58].

Parmi les travaux publiés, on trouve également une technique de couplage mise au point par Ilchenko [59] qui utilise des fibres biseautées (figure I-23) et qui permettent de conserver la sélectivité du couplage par prisme tout en ayant les avantages de l'optique guidée.[19]

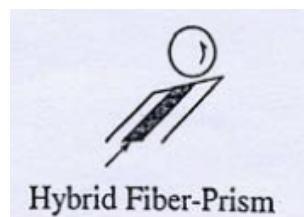


Fig. I-23 : Couplage de sphère à l'aide d'une fibre biseautée.

c)-Micro résonateur disque et anneau :

Ainsi, quelques travaux on pu montrer la faisabilité de fonctions passives utilisant des microsphères. Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe précédent, ces résonateurs sont caractérisés par un très haut facteur de Qualité ($Q=10^7$). Ce paramètre est lié à la durée de vie τ du mode à l'intérieur de la cavité : plus Q est grand, plus τ est important (résonance fine) mais réciproquement, plus le temps pour coupler l'énergie à l'intérieur du mode va être long.

Or, les fonctions télécom doivent traiter des impulsions d'autant plus courtes que le débit d'informations est élevé. Donc, seuls les modes ayant les moins bons facteurs de qualité (résonances plus larges) auront le temps d'être couplé, supprimant ainsi le principal avantage des micro-sphères vis à vis des structures planaires. De plus, l'assemblage de la structure (sphère et coupleur) pouvant difficilement être automatisé le coût de réalisation de la fonction sera élevé.

L'utilisation des technologies planaires permet d'envisager l'intégration de nombreuses fonctions sur une petite surface [60] et laisse présager un composant bas coût. De plus, les différents éléments de la structure étant gravés sur un même substrat, le système ne sera pas sensible aux vibrations comme cela peut être le cas pour une sphère couplée à une fibre.

En optique intégrée les ports d'entrée/sortie ne peuvent être que des guides carrés (ou Rectangulaires). Il existe deux moyens de coupler le champ évanescent au micro-résonateur : soit en plaçant de guide de chaque côté du résonateur ("couplage latéral" figure I-24 (a), soit en plaçant les guides au-dessus ou en dessous de résonateur ("couplage vertical" figure I-24 (b)). 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.

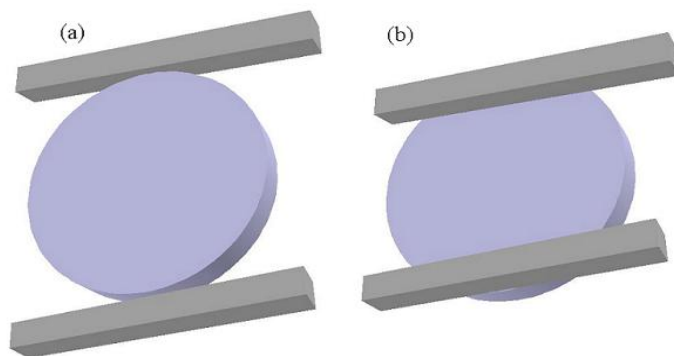


Fig. I-24 : Illustration des deux types de couplage possible en optique planaire : (a) couplage Latéral, (b) couplage vertical.

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. De son côté, le couplage latéral est beaucoup plus simple et moins onéreux à mettre en œuvre, mais la

surface d'interaction entre le résonateur et le guide étant faible (contact quasi-ponctuel), les distances de couplage se trouvent extrêmement réduites si l'on souhaite un couplage aussi important qu'avec un couplage vertical. Cependant, cette technique permet la réalisation de guides amincies qui ont la particularité de déconfiner le champ et donc d'en faciliter le couplage avec le résonateur. Elle permet également de réaliser des résonatrices planaires en forme d'hippodrome [61] et ainsi d'augmenter la surface de couplage entre les guides et la structure résonante. Ainsi, le couplage latéral permet une bonne maîtrise du couplage (à condition de disposer d'une technique de lithographie d'assez bonne résolution) tout en ayant un coût de mise en œuvre relativement réduit [19]

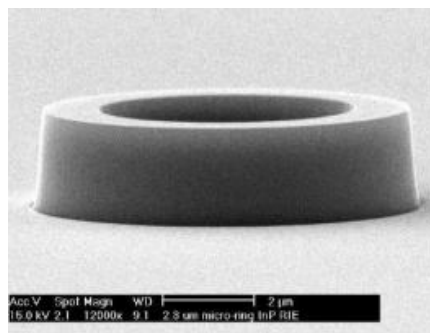


Fig. I-25 : Exemple de réalisation de micro-anneau (University of Southern California).

I -3-3-2 Méthodes de Fabrication

Pour la fabrication de guide d'onde en polymère il est nécessaire d'utiliser les différentes méthodes d'obtention des motifs pour l'optique intégrée polymère qui peuvent être réparties dans les quatre catégories suivantes : [1]

- Le transfert de motifs à l'aide de techniques additives.
- Les techniques de micro-moulage.
- La photo-inscription et la photolithographie directe.
- Le transfert de motifs à l'aide de technique de gravure.

Mais la technique la plus fréquente est photolithographie UV. La figure I-26 résume les différentes étapes technologiques de technique.

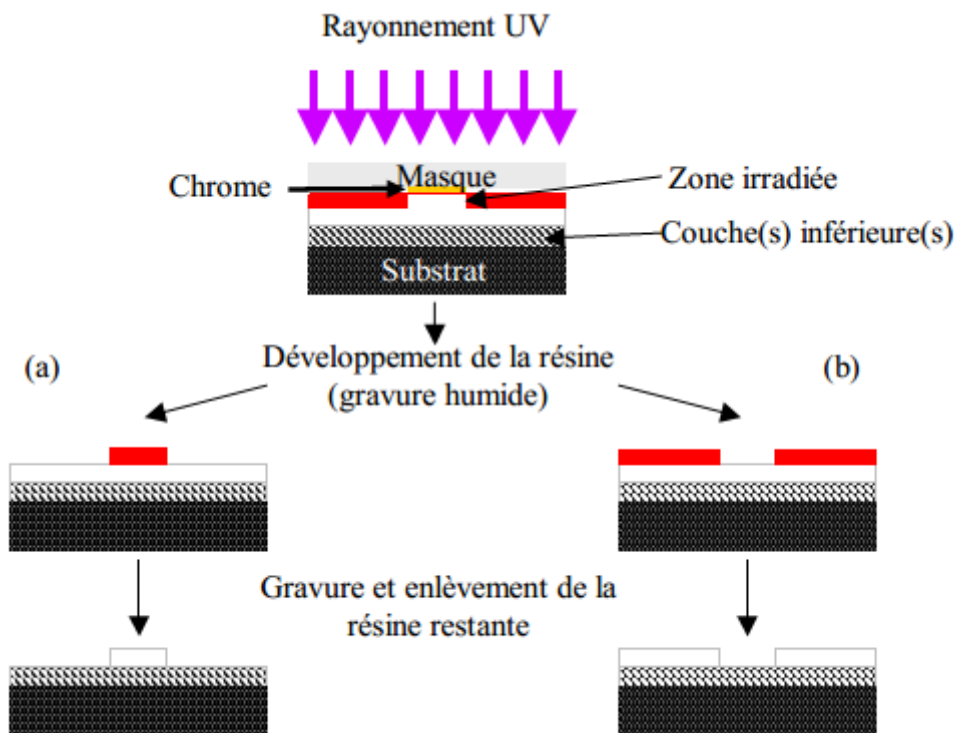


Fig. I-26 : Résumé des différentes étapes technologiques de photolithographie.[1]

Conclusion :

L'optique intégrée permet de réaliser en majorité des composants pour les télécommunications que ce soit dans la transmission de signale optique comme les fibres optique ou dans le domaine de traitement de ce signale comme les filtres les multiplexeurs, les coupleursetc. mais aussi des capteurs optiques pour des mesures de grandeurs physiques, astrophysiques, chimiques et biologiques. [41-42]

Le guide d'onde représente l'unité fondamentale dans la conception de n'importe quels composants optiques. Son principe de fonctionnement est basé sur réflexion totale de Snell Descartes.

D'autre part la propagation de la lumière dans les cavités optiques sous forme d'anneau peut subir le phénomène de résonance sous certaine condition vérifiant un rapport constant entre le rayon de courbure et la longueur d'onde de la lumière propagée.

Chapitre II:

Micro-résonateurs en anneau et leur application dans fonction de filtrage

Introduction :

Le phénomène de résonance dans les micros résonateurs sous forme d'anneau est exploité dans les télécommunications optiques pour filtrer les longueurs d'onde. Dans ce chapitre on va exposer la théorie des micro-résonateurs en anneau et leur application dans la fonction de filtrage. Ainsi que la détermination des différents paramètres caractérisant ces structures notamment les pertes optiques.

