

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mentouri Constantine

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Département d'Electronique**

N° d'ordre :

Série :

MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister en Electronique

Option : Optique

Par:

CHERRAD MOHAMED LOTFI

THEME:

**Les modes hybrides
Le long d'une fibre optique
De cœur d'une anisotropie tensorielle
(Cas faible guidage)**

Soutenu le : / / 2010

Devant le jury :

**Président : M^{me} F. HOBAR
Rapporteur : M^{me} F. BENABDELAZIZ
Examineur : M^{me} S. REBIAI
Examineur : M^r A. TELIA**

**Prof. à l'Université de Constantine
Prof. à l'Université de Constantine
M.C. à l'Université de Constantine
Prof. à l'Université de Constantine**

Remerciement

Remerciement

Nous tenons à remercier dieu tout puissant de par sa bonté et sa gratitude de nous avoir donnée courage et force pour accomplir ce travail.

On tient à exprimer nos plus vifs remerciements, avec beaucoup de respect et de confiance, notre encadreur M^{elle} F.BENABDAZIZ d'avoir accepté de suivre la réalisation de notre Mémoire, pour son aide, ses conseils, ses remarques avec un enthousiasme toujours égale.

Nous remercions les membres de Jury d'avoir accepter de juger notre travail.

Nous tenons aussi a remercier vivement l'ensemble des enseignants qui nous assuré notre formation et tous ceux qui ont participés de près ou de loin a la réalisation de ce travail.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	1
Chapitre I	
I-INTRODUCTION	4
I-1-Historique	5
I-1-1-Les précurseurs	5
I-1-2-L'avènement	6
I-2-Principe de fonctionnement	7
I-2-1-Fabrication	9
I-2-1-1Fibre optique de silice	9
I-3-Caractéristiques	10
I-3-1-Atténuation	10
I-3-2-Dispersion chromatique	11
I-3-3-Non-linéarité	11
I-3-4 Dispersion modale de polarisation (PMD)	11
I-3-5-Fibres monomodes et multimodes	12
I-3-5-1-1Les fibres multimodes	12
I-3-5-2 Les fibres monomodes	13
I-3-5-3-Longueur d'onde de coupure et fréquence normalisée	14
I-4-Fibres spéciales	14
I-5-Applications	15
I-5-1-Utilisation pour les télécommunications	15
I-5-2-Utilisation dans les réseaux informatiques	15
I-5-3-Amplification optique	17
I-5-4-Capteurs	17
I-5-5-Domaine de l'éclairage	17
I-5-6-Médecine	17
Chapitre II	
II-1- Introduction	18
II-2 Modes guidés d'une structure cylindrique diélectrique	18
II-2-1- Les composantes longitudinales	20
II-2-1-1 Région de la gaine	20
II-2-1-2 Région du cœur	21
II-2-1-3 les composantes transversales des champs en fonction des longitudinales	21
II-2-1-3-1- région de la gaine	21
II-2-1-3-2- région du cœur	22
II-2-1-4-condition aux limites	23
II-2-1-4-1- continuité des composantes longitudinales	23

II-2-1-4-1-1-champ électrique	23
II-2-1-4-1-2-champ magnétique	23
II-2-1-4-2- Continuité des composantes transversales	23
II-2-1-4-2-1-Champ électrique	23
II-2-1-4-2-2-Champ magnétique	23
II-2-1-5- Equation de dispersion	24
II-2-1-6-Condition de guidage	25
II-2-1-6-Fréquence de coupures	26
II-2-1-7-Mode transversaux TE_{mn} et TM_{mn} ($m=0$)	26
II-2-1-8-Les modes hybrides	26
II-2-1-8-1-Mode HE_{1n}	26
II-2-1-8-2-mode EH_{1n}	27
II-2-1-8-3-mode HE_{mn}	27
II-2-1-8-4-mode EH_{mn}	27
II-2-1-9-Fibre monomode	27
II-2-La propagation des modes	28
II-2-1-Influence des paramètres physiques du guide	31
II-2-1-Influence de l'indice du cœur et de la gaine sur la propagation des modes	31
II-2-2-Influence de la longueur d'onde de la source de propagation	33
II-2-3-Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes	36
II-2-4- Commentaires et Conclusion	38
II-3 –Conclusion	40

Chapitre III

III-La fibre optique à cœur chiral	42
III-1-Introduction	42
III-1-2 Rappels sur la chiralité	42
III-1-3 Les relations constitutives	43
III-1-4-Les applications des matériaux	43
III-1-5- Les métas matériaux optiques et la chiralité	44
III-1-5-1- Introduction	44
III-1-5-2- Les métas matériaux chiral	44
III-1-5-2- Les activités optiques des métas matériaux chiraux	44
III-1-6- Développement des équations de maxwell	44
III-1-6-1- Calcul des composantes transversales des champs électriques et magnétique en fonction des composantes longitudinales	45
III-1-6-2- Détermination de la composante longitudinale du champ électrique et magnétique	46
III-1-6-2-1- Pour le champ électrique	46
III-1-6-2-2- Pour le champ magnétique	46
III-1-7-Dans le cœur	47
III-1-8- Dans la gaine	48
III-1-9-Les condition aux limites	49
III-1-9-1- Continuité des composantes longitudinales	49
III-1-9-1-1-Champ électrique	49
III-1-9-1-2--Champ magnétique	49
III-1-9-2-Continuité des composantes transversales	50
III-1-9-2-1-Champ électrique	50

III-1-9-2-2-Champ magnétique	50
III-1-10- Equation de dispersion	51
III-1-11-Condition de guidage	51
III-1-12-Fréquence de coupures	51
III-1-13- Le cas isotrope	52
III-1-13-1-Dans le cœur	52
III-1-13-2-Dans la gaine	53
III-1-14-Les condition aux limites	54
III-1-14-1 Continuité des composantes longitudinales	54
III-1-14-1-1-Champ électrique	54
III-1-14-1-2-Champ magnétique	54
III-1-14-2-Continuité des composantes transversales	55
III-1-14-2-1-Champ électrique	55
III-1-14-2-2-Champ magnétique	55
III-1-15- Equation de dispersion	55
III-1-11-Condition de guidage	55
III-1-12-Fréquence de coupures	56
III-2-Courbes, commentaires et conclusions	56
III-2-1-Comparaison avec le cas isotrope	56
III-2-2- Effet de la permittivité	58
III-2-3- Effet de la perméabilité	60
III-2-3- Effet de la chiralité	62
III-2-4- Commentaires et conclusions	64
Conclusion générale	66
Référence	68

introduction générale

Introduction générale :

Dans un système de télécommunication la valeur d'une voie de communication est mesurée par sa capacité (bande passante) et par sa qualité de transmission.

Les utilisations majoritaires actuelles des moyens de communication nécessitent d'avoir des réseaux de télécommunication à bande passante très large. L'utilisation des signaux optiques permet de répondre à cette exigence pour cela, les moyens de transport de l'information et tous les autres dispositifs de communication doivent fonctionner sur le signal optique [1]

Les systèmes de télécommunication transmettent l'information en code binaire, c'est à dire sous la forme de séquences synchroniques de '0 ' et '1 ', chaque unité d'information (0 ou 1) correspond à un bit. Afin d'obtenir un grand débit, il faut transmettre plusieurs bits par second. Donc, il faut envoyer des impulsions les plus courtes possibles, où chaque impulsion à un bit. Or, plus une impulsion est brève, plus son contenu spectral est étendu, entre autre vers les hautes fréquences.

De ce fait, si la paire de fils de cuivre atténue peu les basses fréquences utilisées pour transmettre la voie humaine, C'est pourquoi les compagnies responsables de la transmission du signal de télévision ont adopté le guide d'onde coaxial. Et même dans ce dernier, les hautes fréquences finissent par être atténuées, provoquant ainsi une détérioration rapides du signale. Cependant ces signaux doivent être réactivés en installant des amplificateurs et des régénérateurs le long des rues qu'elles desservent .

Donc, Le câble coaxial ne peut être utilisé dans le cas d'un service téléphonique à très grand débit pour des distances transocéaniques. La solution qui s'impose est l'utilisation de la fibre optique parce que elle a une atténuation constante et faible pour les hautes fréquences comme pour les basses fréquences [2].