II-1- Quelques notions sur les micros résonateurs :

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, il existe plusieurs formes des micro-résonateurs : cylindrique, sphériques ou sous forme d'anneau ces structures forment ce qu'on appelle les cavités optiques. La fig. II-1 montre différentes formes de micro-résonateurs.

En effet, l'onde optique dispersé autour du périmètre de la cavité résonnante par une réflexion interne totale est contrôlé par les trois variables principales sont les suivantes: [21]

- Longueur d'onde résonnant (notée λ_0).
- le rapport de couplage de puissance (notée κ).
- la perte de résonateur (notée α).

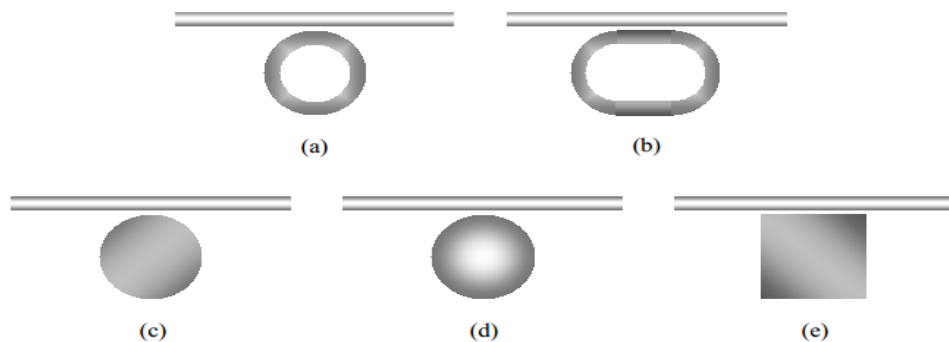


Fig. II-1 : Schéma montre différentes formes de micro-résonateurs: (a) l'anneau, (b) piste, (c) le disque,(d) la sphère, et (e) carré (un type de polygones).

Résonateur à micro-anneau est constitué d'un guide d'ondes circulaire comme une cavité résonnante, comme représenté sur la Fig. II-1(a), Un micro-résonateur peut atteindre un facteur Q est atteignable essentiellement limitée par la perte de la cavité. D'après le calcul, la perte est principalement dominée par la diffusion de la rugosité de la surface et cette dispersion est principalement de paroi latérale rugosité produite au cours des procédés de fabrication [26-27]. Dans une telle configuration en anneau, il existe deux parois latérales qui

contribuent à la dispersion. Ainsi, la structure annulaire présente perte plus élevée et le facteur Q réalisable inférieure. Cependant, cette structure est simple de conception et peut être exploitée en mode mono, ce qui facilite le fonctionnement du capteur. Fonctionnement monomode peut produire plus simple spectre avec une perturbation à partir de modes d'ordre supérieur. [7]

II-1-1-Approche géométrique de mode galerie :

Considérons une sphère de rayon a , constituée d'un milieu diélectrique d'indice de réfraction N et un rayon lumineux se propageant à l'intérieur de la sphère (fig. II-2). Pour des sphères de rayon a beaucoup plus grand que la longueur d'onde λ dans le vide on peut utiliser l'approximation de l'optique géométrique pour la propagation de la lumière afin de déterminer quelques caractéristiques des modes de galerie.

Le rayon fait un angle d'incidence i avec la normale à la surface. Si l'angle i est supérieur à l'angle critique il y a réflexion totale. [20]

$$i_c = \arcsin(1/N) \quad (II - 1)$$

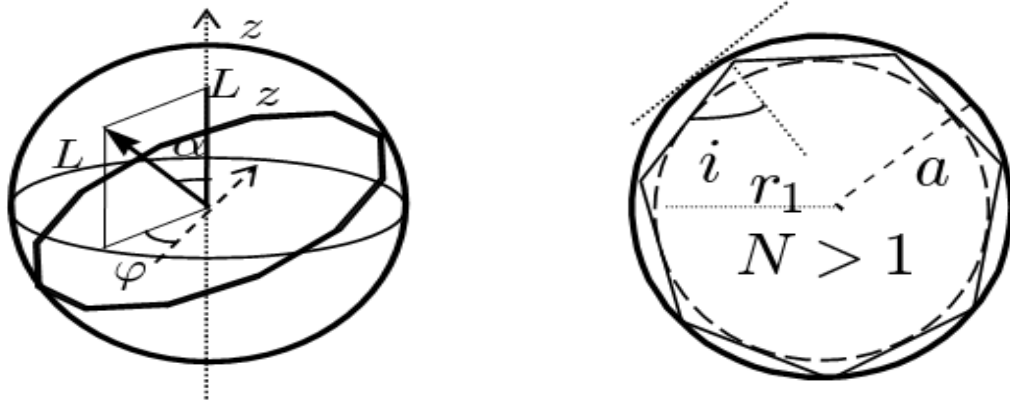


Fig. II-2 : Propagation par réflexion totale interne.

Du fait de la symétrie sphérique tous les angles d'incidence subséquents sont identiques et le rayon lumineux est piégé dans la sphère. Avec ce simple modèle nous voyons que dans le cas idéal (un matériau sans perte intrinsèque) la durée de vie de la lumière dans la sphère tend vers l'infini.

Pour des angles d'incidence compris entre i_c et $\pi/2$ la lumière reste piégée à l'intérieur de la sphère ce qui implique que le champ électromagnétique reste confiné entre la paroi externe de la sphère et la caustique interne de rayon $r_1 = a \cdot \sin(i)$.

Pour des angles d'incidence proches de $\pi/2$ la lumière sera confinée à la surface de la sphère. Dans ce cas ($i \approx \pi/2$), le chemin parcouru par la lumière après un tour est approximatif égal au périmètre de la sphère, $2\pi a$. Pour avoir des interférences constructives après un tour le chemin optique doit être égal à un nombre entier de longueur d'onde dans le milieu. La condition de résonance s'écrit : [20]

$$2\pi a = \ell \frac{\lambda}{N} \quad (II - 2)$$

Avec :

ℓ : un nombre entier qui correspond au nombre de côtés du polygone formé par la trajectoire du rayon lumineux dans le résonateur.

λ : La longueur d'onde dans le vide.

On définit le paramètre de taille $x = 2\pi a / \lambda$, La condition de résonance devient : $x \approx \ell / N$

II-1-2 Caractéristique d'un micro résonateur :

II-1-2-1- Facteur de qualité :

La durée de vie τ des photons à l'intérieur du micro-résonateur est très élevée. Cette durée de vie est liée à la notion de facteur de qualité Q de la cavité par la relation $Q = \omega \tau$ avec ω la pulsation du champ considéré. [20]

Une interprétation énergétique de Q est également possible : il s'agit du rapport entre l'énergie moyenne E dans le mode résonant et de l'énergie ΔE dissipée dans ce même mode sur une période d'oscillation à 2π près :

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (II - 3)$$

Il a également écrit comme suit en termes de ω :

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (II - 4)$$

Dans le cas idéal d'un résonateur sans perte, la durée de vie et par conséquent Q seraient quasi-infini. Ceci correspondrait à une résonance infiniment fine. Dans le cas réel d'une sphère isolée, des pertes existent sont la somme de tous les différents termes de perte qui définit le coefficient de qualité de la résonance : [20]

$$Q_0^{-1} = Q_{diff}^{-1} + Q_{att}^{-1} + Q_{sur f}^{-1} \quad (II - 5)$$

- **Les pertes par diffraction (Q_{diff}) :**

Distance à l'extérieur du résonateur ($r > r_2$), le champ redevient radiatif. Cela se traduit par une perte d'énergie pour le mode considéré par effet tunnel optique. La barrière étant moins haute pour les modes d'ordre n élevé, leur partie radiative à l'extérieur de la sphère est plus importante que pour les modes les moins confinés. Ils subiront donc plus de pertes.

Pour estimer ces pertes il faut comparer la partie du champ oscillant à l'extérieur de la sphère par rapport au champ à l'intérieur. Dans sa thèse, François Treussard en a donné une expression approchée : [20]

$$Q_{diff} \approx x e^{2\left(\ell + \frac{1}{2}\right)g\left(\frac{x}{\ell + 1/2}\right)} \quad (II - 6)$$

Avec $g(y) = -\sqrt{1 - y^2} + \arg \cos h(1/y)$

x : Le paramètre de taille, fonction de l'ordre et de la polarisation.

Cette équation permet de vérifier que Q_{diff} décroît bien lorsque n augmente. Elle permet également de dire que pour un mode donné, le facteur de qualité de la polarisation TE est légèrement plus grand que celui de la polarisation TM.

Par exemple, Ce facteur de qualité peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{40} pour les modes le plus confiné ($N=1$) d'une sphère silice de $50\mu\text{m}$ de diamètre à la longueur d'onde $\lambda = 810$ nm. Les pertes par diffraction restent négligeables face aux pertes par absorption tant que l'on considère des modes assez confinés (jusqu'à $n=10$ pour l'exemple précédent) et des résonateurs de tailles supérieur à la dizaine de micron.[20]

- **Les pertes par absorption et par diffusion Q_{att} :**

Le choix d'un matériau très transparent et le soin apporté à la fabrication du micro-résonateur sont déterminant pour minimiser les pertes par absorption. Celles ci s'expriment à partir de la relation : [20]

$$Q_{att} \approx \frac{4,3.2\pi N}{\alpha. \lambda} \quad (II - 7)$$

Avec :

α : le coefficient d'atténuation en dB/m.

Dans le cas de la silice ($\alpha=0,17\text{dB/km}$ à $1,55\mu\text{m}$) on trouve $Q_{att} \approx 10^{11}$.

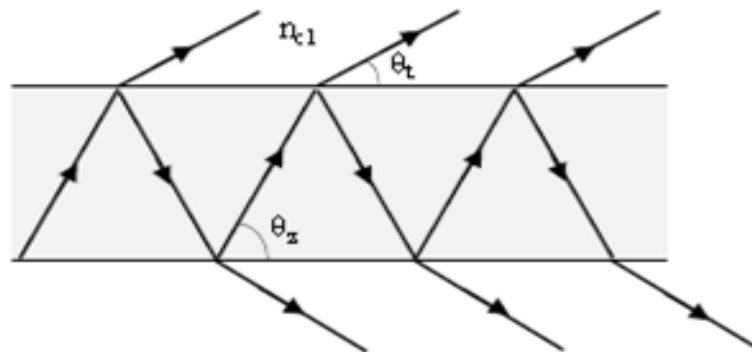


Fig. II-3 : schéma illustrant l'origine des pertes par diffusion.

- **Les pertes par diffusion en surface Q_{surf} :**

L'état de surface peut également influencer le coefficient de qualité. En effet une rugosité entraîne de la diffusion qui s'ajoute aux pertes d'absorption (on a une perturbation au niveau de la réflexion totale à l'interface sphère/air comme illustré sur la Fig. II-4). Des images de la surface d'une microsphère réalisée par Il chenko et al. [29] par fusion d'une tige de verre silicate, révèlent des défauts de l'ordre de 2nm. Ces inhomogénéités de surface limitent le facteur de qualité à des valeurs de l'ordre de 10^{11} à 10^{12} dans l'infrarouge. Pour des micros résonateurs fabriqués par fusion de poudres ou de tiges de matériaux amorphes de type verres silicates cette contribution ne sera pas le facteur limitant. En effet comme démontré par Gorodetsky et al. [30] le facteur Q intrinsèque sera limité par l'absorption liée à l'adsorption d'eau moléculaire par la surface lors du processus de fusion. Ainsi les meilleurs facteurs de qualité

mesurés pour des résonateurs sphériques obtenus par fusion de matériaux vitreux sont ils de l'ordre de 10^9 . [20]

Une estimation de ce facteur de qualité est donnée(II – 8). [31]

$$Q_{sur f} = \frac{3\lambda^2 \ell^{10/3}}{16\pi^5 \sigma^2 N^2 n^{5/2}} \quad (II - 8)$$

Avec σ l'inhomogénéité de surface.

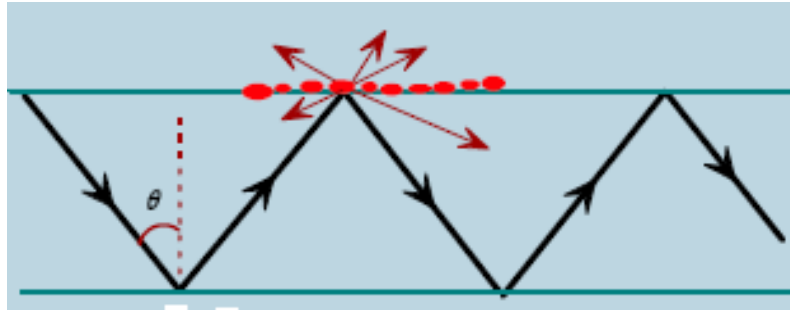


Fig. II-4 : schéma illustrant les pertes causées par la rugosité de surface.

II-1-2-2 Intervalle spectrale libre(ISL): Free Spectrum Range (FSR)

La condition de résonance conduit à une quantification des fréquences de résonance des modes de galerie. Ils sont espacés d'une valeur $\Delta\nu_\ell$ appelée Intervalle Spectrale Libre (ISL) de la cavité : [20]

L'intervalle spectral libre d'un résonateur est défini comme la distance entre deux longueurs d'onde de résonance consécutive. Dans un résonateur micro-anneau, deux résonances adjacentes à λ_0 et λ_1 sont considérés avec $\lambda_1 > \lambda_0$. Le FSR peut alors être approchée par :[7]

$$\Delta\nu_\ell = \lambda_1 - \lambda_0 = \frac{c}{2\pi N a} = \frac{\lambda_0^2}{L \cdot n_{g,0}} \quad (II - 9)$$

Avec

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

$n_{g,0}$: l'indice de réfraction de groupe.

Comme illustré par la Figure II-8 :

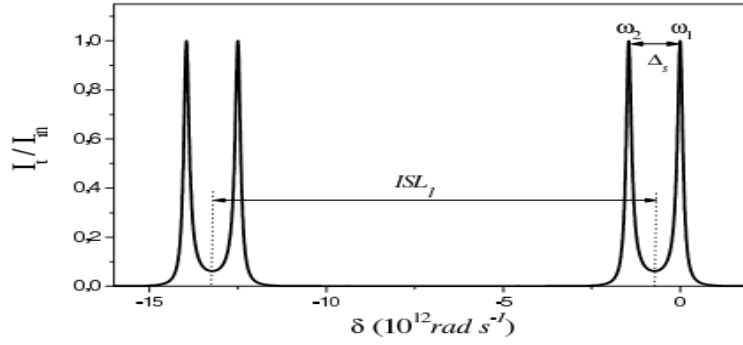


Fig. II-5 : Transmission en fonction du désaccord δ dans le cas de deux anneaux.

Par analogie avec les modes d'un Fabry-Pérot, cet écart est dénommé "pseudo Intervalle Spectral Libre" (pseudo ISL).

$$\Delta v_{n\ell}^{\Delta\ell} \approx \frac{c}{2\pi N a} \quad (II - 10)$$

Ce qui correspond à l'intervalle spectral libre d'une cavité Fabry-Pérot et aussi à la valeur obtenue via l'approche géométrique (équation II-23). De même, si on considère une famille de mode à n et ℓ fixés, on peut estimer l'écart entre les deux modes de polarisation TE et TM sous la forme :

$$\Delta v_{n\ell}^{TE, TM} \approx \frac{c}{2\pi N a} \frac{\sqrt{N^2 - 1}}{N} \quad (II - 11)$$

II-1-2-3 Finesse d'un résonateur :

La finesse est définie comme le rapport de la IRS (FSR) de la largeur de bande de résonance F , Et compte tenu de la relation : [7]

On définit la finesse d'un résonateur comme le rapport entre l'intervalle spectral Libre, $ISL = 2\pi\Delta v_\ell$ et la largeur à mi-hauteur d'une résonance, $\Delta\omega$. [20]

$$F \equiv \frac{ISL}{\Delta\omega} = \frac{ISL \cdot Q}{\omega} \quad (II - 12)$$

II-1-3- Mise en place d'un modèle matriciel simplifié :

- **Couplage entre réseau guides adjacents :**

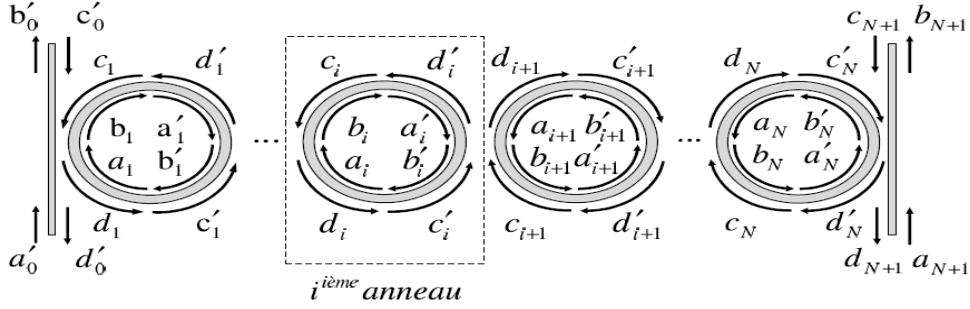


Fig. II-6 : Structure à N micro-anneaux couplés et deux guides d'accès.