Dans les fibres optiques l'information n'est plus transmise sous la forme électrique, mais lumineuse. Au début des années 60, l'invention du laser à semi -conducteur, a incité les scientifiques à envisager le développement d'un système de communication optique où le signal lumineux généré par le laser voyagerait à l'intérieur d'une fibre optique.

En 1996, le premier support pour onde optique a été réalisé afin de remplacer le câble coaxial comme support de transmission. La structure a base de verre, fonctionnait autour de $0.85\mu\text{m}$ et avait une atténuation supérieure à 1000dB/km .

Dix ans après, les pertes ont été réduites jusqu'à 5db/km grâce aux recherches d'une équipe de scientifiques de la compagnie corning qui ont réussi de fabriquer un verre d'une pureté suffisante [3].

D'autres recherches ont été faites sur la fibre optique concernant la forme, les dimensions et le dopage de ses matériaux, pour avoir au début des années 80 une fibre optique performante, à faible atténuation 0.2B/km et d'un coût très faible. Ce guide diélectrique circulaire sous forme de fibre devient la voie principale des systèmes.

Les limitations actuelles ne viennent pas de la fibre elle-même, mais de l'ensemble du système électronique, chargé de générer, moduler, coder ou adresser le signal : par exemple, le laser semi-conducteur, qui génère l'impulsion lumineuse avec une longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$, est modulé par une source électrique dont le débit ne nécessite pas 5.10^9 bits/s, c'est pourquoi l'attention est focalisée maintenant sur les composantes optiques et la recherche d'autres longueurs d'onde de travail.

Les circuits intégrés optiques peuvent atteindre des fréquences très élevées .Ces circuits intégrés sont fabriqués à l'aide de la caractéristique des structures. Ils sont utilisés pour de multiples avantages : fonctionnement dans le domaine optique, facilité de réalisation, fiabilité, possibilité de fabrication en séries, encombrement moindre [4].

A cause de diverses caractéristiques et applications telles que : la dispersion, la radiation, et le guidage, beaucoup de chercheurs ont été intéressé pour fabriquer de nouvelles structures à guide d'onde chiral [5], [6], [7]. Ce dernier est la structure de base pour l'étude et la réalisation de ce type de guide d'onde chiral appelé chiro- guide d'onde [8].

L'objectif de notre travail est l'étude détaillée de la propagation guidée en optique, dont les fibres optiques et les structures diélectriques cylindriques sont les dispositifs de base adoptés dans cette étape de notre travail. Pour cela, nous avons divisé ce mémoire en trois chapitres :

-Le premier chapitre, est un rappel sur les caractéristiques principales des fibres optiques et Leurs applications.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties :

- La première est une étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans les fibres optiques à saut d'indice selon la théorie de Maxwell ; Où les composantes des champs dans les deux régions du guides (cœur et gaine), et Où les équations caractéristiques des modes de propagations TE, TM et les modes hybrides HE, EH, ainsi que les fréquences de coupures de chaque modes sont étudiés.
- La deuxième est une évaluation de l'influence des paramètres physiques et de la longueur d'onde de la source d'excitation sur les modes guidés.

Le troisième chapitre est l'étude de la propagation dans un guide à matériaux composites magnétiques (de cœur chiral). Les composantes des champs électrique et magnétique dans les deux régions (cœur et gaine) ont été calculées, et les conditions aux limites étudiées, pour en déduire les équations caractéristiques et donc déterminer les modes de propagation afin d'évaluer l'influence de la perméabilité, de la permittivité et de la chiralité sur les modes de propagations. La comparaison avec le cas isotrope est aussi effectuée.

Tous les résultats obtenus ont été commentés et comparés à ceux de la littérature pour des structures similaires.

Chapitre I

Généralité sur la fibre optique

I-INTRODUCTION

Une fibre optique est un fil en verre ou en plastique très fin qui a la propriété de conduire la lumière et sert dans les transmissions terrestres et océaniques de données. Elle offre un débit d'informations nettement supérieur à celui des câbles coaxiaux et supporte un réseau « large bande » par lequel peuvent transiter aussi bien la télévision, le téléphone, la visioconférence ou les données informatiques.

Le principe de la fibre optique a été développé dans les années 1970 dans les laboratoires de l'entreprise américaine Corning Glass Works.

Entourée d'une gaine protectrice, la fibre optique peut être utilisée pour conduire de la lumière entre deux lieux distants de plusieurs centaines, voire milliers, de kilomètres. Le signal lumineux codé par une variation d'intensité est capable de transmettre une grande quantité d'informations. En permettant les communications à très longue distance et à des débits jusqu'alors impossibles, les fibres optiques ont constitué l'un des éléments clef de la révolution des télécommunications optiques. Ses propriétés sont également exploitées dans le domaine des capteurs (température, pression, etc.), dans l'imagerie et dans l'éclairage.

Un nouveau type de fibres optiques, fibres à cristaux photoniques, a également été mis au point ces dernières années, permettant des gains significatifs de performances dans le domaine du traitement optique de l'information par des techniques non linéaires, dans l'amplification optique ou bien encore dans la génération de super continus utilisables par exemple dans le diagnostic médical.

Dans les réseaux informatiques du type Ethernet, pour la relier à d'autres équipements, on peut utiliser un émetteur-récepteur.

I-1-Historique

I-1-1-Les précurseurs

À l'époque des Grecs anciens, le phénomène du transport de la lumière dans des cylindres de verre était déjà connu. Il était, semble-t-il, mis à profit par les artisans du verre pour créer des pièces décoratives. Plus tard, les techniques de fabrication utilisées par les artisans vénitiens de la Renaissance pour fabriquer les ressembleraient beaucoup aux techniques actuelles de fabrication de la fibre optique. L'utilisation du verre en conjonction avec la lumière n'est donc pas récente.

La première démonstration scientifique du principe de la réflexion totale interne fut faite par le physicien irlandais John Tyndall devant la Société Royale Britannique en 1854. À l'époque, l'idée de courber la trajectoire de la lumière, de quelque façon que ce soit, était révolutionnaire puisque les scientifiques considéraient que la lumière voyageait uniquement en ligne droite. Sa démonstration consistait à guider la lumière dans un jet d'eau déversé d'un trou à la base d'un réservoir. En injectant de la lumière dans ce jet, celle-ci suivait bien la courbure du jet d'eau, démontrant ainsi qu'elle pouvait être déviée de sa trajectoire rectiligne. Il put de cette manière démontrer le principe qui est à la base de la fibre optique. Par la suite, de nombreuses inventions utilisant le principe de la réflexion totale interne virent le jour ; comme les fontaines lumineuses ou des dispositifs permettant de transporter la lumière dans des cavités du corps humain.

On doit la première tentative de communication optique à Alexander Graham Bell, connu pour l'invention du téléphone. En effet, il mit au point, au cours des années 1880, le photophone. Cet appareil permettait de transmettre la lumière sur une distance de 200 mètres. La voix, amplifiée par un microphone, faisait vibrer un miroir qui réfléchissait la lumière du soleil. Quelque 200 mètres plus loin, un second miroir captait cette lumière pour activer un cristal de sélénium et reproduire le son voulu. Le récepteur de cet appareil était presque identique à celui du premier téléphone. Bien qu'opérationnelle en terrain découvert, cette méthode s'avéra peu utilisée. La pluie, la neige et les obstacles qui empêchaient la transmission du signal condamnèrent cette invention, bien qu'il considérait lui-même que le photophone était sa plus grande invention, puisqu'elle permettait une communication sans fil.

I-1-2-L'avènement

La possibilité de transporter de la lumière le long de fines fibres de verre fut exploitée au cours de la première moitié du XX^e siècle. En 1927, Baird et Hansell tentèrent de mettre au point un dispositif d'images de télévision à l'aide de fibres. Hansell put faire breveter son invention, mais elle ne fut jamais vraiment utilisée. Quelques années plus tard, en 1930, Heinrich Lamm réussit à transmettre l'image d'un filament de lampe électrique grâce à un assemblage rudimentaire de fibres de quartz. Cependant, il était encore difficile à cette époque de concevoir que ces fibres de verre puissent trouver une application.

La première application fructueuse de la fibre optique eut lieu au début des années 1950, lorsque le fibroscope flexible fut inventé par van Heel et Hopkins. Cet appareil permettait la transmission d'une image le long de fibres en verre. Il fut particulièrement utilisé en endoscopie, pour observer l'intérieur du corps humain, et pour inspecter des soudures dans des réacteurs d'avion. Malheureusement, la transmission ne pouvait pas être faite sur une grande distance étant donnée la piètre qualité des fibres utilisées. En 1957, le fibroscope (endoscope flexible médical) est inventé par Basil Hirschowitz aux États-Unis.

Les télécommunications par fibre optique restèrent impossibles jusqu'à l'invention du laser en 1960. Le laser offrit en effet l'occasion de transmettre un signal avec assez de puissance sur une grande distance. Dans sa publication de 1964, Charles Kao, des Standard Télécommunications Laboratoires, décrivit un système de communication à longue distance et à faible perte en mettant à profit l'utilisation conjointe du laser et de la fibre optique. Peu après, soit en 1966, il démontra expérimentalement, avec la collaboration de Georges Hockman, qu'il était possible de transporter de l'information sur une grande distance sous forme de lumière grâce à la fibre optique. Cette expérience est souvent considérée comme la première transmission de données par fibre optique.

Cependant, les pertes dans une fibre optique étaient telles que le signal disparaissait au bout de quelques centimètres, non par perte de lumière, mais parce que les différents chemins de réflexion du signal contre les parois finissaient par en faire perdre la phase. Cela la rendait peu avantageuse par rapport au fil de cuivre traditionnel. Les pertes de phase entraînées par l'usage d'une fibre de verre homogène constituaient le principal obstacle à l'utilisation courante de la fibre optique.

En 1970, trois scientifiques de la compagnie Corning Glass Works de New York, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, produisirent la première fibre optique avec des pertes de phase suffisamment faibles pour être utilisée dans les réseaux de télécommunications (20 décibels par kilomètre ; aujourd'hui la fibre conventionnelle affiche des pertes de moins de 0,25 décibel par kilomètre pour la longueur d'onde 1 550 nm. utilisée dans les télécommunications). Leur fibre optique était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'informations qu'un simple câble de cuivre, ce qui correspondait au rapport des longueurs d'onde utilisées.

Le premier système de communication téléphonique optique fut installé au centre-ville de Chicago en 1977. En France, la DGT a installé la première liaison optique à Paris entre les centraux téléphoniques des Tuileries et Philippe Auguste. On estime qu'aujourd'hui plus de 80 % des communications à longue distance sont transportées le long de plus de 25 millions de kilomètres de câbles à fibres optiques partout dans le monde.

La fibre optique s'est, dans une première phase (1984 à 2000), limitée à l'interconnexion des centraux téléphoniques, eux seuls nécessitant de forts débits. Cependant, avec la baisse des coûts entraînée par sa fabrication en masse et les besoins croissants des particuliers en très haut débit, on envisage depuis 2005 son arrivée même chez les particuliers [3] [[4].

I-2-Principe de fonctionnement

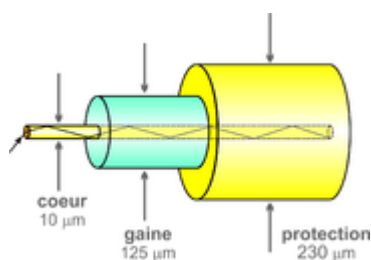


Figure I-1 : La structure de la fibre optique.

La fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux. L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection.

Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre optique sans perte, en empruntant un parcours en zigzag. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée.

Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

- la différence d'indice normalisé, qui donne une mesure du saut d'indice

entre le cœur et la gaine :
$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad 1-1$$

Où n_1 est l'indice de réfraction du cœur, et n_2 celui de la gaine.

- l'ouverture numérique de la fibre, qui est concrètement le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans perte, mesuré par rapport à l'axe de la fibre. L'ouverture numérique est égale à :

$$\sin \theta_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad 1-2$$

Il existe plusieurs types de fibre optique. Dans la fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction change brutalement entre le cœur et la gaine. Dans la fibre à gradient d'indice, ce changement d'indice est beaucoup plus progressif. Dans les fibres à cristaux photoniques, l'écart d'indice entre les différents matériaux est beaucoup plus important. Dans ces conditions, les propriétés physiques du guidage diffèrent sensiblement des fibres à saut d'indice et à gradient d'indice.

Dans le domaine des télécommunications optiques, le matériau privilégié est la silice très pure car elle présente des pertes optiques très faibles. Quand l'atténuation n'est pas le principal critère de sélection, on peut également mettre en œuvre des fibres en matière plastique.

Un câble de fibres optiques contient en général plusieurs paires de fibres, chaque fibre conduisant un signal dans chaque sens. Lorsqu'une fibre optique n'est pas encore alimentée, on parle de fibre optique noire.

I-2-1-Fabrication

I-2-1-1 Fibre optique de silice

La première étape est la réalisation d'une « préforme » : barreau de silice très pure, d'un diamètre de plusieurs centimètres. Il existe un grand nombre de processus pour concevoir une préforme, des internes comme la méthode PCVD (plasma chemical vapor deposition), ou externes comme la méthode VAD (vapor axial deposition) [9]. Le paragraphe suivant décrit la méthode MCVD (modified chemical vapor deposition) qui est la plus utilisée.

Un tube substrat est placé en rotation horizontale dans un tour verrier. Des gaz sont injectés à l'intérieur et vont se déposer à l'intérieur sous l'effet de la chaleur produite par un chalumeau. Ces gaz vont modifier les propriétés du verre. Les couches déposées sont ensuite vitrifiées au passage du chalumeau. Ensuite le tube est chauffée à haute température, et va se refermer sur lui-même pour former la préforme [9].

L'opération de manchonnage permet par la suite de rajouter une couche de silice autour de la préforme pour obtenir le ration cœur/gaine voulue pour la future fibre.

La société ALCATEL a développé une technologie propriétaire APVD (Advanced Plasma and Vapor Deposition) pour remplacer l'opération de manchonnage qui est très coûteuse. Le procédé APVD consiste à faire fondre des grains de quartz naturel très pur sur la préforme primaire à l'aide d'un chalumeau plasma inductif. L'association du procédé MCVD et de la recharge plasma pour la fabrication de fibres optiques monomode a fait l'objet d'une publication en 1994 par la société ALCATEL. Le procédé concerné consiste essentiellement à nourrir le plasma en grains de silice naturels ou synthétiques avec un composé additionnel fluoré ou chloré mélangé à un gaz porteur [12]. Ce procédé de purification constitue la seule alternative connue rentable aux techniques de dépôt externe [10] [13].

Lors de la seconde étape, la préforme est placée en haut d'une tour de fibrage d'une quinzaine de mètre de hauteur. L'extrémité de la préforme est alors dans un four porté à une température voisine de 2 000 °C. Elle est alors transformée en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Cette couche est particulièrement importante pour éviter toute humidité, car la fibre devient cassante sous

l'effet de l'eau : l'hydrogène interagit avec la silice, et toute faiblesse ou micro entaille est amplifiée.

I-3-Caractéristiques

Les principaux paramètres qui caractérisent les fibres optiques utilisées pour les transmissions sont les suivants

I-3-1-Atténuation

Année	Pertes (dB/km)	Longueur d'onde (nm)	Entreprise
1970	20		Corning Glass Works
1974	2 - 3	1 060	ATT, Bell Labs
1976	0,47	1 200	NTT, Fujikura
1979	0,20	1 550	NTT
1986	0,154	1 550	Sumitomo
2002	0,1484	1 570	Sumitomo

L'atténuation caractérise l'affaiblissement du signal au cours de la propagation. [13]

Soient P_0 et P_L les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur L . L'atténuation linéaire se traduit alors par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de fibre : $P_L = P_0 e^{-\alpha L}$ où α est le coefficient d'atténuation linéaire. On utilise souvent le coefficient α_{dB} exprimé en dB/km et relié à α par $\alpha_{dB} = 4,343\alpha$.