1. Pour le sens gauche-droite le champ en entrée est a'_0 (ou c'_0) et le champ en sortie sera b_{N+1} (ou d_{N+1}), pour un nombre N d'anneaux (pair ou impair).
2. Pour le sens droite-gauche le champ d'entrée est a_{N+1} (ou c_{N+1}) et le champ en sortie sera b'_0 (ou d'_0), pour un nombre N d'anneaux (pair ou impair).

Considérons un anneau "i" dans la structure (Fig. II-6). Les enveloppes des champs "a gauche" de l'anneau sont regroupées sous la forme d'une matrice colonne x_i (Eq. (II - 13)). De la même manière les champs "a droite" forment la matrice x'_i (Eq. (II - 13)). La propagation dans l'anneau "i" apparaîtra sous la forme $x_i = f(x'_i)$ et x'_i sera fonction des champs "a gauche" dans l'anneau $i + 1$: $x'_i = g(x_{i+1})$. [20]

$$x_i = \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \\ c_i \\ d_i \end{bmatrix}; x'_i = \begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \\ c'_i \\ d'_i \end{bmatrix} \quad (II - 13)$$

- **Propagation linéaire dans un anneau**

Considérons un anneau (fig. II- 7). Après propagation sur un demi-périmètre nous exprimons les amplitudes des champs à gauche de l'anneau (vecteur x_i) en fonction des amplitudes des champs à droite (vecteur x'_i). [20]

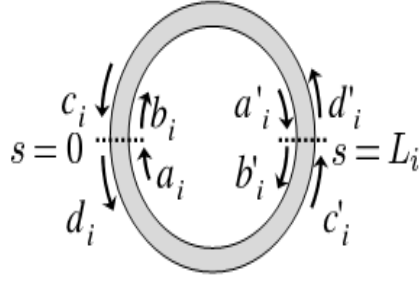


Fig. II-7 : Champs dans le $i^{\text{ème}}$ anneau.

$$a_i = b'_i \exp(-j\beta_i L_i)$$

$$b_i = a'_i \exp(j\beta_i L_i) \quad (II - 14)$$

$$c_i = d'_i \exp(-j\beta_i L_i)$$

$$d_i = c'_i \exp(j\beta_i L_i)$$

Ou $\beta_i = \frac{2\pi N_i}{\lambda} + \frac{j\alpha_i}{2} = \eta_i + \frac{j\alpha_i}{2}$ est la constante de propagation dans l'anneau et L_i son demi-périmètre.

Dans chacun des anneaux x_i s'exprime en fonction de x'_i sous la forme matricielle :

$$x_i = Q_i x'_i, i \in \{1, \dots, N\} \quad (II - 15)$$

Avec

$$Q_i = \begin{bmatrix} \varphi_i & 0 \\ 0 & \varphi_i \end{bmatrix} \quad (II - 16)$$

Q_i est une matrice 4 x 4, diagonale par bloc avec :

$$\varphi_i = \begin{bmatrix} 0 & \exp(-j\beta_i L_i) \\ \exp(j\beta_i L_i) & 0 \end{bmatrix} \quad (II - 17)$$

- **Transmission linéaire :**

A partir des équations (II - 28) et (II - 17) nous exprimons x'_0 en fonction de x_{N+1} :

$$x'_0 = \left(\prod_{i=1}^N P_i Q_i \right) P_{N+1} \cdot x_{N+1} \quad (II - 18)$$

La matrice de transfert du système, M , telle que $x'_0 = M x_{N+1}$ s'écrit comme une matrice 4x 4, résultat du produit des matrices de couplage par les matrices de propagation :

$$M = \left(\prod_{i=1}^N P_i Q_i \right) P_{N+1} \quad (II - 19)$$

Dans le cas particulier ou nous considérons un seul sens de propagation (seule l'entrée a'_0 est non nulle et, en conséquence de quoi $c_i=d_i=c'_i=d'_i=0$), les vecteurs des enveloppes des champs se réduisent alors a :

$$x_i = \begin{bmatrix} a_i \\ b_i \end{bmatrix} \text{ et } x'_i = \begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \end{bmatrix}, i \in \{0, \dots, N\} \quad (II - 20)$$

La matrice de transfert du système, \mathcal{M} , telle que $x'_0 = \mathcal{M}x_{N+1}$ s'exprime sous la forme d'une matrice 2×2 :

$$\mathcal{M} = \left(\prod_{i=1}^N P_i \varphi_i \right) P_{N+1} \quad (II - 21)$$

Le coefficient de transmission en amplitude se de finit comme :

$$t = \frac{b_{N+1}}{a_0} = \frac{1}{\mathcal{M}_{12}} = |t| \exp(j\phi) \quad (II - 22)$$

et le coefficient de réflexion en amplitude :

$$r = \frac{b'_0}{a_0} = \frac{\mathcal{M}_{22}}{\mathcal{M}_{12}} \quad (II - 23)$$

La transmission en intensité s'exprime comme $T = |t|^2$ et le coefficient de réflexion en intensité s'écrit $R = |r|^2$.

- **Couplage entre deux guides adjacents :**

Pour exprimer le couplage entre deux anneaux ou le couplage entre un guide planaire et un anneau, nous avons adapté le formalisme des matrices 4x4 de transfert, développé par Poon et al. [28] et utilisé pour la propagation dans les résonateurs optiques couplés. [20]

Le couplage entre les $i^{\text{ème}}$ et $(i + 1)^{\text{ème}}$ résonateurs (ou guide planaire) comme la fig. II-8

($i \in \{1, \dots, N\}$) s'exprime en fonction des coefficients de couplage κ_i et κ'^*_i et de transmission t'_i et t^*_i supposés connus.

Nous n'aborderons pas dans ce travail l'évaluation des coefficients κ_i , κ'_i , t'_i , t_i . En réalité la détermination de ces coefficients en vue d'une réalisation pratique est un problème en soi. [20]

En toute généralité nous pouvons considérer pour chacun des sens de parcours que le couplage entre deux anneaux (deux structures guidantes) est asymétrique ($\kappa_i \neq \kappa'^*_i$, $t_i \neq t'^*_i$) avec pertes ($\kappa_i \cdot \kappa'^*_i + t_i \cdot t'^*_i = \gamma^2_i < 1$). Les deux sens de parcours sont équivalents et par là même le couplage sera représenté par une matrice de transfert identique.

L'idée est de trouver un opérateur pour exprimer les champs dans l'anneau (i) en fonction des champs dans l'anneau (i + 1) en fonction des coefficients de couplage.[20]

En utilisant les notations de la fig. II-8, on peut écrire pour les deux sens de parcours

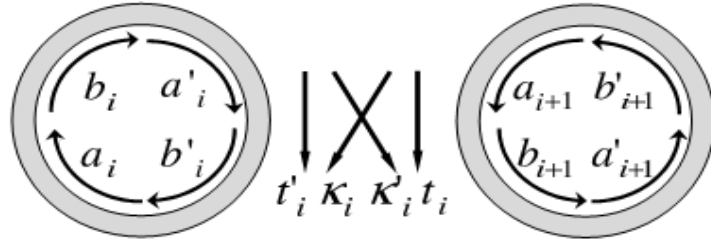


Fig. II-8 : Couplage entre deux anneaux adjacents pour une propagation de gauche à droite.