Le principal atout des fibres optiques est une atténuation extrêmement faible. L'atténuation va varier suivant la longueur d'onde. La diffusion Rayleigh limite ainsi les performances dans le domaine des courtes longueurs l'onde. Un pic d'absorption, dû à la présence de radicaux -OH dans la silice, pourra également être observé autour de 1 385 nm [9]. Les progrès les plus récents dans les techniques de fabrication permettent de réduire ce pic.

Les fibres en silice connaissent un minimum d'atténuation vers 1 550 nm. Cette longueur d'onde du proche infrarouge sera donc privilégiée pour les communications optiques. De nos jours, la maîtrise des procédés de fabrication permet d'atteindre couramment une atténuation aussi faible que 0,2 dB/km à 1 550 nm : après 100 km de propagation, il restera donc encore

1 % de la puissance initialement injectée dans la fibre, ce qui peut être suffisant pour une détection. Si l'on désire transmettre l'information sur des milliers de kilomètres, il faudra avoir recours à une préamplification périodique du signal, le plus généralement par l'intermédiaire d'amplificateurs optiques qui allient simplicité et fiabilité.

Le signal subira des pertes supplémentaires à chaque connexion entre fibres, que ce soit par des traverses ou bien par soudure, cette dernière technique réduisant très fortement ces pertes.

I-3-2-Dispersion chromatique

La dispersion chromatique est exprimée en ps/ (nm·km) et caractérise l'étalement du signal lié à sa largeur spectrale. Cette dispersion dépend de la longueur d'onde considérée et résulte de la somme de deux effets : la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice. Il est donc possible de la minimiser en adaptant le profil. Pour une fibre en silice, le minimum de dispersion se situe vers 1 300-1 310 nm.

I-3-3-Non-linéarité

Un canal de transmission est dit non linéaire lorsque sa fonction de transfert dépend du signal d'entrée. L'effet Kerr, la diffusion Raman et l'effet Brillouin sont les principales sources de non linéarité dans les fibres optiques. Parmi les conséquences de ces effets non-linéaires, on peut citer l'automodulation de phase, des mélanges à quatre ondes intra- et inter canaux. [11]

I-3-4 Dispersion modale de polarisation (PMD)

La dispersion modale de polarisation (PMD) est exprimée en ps/km^{1/2} et caractérise l'étalement du signal. Ce phénomène est dû à des défauts dans la géométrie des fibres optiques qui entraînent une différence de vitesse de groupe entre les modes se propageant sur différents axes de polarisation de la fibre.

I-3-5-Fibres monomodes et multimodes

Les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories selon le diamètre de leur cœur et la longueur d'onde utilisée : les fibres monomodes et multimodes.

I-3-5-1-1 Les fibres multimodes

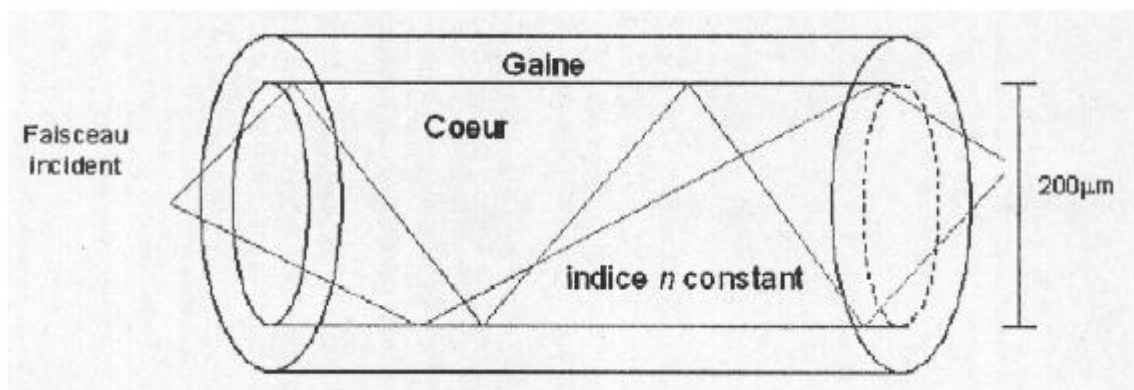


Figure I-2 : Fibre multimodes.

Les fibres multimodes, ont été les premières sur le marché. Elles ont pour caractéristiques de transporter plusieurs modes. Du fait de la dispersion modale, on constate un étalement temporel du signal proportionnel à la longueur de la fibre. En conséquence, elles

Sont utilisées uniquement pour des bas débits ou de courtes distances. La dispersion modale

Peut cependant être minimisée en réalisant un gradient d'indice dans le cœur de la fibre. Elles sont caractérisées par un diamètre de cœur de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de micromètres. Cependant les fibres les plus récentes, de type OM3, permettent d'atteindre le Gbit/s sur des distances de l'ordre du km. Les longues distances ne peuvent être couvertes que par des fibres optiques monomodes.

I-3-5-2 Les fibres monomodes

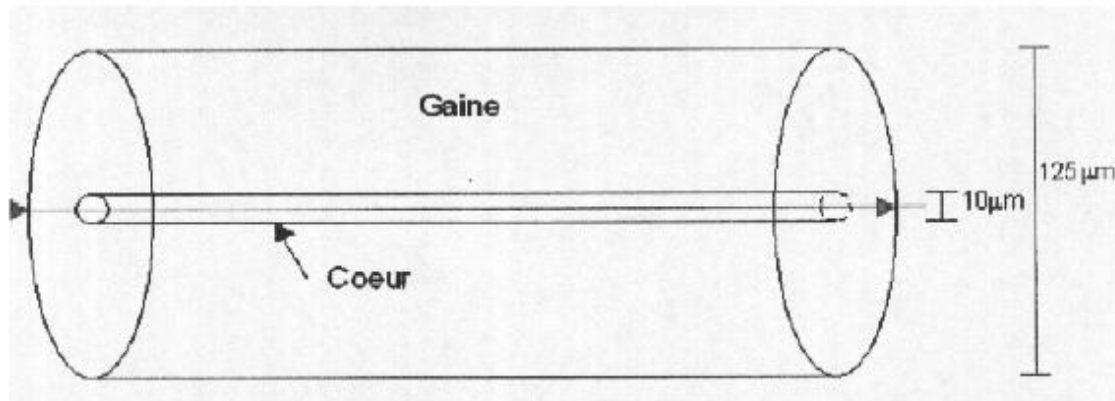


Figure I-3 : Fibre mono mode.

Pour de plus longues distances et de plus hauts débits, on préfère utiliser des fibres monomodes, qui sont technologiquement plus avancées car plus fines. Leur cœur très fin n'admet ainsi qu'un mode de propagation, le plus direct possible c'est-à-dire dans l'axe de la fibre. Les pertes sont donc minimales que cela soit pour de très hauts débits et de très longues distances. Les fibres monomodes sont de ce fait adaptées pour les lignes intercontinentales.

Une fibre monomode n'a pas de dispersion intermodale. En revanche, il existe un autre type de dispersion : la dispersion intramodale. Son origine est la largeur finie du train d'onde d'émission qui implique que l'onde n'est pas strictement monochromatique : toutes les

Longueurs d'onde ne se propagent pas à la même vitesse dans le guide ce qui induit un élargissement de l'impulsion dans la fibre optique. On l'appelle aussi dispersion chromatique. Ces fibres monomodes sont caractérisées par un diamètre de cœur de seulement quelques micromètres.

I-3-5-3-Longueur d'onde de coupure et fréquence normalisée

La longueur d'onde de coupure est la longueur d'onde λ en dessous de laquelle la fibre n'est plus monomode. Ce paramètre est relié à la fréquence normalisée, notée V , qui dépend de la longueur d'onde λ , du rayon de cœur a de la fibre et des indices du cœur n_c et de la gaine n_g . La fréquence normalisée est exprimée par :

$$V = (2\pi a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}) / \lambda \quad 1-3$$

Une fibre est monomode pour une fréquence normalisée V inférieure à 2.405. Des abaques fournissent la constante de propagation normalisée, notée B , en fonction de la fréquence normalisée pour les premiers modes.