Les relations matricielles de A Yariv [25] :

$$\begin{bmatrix} b'_i \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t'_i & k_i \\ -k_i^* & t_i^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_i \\ a_{i+1} \end{bmatrix} \quad (II - 24)$$

$$\begin{bmatrix} d'_i \\ d_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t'_i & k_i \\ -k_i^* & t_i^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c'_i \\ c_{i+1} \end{bmatrix}$$

Pour le sens de parcours défini fig. II-8 (parcours de gauche à droite) nous avons les relations entre composantes modales :

$$a'_i = \frac{1}{k_i^*} (t_i^* a_{i+1} - b_{i+1}) \quad (II - 25)$$

$$b'_i = \frac{1}{k_i^*} [(k_i k_i^* + t'_i t_i) a_{i+1} - t'_i b_{i+1}]$$

Ainsi pouvons-nous exprimer le passage entre deux anneaux sous la forme de la relation matricielle :

$$\begin{bmatrix} a'_i \\ b'_i \end{bmatrix} = p_{i+1} \begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} ; \begin{bmatrix} c'_i \\ d'_i \end{bmatrix} = p_{i+1} \begin{bmatrix} c_{i+1} \\ d_{i+1} \end{bmatrix} \quad (II - 26)$$

Où P_{i+1} est la matrice de couplage déterminée par identification des termes à partir des équations (II - 14) et (II - 15):

$$p_{i+1} = \frac{1}{k_i^*} \begin{bmatrix} t_i^* & -1 \\ k_i k_i^* + t_i^* t'_i & -t'_i \end{bmatrix} \quad (II - 27)$$

Pour le sens de parcours inverse nous trouverions la même relation. Si nous considérons qu'il n'existe pas de couplage entre les deux sens de propagation nous pouvons écrire x'_i en fonction de x_{i+1} en utilisant une matrice 4×4 , P_{i+1} , diagonale par bloc :

$$x'_i = P_{i+1}x_{i+1} \quad \text{avec} \quad P_{i+1} = \begin{bmatrix} p_{i+1} & 0 \\ 0 & p_{i+1} \end{bmatrix} \quad (II - 28)$$

II-2- Les applications des micro-résonateurs dans la conception d'un filtre (Incision-extraction):

II-2-1 Fonction de filtrage :

Les premiers filtres électromécaniques apparaissent vers 1940. Un des premiers systèmes utilisant des résonateurs mécaniques dans une application de filtrage fréquentiel remontent à 1947.

Adler [24] a eu l'idée d'utiliser l'analogie bien connue entre un système électrique où une inductance, une capacité et une résistance sont équivalentes respectivement à une masse, une raideur et un amortissement dans un système mécanique.

Il réalise ainsi un filtre électromécanique à 455 kHz avec une largeur de bande de 9 kHz, pour les récepteurs radios. Le principe est de convertir un courant IF (fréquences intermédiaires) en vibration mécanique de même fréquence par effet magnétostrictif.

Ces vibrations mécaniques passent dans un système de plaques en nickel de taille millimétrique, reliées entre elles par des fils métalliques qui agissent comme des ressorts. [23]

- **Couplage entre deux guides droits :**

Le principe de fonctionnement des coupleurs directifs est basé sur la théorie des modes couplés. Lorsque deux guides sont suffisamment proches l'un de l'autre, il peut y avoir un transfert complet d'énergie entre les guides grâce aux ondes évanescentes.

Suivant la distance inter guide (quelques micromètres), leurs caractéristiques propres, la longueur de la zone de couplage et la longueur d'onde utilisée, la lumière peut être couplée à 100% dans l'état croisé (Figure II-9-a), 100% dans l'état direct (Figure II-9-b), ou, plus généralement, dans un état intermédiaire. [5]

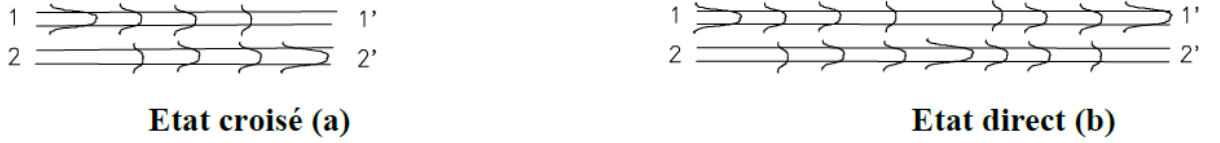


Fig. II-9 : Schéma des deux états extrêmes d'un coupleur.

- ❖ Considérons le cas d'un anneau unique de demi-périmètre $L = \pi R_0$ (fig. II-10). Une telle structure a déjà permis la réalisation de fonctions d'insertion-extraction [32] [33] [34]. [20]
- ❖ Dans le principe, on injecte un signal incident I_{in} par le port 1 d'entrée qui comporte plusieurs longueurs d'onde dont une seule correspond à une résonance de la cavité. Seule cette partie du signal sera extraite et couplée au deuxième guide (port 3 de sortie I_t). Le signal I_r au niveau du port 2 va comporter toutes les longueurs d'onde incidentes, sauf la longueur d'onde de résonance qui est extraite et couplée dans le port 3 (fonction d'extraction). La structure étant symétrique on peut faire transiter cette même longueur d'onde du deuxième (port 4) au premier guide et ainsi l'insérer dans le signal de sortie au port 3 (fonction d'insertion). Nous considérons dans cet exemple un seul sens de parcours et la matrice de transfert \mathcal{M} (Eq. (II-10)) prend la forme particulière : [20]

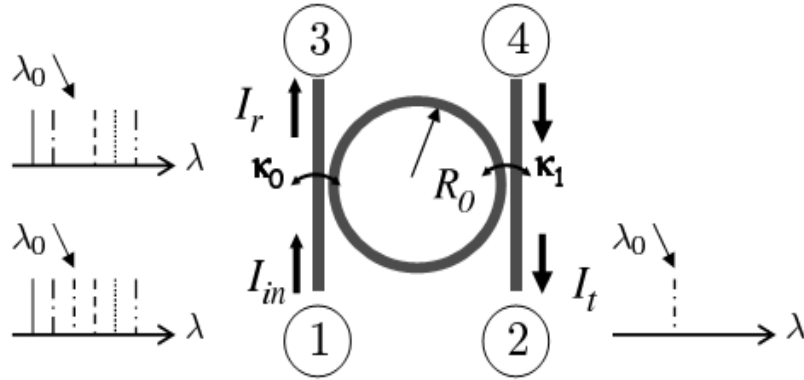


Fig. II-10: Notations pour un anneau dans le cadre d'une fonction d'extraction.

$$\mathcal{M} = p_1 Q_1 p_2 \quad (II - 29)$$

Après calcul \mathcal{M} s'exprime comme :

$$\frac{\exp(j\beta L)}{k_0^* k_1^*} \begin{bmatrix} -t_1^* + t_0^*(k_1 k_1^* + t_1^* t_1') \exp(-2j\beta L) & 1 - t_0^* t_1' \exp(-2j\beta L) \\ t_0' t_1^*(k_0 k_0^* + t_0^* t_0') (k_1 k_1^* + t_1^* t_1') \exp(-2j\beta L) & t_0' - t_1'(k_0 k_0^* + t_i^* t_0') \exp(-2j\beta L) \end{bmatrix} \quad (II - 30)$$

Sans perte de généralité nous pouvons considérer le couplage sans perte, autrement dit

$\kappa_i \kappa_i^* + t_i^* t_i = 1$ et l'anneau couplé de manière symétrique aux deux guides planaires, avec le coefficient de couplage $\kappa_0 = \kappa_1 = j\kappa$ et le coefficient de transmission $t_0^2 = t_1^2 = 1 - \kappa^2$. [20]

Le coefficient de transmission en amplitude s'écrit :

$$t = \frac{-k^2}{\exp(j\beta L)} \frac{1}{1 - t_0^2 \exp(-2j\beta L)} \quad (II - 31)$$

La fraction d'intensité transmise, $T = |t|^2 = I_t/I_{in}$ prend la forme :

$$T = \frac{(1 - t_0^2)^2}{1 + t_0^4 - 2t_0^2 \cos(2\beta L)} \quad (II - 32)$$

II-3 -Micro résonateur en anneau a base de polymère :

II-3-1 Les polymères dans la fabrication de guides d'onde :

Les polymères sont des matériaux qui prévalent dans de nombreuses applications récemment leur apparition.

- Dispositifs à base de polymères ont les avantages de faible coût.
- facilité de fabrication.
- la fonctionnalité polyvalente.

Les polymères peuvent être facilement incorporés à milieu actif comme colorants laser [35-36] pour obtenir gain de telle sorte que le polymère actif micro- résonateurs est réalisable. En outre, certains polymères ont des non-linéarités optiques élevées [37-38] via le procédé de polarisation. Cette fonction permet la modulation et l'accordabilité de dispositifs. A cause des indices de réfraction similaires de polymères à fibres optiques, polymères micro- résonateurs ont une haute efficacité de couplage à des systèmes à fibres optiques. De plus, elles sont compactes pour une intégration et sont compatibles avec divers substrats, tels que Si, GaAs , InP , la silice, le saphir et le LiNbO3 , appliqués par spin-coating . Cependant, les polymères typiques ne sont pas adaptés pour des processus à haute température, qui peut dégrader les propriétés non linéaires des polymères dopés ou déformer physiquement l'structure. [7]

- Le couplage latéral :

Des moyens de couplage latéral des guides d'ondes rectilignes qui sont dans la même couche que la cavité, comme le montre la Fig. II-11 (a). Cela signifie que la cavité résonante est

constituée du même matériau que les guides d'ondes de bus, qui fournit des procédés de fabrication plus simples. Toutefois, ce dispositif de couplage exige également un contrôle précis de la séparation de l'écart dans la région de couplage et la séparation de l'écart est typiquement dans le régime de taille inférieure au micron. Cela pose un problème dans la fabrication. [7]

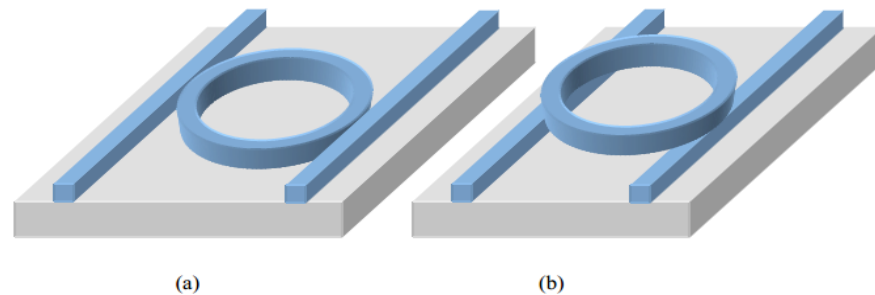


Fig. II-11 : dessins schématiques montrent deux types de systèmes de couplage: (a) couplage latéral, et (b) verticales couplage.

II-4 -Pertes par courbure :

II-4-1 -Model théorique des pertes :

Il existe plusieurs types des pertes :

Les pertes globales dans les structures réalisées peuvent avoir diverses origines : [20]

1. Pertes intrinsèques dues à la formulation chimiques des polymères utilisés

(absorption, diffusion) .

2. Pertes dues aux impuretés .
3. Pertes dues à la technologie utilisée (rugosité de surface, décollement entre couche).
4. Pertes dues à la géométrie des structures (pertes aux courbures, pertes de couplage pour les micro-résonateurs).
5. Pertes dues aux méthodes de caractérisations (pertes de couplage entre fibre et guide, pertes par réflexion Fresnel.(Mesure des pertes dans les matériaux
 - Pertes dues aux vibrations de liaisons
 - Mesures des pertes sur les guides plans

Il est à noter que la plus grande perte est la perte de courbure

II-4-2- Méthodes analytiques :

Pour calculer les pertes engendrées par les courbures dans les micros résonateurs, Il existe des analyses basées sur des lois empiriques, les deux méthodes principalement utilisées sont :

- a) Méthode de Marcatilli-Miller
- b) Méthode de Marcus.

a)- Méthode de Marcatilli-Miller :

Méthode de Marcatilli pour le calcul des pertes de courbure 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. Cette analyse est schématisée sur la Fig. II-12.

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 $d\theta/dt$ doit être le même sur tout le front d'onde on peut en déduire :[7]

$$(R + X_r) \frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega}{\beta_g} \quad (\text{II} - 33)$$

$$R \frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega}{\beta_c}$$

Avec :

β_g : correspond à la constante de propagation dans la gaine.

β_c : dans le guide à une distance R du centre de courbure (figure II-12).

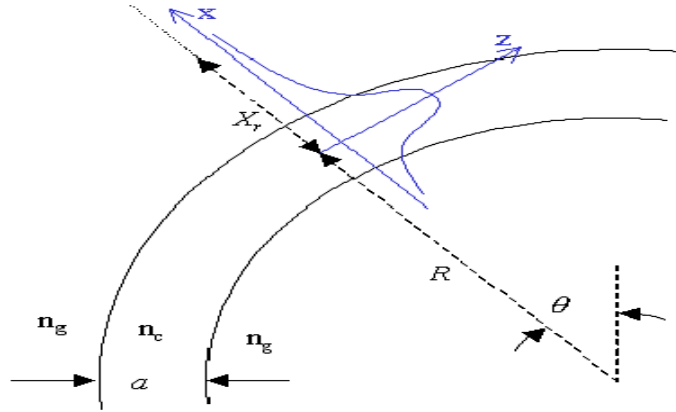


Fig. II-12 : Définitions des paramètres d'un guide courbe.

$$\alpha_c = \frac{\lambda_0 \cos^2\left(\frac{hw}{2}\right) e^{qw}}{w^2 q \left[\frac{w}{2} + \frac{1}{2h} \sin(hw) + \frac{1}{q} \cos^2\left(\frac{hw}{2}\right) \right]} e^{-\frac{2Q(\beta_z - \beta_0)R}{\beta_0}} (m^{-1}) \quad (II - 34)$$

Où

$$h : \text{est constantes de propagation} \quad h = K_0 \sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2} \quad (cm^{-1}) \quad (II - 35)$$

$$q : \text{est constantes de d'atténuation} \quad q = K_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_2^2} \quad (cm^{-1}) \quad (II - 36)$$

b)-Méthode de Marcuse :

Pour un guide plan, Marcuse a déterminé une expression de coefficient d'attention en utilisant les coordonnées cylindriques .tout en considérant des courbures assez faibles pour que les distributions des champs électriques et magnétiques, la vitesse de phase près de cœur soient quasiment celles pour un guide plan (non courbé). Pour le mode TE s'écrit : [15]

$$\alpha_c = \frac{\gamma^2 \cdot k^2}{k_0^3 n_{eff} \left(1 + \frac{\gamma w}{2}\right) (n_1^2 - n_2^2)} \exp(\gamma w) \cdot \exp\left(\frac{-2\gamma^3}{3n_{eff}^2 k_0^2} R\right) \quad (II - 37)$$

$$\gamma = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_2^2} \quad (II - 38)$$

$$k = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_{eff}^2} \quad \text{Et} \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (II - 39)$$

n_1^2 et n_2^2 : sont les indices effectifs de la structure à 2D, équivalente à la structure d'origine.

n_{eff} : L'indice effectif.

R : le rayon de courbure.

λ_0 : La longueur d'onde dans le vide.

II-5- Transformation conformes :

Lorsque un guide d'onde subie une courbure, le profile des modes guidés se déforme à cause de la déformation de l'indice, le plus qu'on s'éloigne de centre de courbure le plus cette déformation est importante. La valeur l'indice effectif augmente à l'extrémité extérieure de guide ce qu'il conduit les modes à suivre les zones à fort indice.

La figure II-13 montre la comparaison entre les profiles de l'indice effectif de même guide dans deux forme différentes :

- a) Guide d'onde droit
- b) Guide d'onde avec courbure (micro résonateur anneau).

Cette analyse est appelée la transformation conformes.

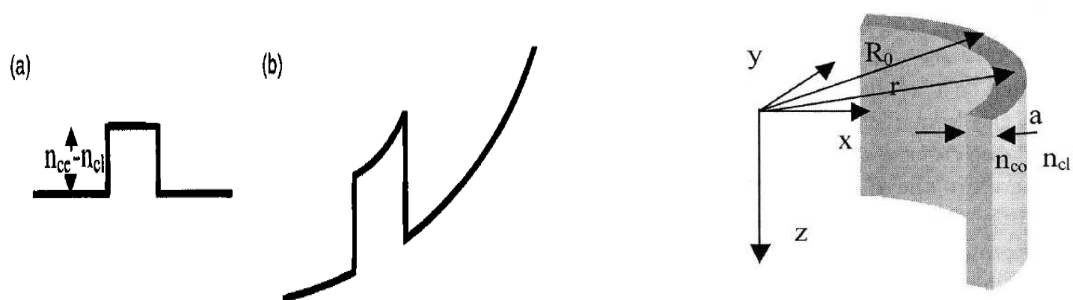


Fig. II-13 : montre la déformation d'un mode se propageant dans un guide d'onde courbé.

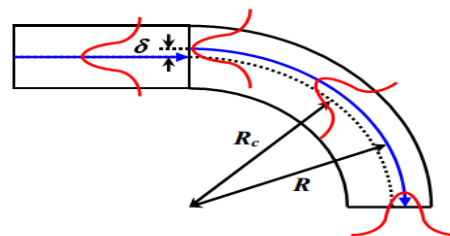


Fig. II- 14: Le schéma montre l'évolution de la répartition modale que se propage d'ondes lumineuses d'un guide d'onde droit à un guide d'onde courbé. [7]

δ : est le champ E pic décalage à la jonction.