La fréquence normalisée donne une indication directe sur le nombre de modes M qu'une fibre multimode peut contenir via l'approximation ci-contre : $M = V^2 / 2$

L'UIT a normalisé au niveau mondial les bandes de fréquences des fibres optiques selon le plan suivant :

- bande U (Ultra) : 178,980 à 184,487 THz (λ 1 675 à 1 625 nm) ;
- bande L (Longue) : 184,487 à 191,560 THz (λ 1 625 à 1 565 nm) ;
- bande C (Conventionnelle) : 191,560 à 195,942 THz (λ 1565 à 1 530 nm) ;
- bande S (*Short*) : 195,942 à 205,337 THz (λ 1 530 à 1 460 nm) ;
- bande E (Étendue) : 205,337 à 220,435 THz (λ 1 460 à 1 360 nm) ;
- bande O (Originale) : 220,435 à 237,930 THz (λ 1 360 à 1 260 nm).

I-4-Fibres spéciales

Il est possible de rajouter certaines caractéristiques aux fibres :

- les fibres dopées contiennent des ions de terres rares ;

- les fibres à maintien de polarisation ;
- les fibres photosensibles.

I-5-Applications

I-5-1-Utilisation pour les télécommunications

La fibre optique grâce aux performances avantageuses qu'elle permet, est utilisée de plus en plus à l'intérieur des réseaux de télécommunications. Avec le boum de l'internet et des échanges numériques son utilisation se généralise petit à petit jusqu'à venir chez le particulier.

Du fait de leur besoin, les opérateurs et les entreprises ont été les premiers acquéreurs de fibres optiques. Elle est particulièrement appréciée chez les militaires pour son insensibilité aux IEM (Impulsion électromagnétique) mais aussi pour sa légèreté.

Il faut cependant distinguer les fibres multimodes et monomodes. Les fibres multimodes sont réservées aux réseaux informatiques à courtes distances alors que les fibres monomodes sont installées pour des réseaux à très longues distances. Elles sont notamment utilisées dans les câbles sous-marins qui relient une partie des continents. En arrivant dans les habitations via le réseau FTTH, la fibre optique apporte une révolution dans les télécommunications directement aux particuliers.

À la base une fibre optique est un guide onde. C'est donc l'onde qui se propage dans la fibre optique qui est modulé pour contenir une information. Le signal lumineux est codé en variation d'intensité. Pour les courtes distances, et une optique à bas coût, une simple DEL peut jouer le rôle de source émettrice tandis que sur des réseaux hauts débits et à longue distance, c'est un laser qui est de préférence utilisé.

I-5-2-Utilisation dans les réseaux informatiques

Historiquement, les réseaux informatiques locaux ou LAN, qui permettaient de relier des postes informatiques qui jusque là ne pouvaient pas communiquer entre eux, furent construits avec des câbles réseaux à base de fils de cuivre. Le gros inconvénient de ces câbles est qu'ils sont très sensibles aux perturbations électromagnétiques en tout genre (ascenseurs, courants forts, émetteurs, ...). Dans des milieux à forte concentration d'ondes, il devenait donc difficile d'utiliser ce type de câbles même en les protégeant par un blindage. Mais surtout,

inconvéniént majeur : le signal électrique qu'ils transportent s'atténue très rapidement. Si l'on veut relier deux équipements distants ne serait-ce que de quelques centaines de mètres, cela devient compliqué car le signal n'est presque plus perceptible une fois arrivé à l'autre bout du câble.

Sauf cas particulier lié notamment à des contraintes électromagnétiques spécifiques, les réseaux locaux (quelques dizaines de mètres) sont généralement réalisés sur du cuivre. Lorsque la distance entre deux machines augmente, il devient intéressant d'utiliser une fibre optique. Une fibre optique peut notamment relier deux bâtiments, ou constituer un maillon d'un réseau informatique local, régional, continental, ou intercontinental.

La fibre optique fut très vite introduite dans les réseaux informatiques pour pallier les points faibles des câbles de cuivre. En effet, la lumière qui y circule n'est pas sensible aux perturbations électromagnétiques et elle s'atténue beaucoup moins vite que le signal électrique transporté sur du cuivre. On peut ainsi facilement relier des équipements distants de plusieurs centaines de mètres, voire plusieurs kilomètres. Elle reste efficace dans des environnements

Perturbés et ce, à des débits au moins dix fois supérieurs aux simples câbles réseaux. Seul inconvénient : son prix parfois dissuasif en fonction du type de fibre choisi.

Dans les réseaux informatiques, les fibres vont toujours par deux : l'interface d'une machine utilise une fibre pour envoyer des données et l'autre fibre pour en recevoir.

Plusieurs types de fibres optiques sont aujourd'hui utilisés dans les réseaux informatiques :

- monomode ou multimode,
- avec des tailles de cœur et de gaine variables. La plus commune : la 50/125, fibre multimode, a un cœur de 50 microns de diamètre pour une gaine de 125 microns,
- avec des types de connecteurs différents : ST (section ronde à visser), SC (section carrée clipsable), LC (petite section carrée clipsable), ou MTRJ (petite section carrée clipsable).

I-5-3-Amplification optique

Les fibres dopées sont utilisées pour amplifier un signal. On les trouve également dans les laser à fibres. Les fibres à double gaine sont de plus en plus utilisées pour le pompage optique de haute puissance.

I-5-4-Capteurs

Suite à des travaux de recherche dans les années 80, les fibres optiques peuvent être utilisées dans le domaine des capteurs [11] :

- le gyromètre à fibre optique est un instrument utilisé par les navires, les sous-marins, les avions ou les satellites pour donner la vitesse angulaire. Il contient des fibres à maintien de polarisation;
- un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique peut donner des informations de contrainte ou de température.

I-5-5-Domaine de l'éclairage

Dès les années 1970, la fibre optique fut utilisée dans des luminaires décoratifs à variation de couleur. À partir des années 1990, la fibre optique est utilisée pour véhiculer la lumière sur un trajet de quelques dizaines de centimètres depuis une source vers l'objet à mettre en valeur, permettant d'obtenir des éclairages ponctuels et discrets, pouvant être élégamment intégrés à une vitrine de présentation, et offrant l'avantage de rayonner très peu d'infrarouge, limitant ainsi le risque d'élévation de température à l'intérieur de la vitrine, néfaste aux œuvres d'art.

I-5-6-Médecine

Un type d'endoscope, appelé fibroscope, utilise de la fibre optique pour véhiculer l'image de la zone à explorer jusqu'à l'œil du médecin réalisant l'examen exploratoire.

Chapitre II

**Etude des modes hybrides dans une fibre
optique à cœur silice**

II-1- Introduction

Les fibres optiques sont des guides d'ondes, constitués de deux diélectriques cylindriques concentriques. Le diélectrique intérieur appelé cœur possède un indice de réfraction supérieur à celui du diélectrique extérieur ou gaine. Cette dernière est en général recouverte d'un revêtement de protection.

Le développement de réseaux optiques de plus en plus complexes, a entraîné l'apparition de l'optique intègre pour réaliser les composantes d'interconnexions nécessaire : diviseurs, modulateur, multiplexeurs, démultiplexeurs, etc...

Notons que la structure élémentaire de base des composants optiques est celle cylindrique, pour ces raisons on étudie dans ce chapitre la fibre optique qui n'est autre qu'un guide cylindrique. Par l'approche électromagnétique, où l'on considère que le rayon du guide est de même ordre de grandeur que la longueur d'onde ; dans ce cas il est nécessaire d'utiliser les équations de Maxwell pour simuler la propagation le long du guide. Et l'étude par l'approche de l'optique géométrique, si les dimensions du milieu de propagation (cœur) sont très grandes comparativement à la longueur d'onde de fonctionnement (ce qui reste valable pour les fibres multi modes), permet de prévoir les trajectoires des ondes à partir de la connaissance des paramètres de la fibres .