II-6-Le facteur de confinement :

Du fait que le gain est présent dans la région active et la distribution transverse s'étend en dehors de cette zone, on peut définir le coefficient de confinement (Figure II-15). Ce dernier est défini comme étant le rapport de la puissance optique localisée dans la couche cœur à la puissance optique totale du mode dans toute la section transverse. Nous pouvons alors définir les facteurs de confinement : les coefficients de confinement par exemple pour les modes TE (Γ_{TE}) et (Γ_{TM}).

$$\Gamma = \frac{\iint_{\text{cœur}} P dS}{\iint_{\infty} P dS} \quad (II - 40)$$

- Γ : Coefficient de confinement
- P : puissance optique.
- dS section transversale

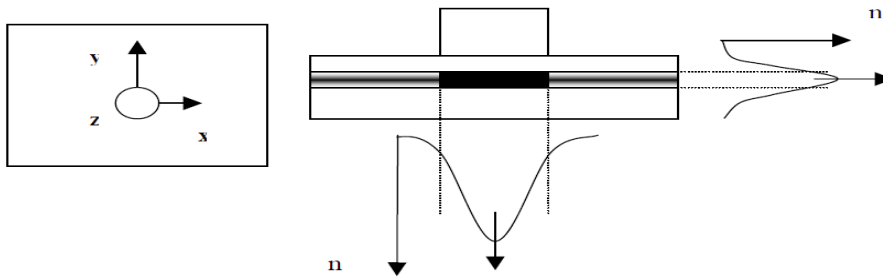


Fig. II-15: Les confinements optiques : latéral et vertical.

Conclusion :

Il est possible de réaliser un filtre des longueurs d'onde en couplant un micro résonateur sous forme d'anneau avec deux guides d'onde droits. Les deux phénomènes qui entrent en jeu pour réaliser la fonction du filtrage sont : le couplage entre les guides et le micro anneau et la résonance dans la cavité optique.

D'autre part il est possible de modéliser la propagation de la lumière dans un filtre optique à base micro anneau en utilisant un modèle matriciel simple.

Par ailleurs ; la propagation dans une micro résonateur est toujours accompagnée des pertes optique causées par la courbure. Ces pertes peuvent être calculées en utilisant différentes méthodes analytique comme la méthode de Marcus et celle de Marcatilli-Miller reposant sur des lois empiriques. Il est possible également d'employer d'autres méthodes numériques plus sophistiquées en se basant sur les différences finis.

Conclusion

A la fin de ce mémoire nous avons conclu les points suivants

- Les guides d'onde occupent une place très importante dans le domaine des télécommunications optiques que se soit dans les réseaux de fibres optiques destinées à la transmission de signale optique a grande porté ou dans la conception des composants optiques utilisés pour traitement ce signale.
- Le phénomène de résonance dans le micro-résonateur en anneau est utilisé dans la fonction de filtrage des longueurs d'onde. Les longueurs d'onde qui ne résonnent vont subir des interférences distractives a fois que la lumière se propage a travers le microrésonateur .
- le choix de rayon de micro-anneaux et de l'indice effectif matériaux utilisé dans sa fabrication sont les deux paramètres principale a prendre en considération dans la conception d'un filtre des longueurs d'onde.
- Le filtre optique peut être modélisé en utilisant le Modèle matriciel.
- Le calcul de l'indice effectif est primordiale dans la détermination des propriétés des guides d'onde, les valeurs numériques ce paramètre a été calculée par une méthode analytique dite Méthodes d'Indice Effectif, les résultats obtenues dans le cas de guide canal enterré sont en accord avec la littérature. Pour une dimension de cœur $h=2 \mu\text{m}$ est évaluer de $n_{\text{eff}} = 1.50489564748$.
- Les pertes optiques dans les microrésonateur ont été calculées en utilisant deux méthodes analytiques ; cela pour plusieurs rayons de courbures entre 10-300 μm . le moins est le rayon de courbure le plus sont les pertes optiques. Pour les rayons $<50 \mu\text{m}$ les pertes augmente d'une manière très important.
- La variation de L'intervalle spectrale libre ISL en fonction de rayon courbure des micros résonateurs. la relation entre les deux est inversement proportionnelle.
- La dimension max pour qu'un guide canal enterrée composé d'un cœur de PVCi entouré d'une gaine Pématriif , reste monomode est $h=3 \mu\text{m}$.

Résumé :

Dans ce présent travail nous avons effectuée une étude sur les guides d'ondes et les microrésonateurs qui sont des cavités optiques sous forme d'anneaux fabriqués en polymère (PVCi/PMTRIF). Le phénomène de résonance ou les modes de galerie caractérisant ces structures est exploité pour concevoir des filtres des longueurs d'onde. Par ailleurs, les pertes optiques causées par la courbure dans ces composants doivent être contrôlées pour assurer leurs bons fonctionnements dans le domaine des télécoms. Pour cela, nous avons employé quelques méthodes analytiques pour calculer ce type des pertes en plus des autres paramètres comme : l'indice effectif n_{eff} , facteur de qualité, L'Intervalle Spectrale Libre (ISL) et coefficient du confinement Γ ; cela pour différentes dimensions. On constate que tous ses paramètres précédent dépendent des propriétés optiques et géométrique des micros résonateur ; à savoir : la rayons de courbure, les indices de réfraction et les dimensions de cœur et de gaine, Les résultats obtenus sont en accord avec la littérature.

Les mots clés : Guide d'onde, fibre optique, optique intégrée, filtrage de longueur d'onde, pertes optique, micro-résonateur, micro annaux, mode galerie MG.

ملخص:

قمنا في هذا العمل بدراسة كل من موجهاات الامواج و المرنانات الميكرونية هذه الأخيرة هي عبارة عن حجيرات بشكل حلقي و في هذه الحالة مصنوعة من البوليمير (PVCi/PMTRIF). كما تطرقنا إلى ظاهرة الرنين التي تميز هذه التركيبات و التي تُستغل من أجل تصميم مرشحات الأطوال الموجية. من جهة أخرى في مجال الاتصالات يجب ان تكون الضياعات التي تتسبب فيها الانحناءات محدودة. من أجل ذلك قمنا باستخدام العديد من الطرق التحليلية لحساب هذه الضياعات بالإضافة إلى عوامل أخرى منها: قرينة الانكسار الفعلية، عامل الجودة Q ، البعد الطيفي الحر FSR و معامل الحصر (الإحتباس) Γ و هذا من أجل عدة أبعاد. في الأخير نستنتج أن كل المقادير السابقة تتعلق أساسا بالخصائص البصرية و الهندسية لهته المرنانات الميكرونية و المتمثلة في : نصف قطر الانحناء، قرينة الانكسار و أبعاد القلب و الغمد. النتائج التي تحصلنا عليها متوافقة مع ما هو منشور في الأبحاث العلمية.

الكلمات المفتاحية: موجهاات الامواج ، الألياف البصرية، البصرييات المدمجة، مرشحات الأطوال الموجية، الضياعات الضوئية، المرنانات الميكرونية، البوليميرات.

Abstract:

In the present work we have done a study on the waveguides end the micro-ring resonators, which are optical cavities having the shape of rings made of polymers (PVCi/PMTRIF). Resonance phenomenon or whispering mode galleries which characterized these structures is exploited to design wavelength filters. Otherwise the optical losses caused by band in these devices must be controlled to ensure the good function in the telecoms domain. So we have used different analytical methods to calculate this kind of losses in addition of others parameters such as: effective index n_{eff} , quality factor Q , Free Spectral Range (FSR) , confinement coefficient Γ for different dimensions. We conclude that all the precedent parameters depend on the optical and geometrical proprieties of micro-resonators the radii the, the refraction index, the dimensions of core and cladding the obtained results are in line with literatures.

Key words: waveguides, optical fibers, integrated optic, wavelength filter, optical losses, micro resonator, micro-ring, Whispering Mode Gallery (WMG), polymers

Bibliographies

- [1] A. Maalouf, contribution a l'étude des procédés de réalisation de circuits intégrés optiques en matériaux polymères ,Université Rennes1, 2007.
- [2] M. Szachowicz, réalisation et études spectroscopiques de guides d'ondes monocristallins de $Y_3Al_5O_{12}$ et $YAlO_3$ dopés terres rares pour la conversion de fréquence. Université Claude bernard-lyon I , 2006.
- [3] L .POFFO, Interaction Acousto-optique En Optique Intégrée Sur Verre Et Applications, Université joseph fourier-Grenoble, 2007.
- [4] Khalida Messaad, Contribution à la conception de guides optiques à fortes susceptibilités non-linéaires d'ordre 3, université Rennes, 2009.
- [5] David Mechin , Etude et réalisation de multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg, Université Jean Monnet de Saint-Étienne, 2001.
- [6] J.D Topomondzo , Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs Applications dans les systèmes de communications optiques, L'École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2004.
- [7] Chung-Yen Chao, polymer microring resonator and its application as a biosensor, University of Michigan, 2005.
- [8] Vincent Coudé du FORESTO, Optique guide monomode et interférométrie stromonique , Université de Paris VII Observatoire de Meudon, 1997.
- [9] M. MahbulIslam , analysis of add/drop optical waveguide filters with embedded resonant cavities using the method of lines, University of Petroleum a Minerals Dhahran 31261, Saudi Arabia, 2005.
- [10] L. BAYSSE, La fibre optique , Christian Caleca Réalisé partir des pages du site, 2005.
- [11] Yves MOREAU, Télécommunications optiques, Université Montpellier II, 2004.
- [12] I.VASILIEF, guide d'onde canaux amplificateurs en verres de fluorures dopés erbium : spectroscopie et amplification optique, Université CLAUDE BERNARD-Lyon I, 2003.