II-2 Modes guidés d'une structure cylindrique diélectrique

Le guide diélectrique que nous allons étudier, ne peut être fabriqué sur de très grandes distances. C'est pourquoi son utilisation en communication optique est limitée pour l'instant à la fabrication de circuits optiques. Techniquement, il est cependant possible de fabriquer des guides diélectriques circulaires sur de très grandes distances. C'est pourquoi ce type de guide sous forme de fibre est devenu la voie principale des systèmes de communication optique. Dans ce chapitre, la fibre optique à saut d'indice sera traitée comme un problème de conditions aux limites en vue d'obtenir les expressions des différents modes se propageant dans ce type de guide. Les conditions de coupure de ces modes seront ensuite analysées et une équation de conception (Servant à déterminer les paramètres caractéristiques nécessaires à la fabrication de la fibre) sera développée. Le problème consiste donc à trouver les modes de propagation possibles dans un guide donné où les valeurs de n_1 , n_2 , k_0 et a sont connus. Ce qui

revient à trouver chacune des composantes des champs électrique et magnétique, et évaluer leurs constantes de propagation dans un guide.

L'étude d'un diélectrique est un problème de condition aux limites. En effet pour obtenir les expressions complètes des modes de propagation, on résout l'équation d'onde sujette à des conditions aux frontières. L'une de ces conditions fixe l'amplitude relative des champs à l'intérieur et à l'extérieur du guide, l'autre résulte en une équation aux valeurs propres permettant le calcul de la constante de propagation du mode guidé [14] [15].

La première étape dans cette étude est de choisir le modèle mathématique des champs électrique et magnétique qui satisfont les conditions aux limites et qui propage l'énergie selon une des directions définies.

La solution de notre type de guide consiste encore à chercher des solutions aux équations de Maxwell qui satisfont les conditions aux limites et qui propagent l'énergie selon la direction +z. On doit tenir compte de la géométrie du problème en choisissant naturellement d'écrire les équations de Maxwell en coordonnées cylindriques. On écrit donc le champ électrique et magnétique de la façon suivante.

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \text{Re}\left\{\vec{E}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}\right\} \\ \vec{H} &= \text{Re}\left\{\vec{H}_0 e^{j(\omega t - \beta z)}\right\}\end{aligned}\quad \text{II-1}$$

En considérant les équations de Maxwell suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad \text{II-2}$$

Après tout développement analytique des équations de Maxwell, on trouve :

$$\begin{aligned}
H_r &= -j \frac{1}{\gamma^2} \left(-\frac{\omega \varepsilon}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \\
E_\theta &= j \frac{1}{\gamma^2} \left(\mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \right). \\
H_\theta &= -j \frac{1}{\gamma^2} \left(\omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + \frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \\
E_r &= -j \frac{1}{\gamma^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \theta} + \frac{\omega \mu_0}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)
\end{aligned}
\tag{II-3}$$

Où :

$$\begin{aligned}
\gamma^2 &= n^2 k_0^2 - \beta^2 \\
k_0 &= \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}
\end{aligned}
\tag{II-4}$$

D'autre part, on sait que la composante axiale obéit à l'équation d'onde. Et en particulier, les équations d'ondes modifiées deviendront :

$$\Delta E_z + \gamma^2 E_z = 0 \tag{II-5}$$

$$\Delta H_z + \gamma^2 H_z = 0 \tag{II-6}$$

Cette analyse mathématique, nous amène à la solution des équations d'ondes (II-5) et (II-6) pour les champs axiaux E_z et H_z et par la suite, aux composantes des champs transverses

II-2-1- Les composantes longitudinales

II-2-1-1 Région de la gaine

Les champs E_z et H_z seront dans ce cas de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_{z2} \\ H_{z2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} K_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{II-7}$$

Pour que cette forme soit solution de l'équation d'onde dans la gaine, l'on a :

$$W^2 = -\gamma^2 a^2 = a^2 (\beta^2 - \kappa_0^2 n_2^2) \quad \text{II-8}$$

II-2-1-2 Région du cœur

L'onde est de type : onde stationnaire puisqu'il y a une réflexion totale à l'interface cœur /gaine

Dans le coeur, nous choisissons donc les solutions suivantes :

$$\begin{pmatrix} E_{z1} \\ H_{z1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{II-9}$$

Pour que cette forme soit solution de l'équation d'onde dans le coeur, il faut que :

$$U^2 = \gamma^2 a^2 = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) a^2 \quad \text{II-10}$$

On sait que les conditions aux limites s'appliquent aux composantes transversales pour le type de guide prédéfini.

II-2-1-3 les composantes transversales des champs en fonction des longitudinales

II-2-1-3-1- Région de la gaine

Composante parallèle à l'interface cœur –gaine est la composante angulaire qui dépend de θ

$$\begin{aligned} H_{\theta 2} &= j \frac{a^2}{W^2} \left(j \frac{\beta \nu}{r} H_2 K_\nu \left(\frac{W}{a} r \right) + \omega \varepsilon E_2 \frac{W}{a} K'_\nu \left(\frac{W}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \\ E_{\theta 2} &= -j \frac{a^2}{W^2} \left(\omega \mu_0 \frac{W}{a} H_2 K'_\nu \left(\frac{W}{a} r \right) - j \frac{\beta \nu}{r} E_2 K_\nu \left(\frac{W}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad \text{II-11}$$

Composante perpendiculaire à l'interface cœur – gaine est la composante qui dépend à r

$$\begin{aligned} H_{r_2} &= j \frac{a^2}{W^2} \left(j \frac{\omega \varepsilon \nu}{r} E_2 K_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) + \beta \frac{W}{a} H_1 K'_\nu \left(\frac{W}{a} \right) \right) e^{-j\beta z} \\ E_{r_2} &= -j \frac{a^2}{W^2} \left(j \frac{\omega \mu_0 \nu}{r} H_1 K_\nu \left(\frac{W}{a} r \right) - \beta \frac{W}{a} K'_\nu E_2 \left(\frac{W}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad \text{II-12}$$

$$\text{Où : } W^2 = a^2 (\beta^2 - \kappa_0^2 n_2^2)$$

II-2-1-3-1- Région du cœur

Composante parallèle à l'interface cœur – gaine est la composante angulaire qui dépend à θ

$$\begin{aligned} H_{\theta_1} &= -j \frac{a^2}{U^2} \left(j \frac{\beta \nu}{r} H_1 J_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) + \omega \varepsilon \frac{U}{a} E_1 J'_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \\ E_{\theta_1} &= j \frac{a^2}{U^2} \left(\omega \mu_0 \frac{U}{a} H_1 J'_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) - j \frac{\beta \nu}{r} E_1 J_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad \text{II-13}$$

Composante perpendiculaire à l'interface cœur – gaine est la composante qui dépend de r

$$\begin{aligned} H_{r_1} &= j \frac{a^2}{U^2} \left(j \frac{\omega \varepsilon \nu}{r} E_1 J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - \beta \frac{U}{a} H_1 J'_\nu \left(\frac{U}{a} \right) \right) e^{-j\beta z} \\ E_{r_1} &= -j \frac{a^2}{U^2} \left(j \frac{\omega \mu_0 \nu}{r} H_1 J_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) + \beta \frac{U}{a} E_1 J'_\nu \left(\frac{U}{a} r \right) \right) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad \text{II-14}$$

$$\text{Où : } U^2 = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) a^2$$

II-2-1-4-Conditions aux limites

Il nous faut maintenant appliquer les conditions aux limites à l'interface entre le cœur et la gaine afin de pouvoir déterminer la constante de propagation β . et les diverses constantes d'amplitude

Puisque les conditions aux limites s'appliquent sur les composantes tangentielles des champs E et H (E_z , H_z et E_ϕ , H_ϕ) sont continues sur l'interface cœur gaine ($r=a$).

II-2-1-4-1- Continuité des composantes longitudinales

II-2-1-4-1-1-Champ électrique

$$\begin{aligned}\vec{E}_{z1}(r=a) &= \vec{E}_{z2}(r=a) \\ \vec{E}_1 J_\nu(U) &= \vec{E}_2 K_\nu(W)\end{aligned}\quad \text{II-15}$$

II-2-1-4-1-2-champ magnétique :

$$\begin{aligned}\vec{H}_{z1}(r=a) &= \vec{H}_{z2}(r=a) \\ \vec{H}_1 J_\nu(U) &= \vec{H}_2 K_\nu(W)\end{aligned}\quad \text{II-16}$$

II-2-1-4-2- Continuité des composantes transversales

II-2-1-4-2-1-Champ électrique

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\theta 1}(r=a) &= \vec{E}_{\theta 2}(r=a) \\ W^2 \frac{J_\nu(U)}{K_\nu(W)} (\omega\mu_0 U H_1 \frac{J'_\nu(U)}{J_\nu(U)} - j\beta\nu E_1) &= -U^2 (\omega\mu_0 W H_2 \frac{K'_\nu(W)}{K_\nu(W)} - j\beta\nu E_2)\end{aligned}\quad \text{II-17}$$

II-2-1-4-2-2-Champ magnétique

$$\begin{aligned}\vec{H}_{\theta 1}(r=a) &= \vec{H}_{\theta 2}(r=a) \\ W^2 \frac{J_\nu(U)}{K_\nu(W)} (\omega\varepsilon U E_1 \frac{J'_\nu(U)}{J_\nu(U)} - j\beta\nu H_1) &= -U^2 (\omega\varepsilon W E_2 \frac{K'_\nu(W)}{K_\nu(W)} - j\beta\nu H_2)\end{aligned}\quad \text{II-18}$$

Après étude des conditions aux limites on aboutit au système :

$$\begin{aligned}
 j\beta v \left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{U^2} \right) E_1 - \omega \mu_0 \left(\frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right) H_1 &= 0 \\
 j\beta v \left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{U^2} \right) H_1 + \omega \mu_0 n_1^2 \left(\frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right) E_1 &= 0
 \end{aligned}
 \tag{II-19}$$

II-2-1-5- Equation de dispersion :

L'équation de dispersion est établie selon l'expression :

$$\beta^2 v^2 \left(\frac{1}{W^2} + \frac{1}{U^2} \right)^2 - \kappa_0^2 n_1^2 \left(\frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right) \left(\frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right) = 0
 \tag{II-20}$$

Cette équation permet de déterminer les différents modes de propagations et la fréquence de coupure. En traçant la courbe de dispersion qui représente la constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence normalisée (ou l'indice de réfraction effectif (ne) en fonction de la fréquence (v)).

Tel que :

$$\text{La fréquence normalisée} \quad : \quad U^2 + W^2 = V^2 \tag{II-21}$$

$$\text{La constante normalisée de propagation} \quad : \quad B = \frac{W^2}{V^2} \tag{II-22}$$

II-2-1-6-Condition de guidage :

Nous avons vu qu'il existe des formes mathématiques pour les solutions des équations de Maxwell qui satisfont les conditions aux limites du guide. La possibilité pour que ces solutions puissent être excitée dans un tel guide dépend du fait de trouver des constantes de propagation

Réelles, tout en considérant les paramètres imposés par le guide et par la fréquence de la source d'excitation [1] [14] [15].

$$n_2 \left\langle \frac{\beta}{k_0} \right\rangle n_1 \quad \text{II-23}$$

$$ne = \beta_{eff} = \beta / k_0$$

Avec : n_e réel.

II-2-1-6-Fréquences de coupure :

Elle est obtenue lorsque le champ électromagnétique, au lieu de se propager dans le cœur, il est rayonné totalement dans la gaine. Ce qui conduit à une valeur de W très faibles telle que : $W=0$, et $\beta = k_0 n_2$.

C'est la fréquence notée V_c

- la fréquence de coupure normalisée des modes est donnée par :

$$V_c = ak_0 \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} \approx ak_0 n_1 \sqrt{2\Delta} \quad \text{II-24}$$

$$\text{Où} \quad \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad \text{II-25}$$

Ce qui correspondant a une fréquence de coupure :

$$f_c = \frac{UC}{2\pi a n_1 \sqrt{\Delta}} \quad \text{II-26}$$

II-2-1-7-Modes transversaux TE_{mn} et TM_{mn} ($m=0$)

En effet, lorsque $m = 0$, c'est-à-dire lorsqu'il y a symétrie de révolution pour la solution Modale, l'équation caractéristique se réduit au produit de deux quantités qui demeurent nuls. On a alors la possibilité d'avoir ces deux quantités nulles indépendamment l'une de l'autre. Afin de bien identifier ce cas ($m=0$).

L'équation de dispersion devient :

$$\left(\frac{J_{-1}(U)}{UJ_0(U)} - \frac{K_{-1}(W)}{WK_0(W)} \right) = 0 \quad \text{II-27}$$

Donc $J_0(U) = 0$: est la condition de coupure

Les racines de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéros donnent les fréquences normalisées de coupure et le nombre des modes de propagation.

II-2-1-8-Les modes hybrides :

Ces modes, ayant toutes leurs composantes vectorielles de leurs champs E et H non nulles, sont Qualifiés de modes hybrides.

II-2-1-8-1-Modes HE_{1n}

L'équation de dispersion est :

$$\left(\frac{J_0(U)}{UJ_1(U)} - \frac{K_0(W)}{WK_1(W)} \right) = 0 \quad \text{II-28}$$

Donc :

$J_1(U) = 0$: est la condition de coupure pour les modes hybrides HE

Les racines de la fonction de Bessel de première espèce sont les fréquences de coupures.

II-2-1-8-2-Modes EH_{1n}

L'équation de dispersion est :

$$\left(\frac{J_0(U)}{UJ_1(U)} - \frac{K_0(W)}{WK_1(W)} \right) - 2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) = 0 \quad \text{II-29}$$

Et la condition de coupure est $J_1(U) = 0$, équation dont les racines de la fonction de Bessel du premier degré correspondent aux fréquences normalisées.

II-2-1-8-3-Modes HE_{mn}

L'équation de dispersion devient :

$$\frac{J_{m-1}(U)}{UJ_m(U)} - \frac{1}{2(m-1)} = 0 \quad \text{II-30}$$

Où la condition de coupure est $J_{m-2}(U) = 0$ et les racines de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre (m-2) correspondent aux fréquences normalisées.

II-2-1-8-4-Modes EH_{mn}

L'équation de dispersion est :

$$\frac{J_{m-1}(U)}{UJ_m(U)} = \frac{1}{2(m-1)} + 2m \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad \text{II-31}$$

Avec la condition de coupure $J_m(U) = 0$, dont les racines de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre (m) correspond aux fréquences normalisées.

II-2-1-9-Fibre monomode

La fibre à saut d'indice est monomode lorsque la fréquence normalisée V est plus petite que le premier zéro de la fonction de Bessel d'ordre zéro soit :

$$V = a \frac{2\Pi}{\lambda} \sqrt{(n_1^2 - n_2^2)} < 2.4$$

II-32

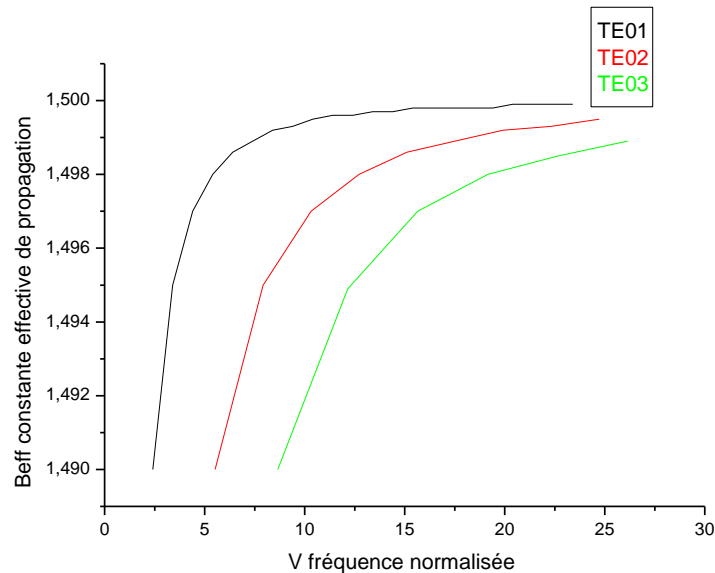
Le design d'une fibre monomode se réduit ici à cette équation fort simple qui relie les divers paramètres de la fibre (n_1), (n_2), (a) et la longueur d'onde de la source λ . La structure électromagnétique du mode fondamental correspond donc à celle du mode HE_{11} .