- [13] A. Reader, Telecommunications optiques, D/ Memoire /doc these /Tel optiques.
- [14] T.A. Ibrahim, Nonlinear Optical Semiconductor Micro-Ring Resonators, University of Maryland, 2003.
- [15] A. Zarrouki ; S. Kadouri , Contribution à l'évaluation des pertes par courbure au niveau des micro-résonateurs en anneau utilisés dans le filtre des longueurs d'ondes , 2010.
- [16] A. Mamanou , Contribution à la simulation et la conception des différentes guides d'onde optique à base des Polymères opérant dans la fenêtre des télécoms , 2008.
- [17] G. Hernandez, *Fabry-Perot Interferometers*, Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [18] A.BADEV, Matériaux diélectriques à faibles pertes utilisés comme résonateurs et filtres dans les circuits micro-ondes, 2008.
- [19] Carole ARNAUD, Étude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie, université Rennes I, 2006.
- [20] Laura Ghişa, Couplage de micro-résonateurs Applications aux fonctions optiques de traitement du signal. Université Rennes I, 2009.
- [21] Jin Yao, Tunable Optical Microresonators with Micro-Electro-Mechanical-System (MEMS) Integration, University of California at Berkeley, 2007.
- [22] J. R. Schwesyg, et al , Germany Fabrication and characterization of whispering-gallery-mode resonators made of polymers, Institute of Physics, University of Bonn. Wegelerstr. 8, 53115 Bonn, Germany, 2009.
- [23] H.MAJJAD, Étude et réalisation de microrésonateurs en technique LIGA-UV, Université de Franche-Comté, 2001.
- [24] R. Adler, Compact electromechanical, Electronics, April, (1947), pp. 100-1058.
- [25] A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between micro-resonators and dielectric waveguides," Electronics Letters, vol. 36, p. 321, February.
- [26] Absil, P.P., Ph. D. Dissertation: Mirroring Resonators for Wavelength Division Multiplexing and Integrated Photonics Applications, 2000.

- [27] Van, V., et al., Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model. *Journal of Light wave Technology*, 2001. 19(11): p. 1734-1739.
- [28] J. Poon, J. Sheuer, S. Mookherjea, G. Paloczi, Y. Huang, and A. Yariv, "Matrix analysis of microring coupled-resonator optical waveguides," *Optics Express*, vol. 12, p. 90, Jan, 2004.
- [29] D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, and H. J. Kimble, "High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared," *Optics Letters*, vol. 23, no. 4, pp. 247-249, 1998.
- [30] M. Gorodetsky, A. Savchenkov, and V. Ilchenko, "On the ultimate Q of optical microsphere resonators," *Optics Letters*, vol. 21, p. 453, 1996.
- [31] C. Arnaud, *Étude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie*. Thèse de L'Université de Rennes I, 2004.
- [32] S. Choi, Z. Peng, Q. Yang, S. J. Choi, and P. Dapkus, "An eight-channel demultiplexing switch array using vertically coupled active semiconductor microdisk resonators," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 2517-2519, Nov, 2004.
- [33] C.-Y. Chao, W. Fung, and L. Guo, "Polymer microring resonators for biochemical sensing applications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134-142, January/February, 2006.
- [34] A. Yalcin, K. Popat, J. Aldridge, T. Desai, J. Hryniewicz, N. Chbouki, B. O. K. Little, V. Van, S. Chu, D. Gill, M. Anthes-Washburn, M. Unlu, and B. Goldberg, "Optical sensing of biomolecules using microring resonators," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134-142, January/February, 2006.
- [35] Kuwata-Gonokami, M., et al., Polymer microdisk and microring lasers. *Optics Letters*, 1995. 20(20): p. 2093-2095.
- [36] Ben-Messaoud, T., et al., Longitudinal pumping of polymer microring lasers. *Synthetic Metals*, 2002. 127(1~3): p. 159.
- [37] Chen, J.I., et al., Second-order nonlinear optical materials. *Handbook of Conducting Polymers*. Chap. 26.

- [38] Heldmann, C., M. Schulze, and G. Wegner, Rigid-rod-like main chain polymers with rigidly attached chromospheres. A novel structural concept for electro optical materials. 1. Synthesis and characterization. *Macromolecules*, 1996. 29(13): p. 4686-4696.
- [39] H.SAADA, Contribution à la conception des guides d'ondes Polymères, opérant dans le domaine des télécoms 2009.
- [40] S. E. Miller, Integrated optics: an introduction, *Bell Systems Technology Journal*, 48, p. 2059, 1969.
- [41] P. Benech, I. Schanen et V. Minier, Integrated Optics Sensors On Glass. *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies*, Proc. of SPIE Vol. 5728, 2005.
- [42] C. Fitzpatrick, M. Abid, G. Nether wood et R. Levy, New integrated optics architecture including onboard sensing elements, *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, Novel Optical Systems Design and Optimization III*, San Diego, USA, 4092, 139-144, 2000.
- [43] L. A. Eldada, *Optical Networking Components (Communications Design Conference)*, 2002.
- [44] V. Gopalan, K. L. Schepler, V. Dierolf et I. Biaggio, *Ferroelectric Materials*, *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 6.
- [45] P. Dumais, C. L. Callender, C. J. Ledderhof, et J. P. Noad, Monolithic integration of microfluidic channels, liquid-core waveguides, and silica waveguides on silicon, *Applied Optics*, Vol. 45, Issue 36, pp. 9182-9190, 2006.
- [46] L. A. Eldada, Polymer integrated optics: Promise versus practicality. *Proc. SPIE-Int. Soc. Optical Engineering*, 2002, pp. 11-22.
- [47] E. Van Tomme, P. P. Van Deale, R. G. Baets et P. E. Lagasse, Integrated optic devices based on nonlinear optical polymers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume: 27, Issue: 3, page(s): 778-787, 1991.
- [49] S. Yliniemi, B. R. West, et S. Honkanen, Ion exchanged glass waveguides with low birefringence for a broad range of waveguide widths, *Applied Optics* 44, 2005.

- [50] J. E. Roman et K. A. Winick, Neodymium-Doped Glass Channel Waveguide Laser Containing an Integrated Distributed Bragg Reflector, *Applied Physics Letter*, vol. 61, pp. 2744-2746, Dec. 1992.
- [51] H. Dötsch et al, Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review, *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, Vol. 22, Issue 1, 2005, pp. 240-253.
- [52] G. W. Wicks, III-V Semiconductor Materials, *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 2.
- [53] A. M. El-Saba, M. A. G. Abushagur, Dynamic acousto-optic photopolarimeter/spectrophotopolarimeter, *Opt. Eng.*38 (7) 1166-1169, July 1999.
- [54] A. Pérennou, V. Quintard, Y. Mevel et J. Le Bihan, Intermediation product effects on the working of a phased-array transducer acousto-optic switch, *Opt. Eng.*43(5) 1042-1050, May 2004.
- [55] B. S. Gurevich, S. V. Mdreyev, V. A. Belyaev, M. V. Kaupinen, A. I. Kantserov et S. A. Alymkulov, Information transmission in acousto-optic imaging systems, *Proceedings of SPIE* Vol. 4148, 2000.
- [56] V. B. Voloshinov et A. Yu. Tchernyatin, Light Diffraction with Conservation of Optical Mode by Slow Shear Acoustic Wave in Paratellurite, *Proc. SPIE* Vol. 3900, p. 74-82, 1999.
- [57] Pierre-André Bélanger, *Les fibres optiques: supplément d'électromagnétisme appliqué*. Université Laval Canada.
- [58] F. Lissillour, L'effet laser dans des microsphères de verre fluoré dopées néodyme et erbium : étude expérimentale de différents couplages et de largeur de raie. PhD thesis, University de Rennes I, 2000.
- [59] V. Ilchenko, X. Yao, and L. Maleki, "Pigtailing the high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes, " *Optics Letters*, vol. 24, p. 723, June 1999.
- [60] B. Little, S. T. Chu, W. Pan, and Y. Kokubun, "Mirroring resonator arrays for VLSI photonics, " *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 12, p. 323, March 2000.

[61] P. Absil, J. Hryniewicz, B. Little, R. Wilson, L.G.Joneckis, and P. Ho, "Compact mirroring notch filters, "IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, p. 398, April 2000.