II-2-La propagation des modes :

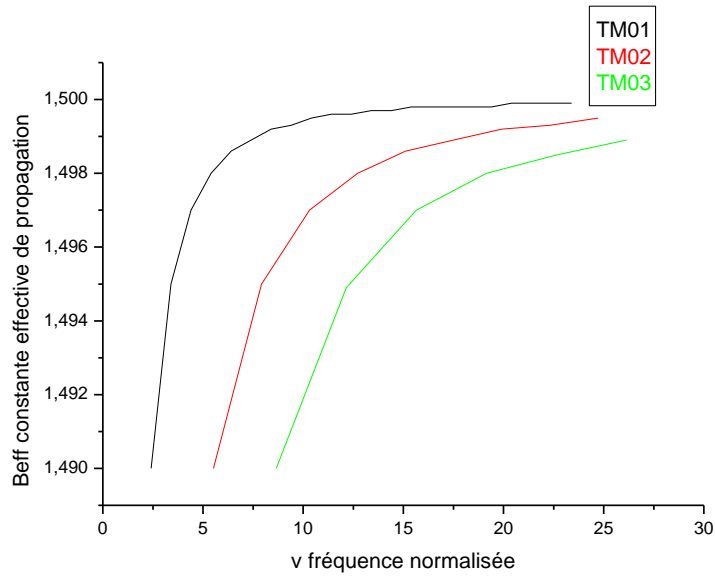
Dans cette étape de notre travail nous évaluons les modes, par rapport aux constantes de propagation et à leurs fréquences de coupures.

Pour cela, à partir résolution des équations de dispersion modales nous traçons par la suite les constantes de propagation effectives (n_e) en fonction de la fréquence

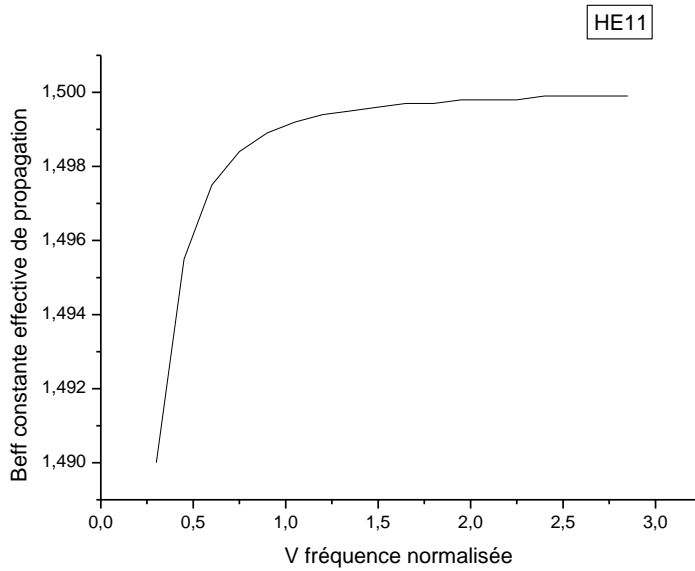
Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes :



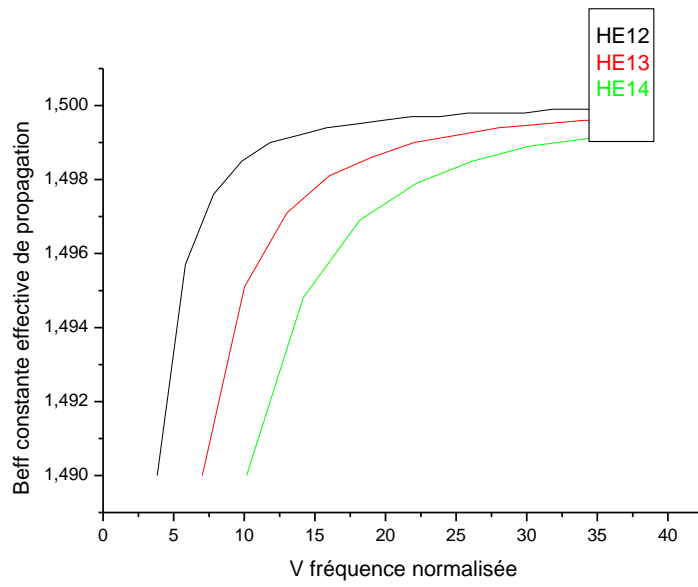
figII-1 : Représentation des modes TE pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.49$ et $a=1.2\mu m$



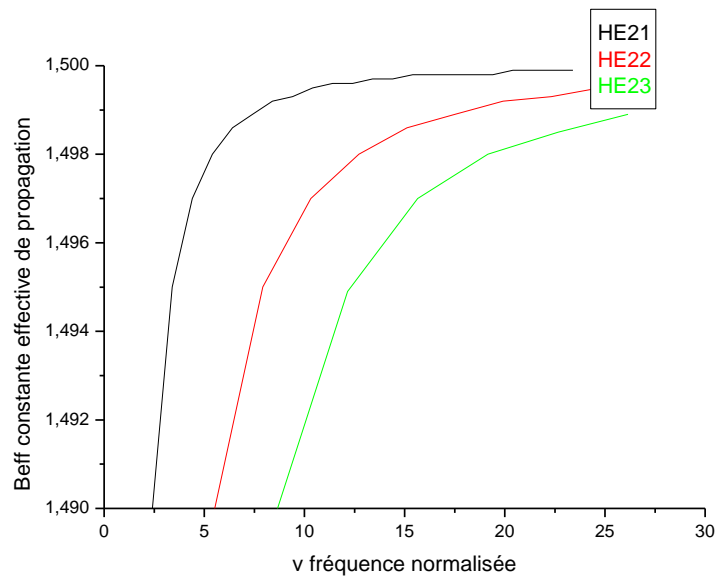
figII-2 : Représentation des modes TM pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.49$ et $a=1.2\mu\text{m}$



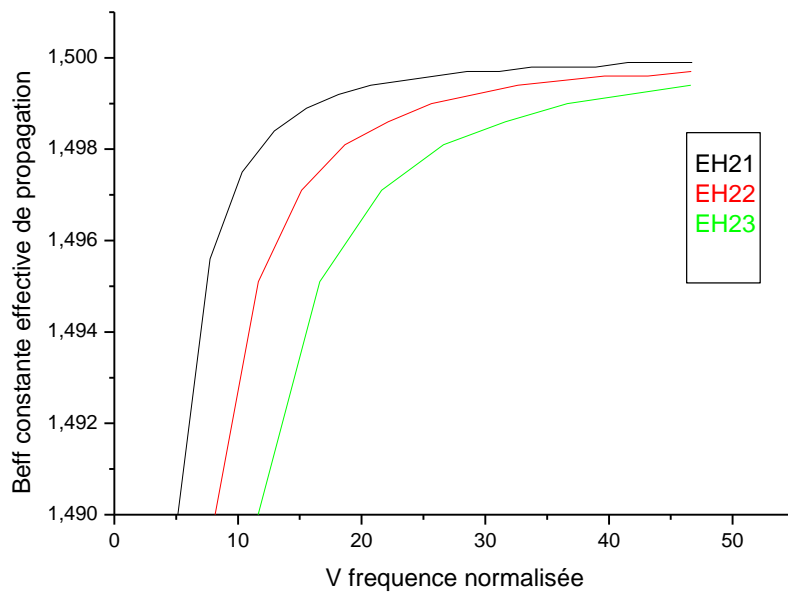
figII-3 : Représentation de modes HE11 pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.49$ et $a=1.2\mu\text{m}$



figII-4 : Représentation de modes HE_{1n} pour n_c=1.5 et n_g=1.49 et a=1.2μm



figII-5 : Représentation de modes HE_{2n} pour n_c=1.5 et n_g=1.49 et a=1.2μm



figII-6 : Représentation des modes EH_{2n} pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.49$ et $a=1.2\mu\text{m}$

II-2-1-Influence des paramètres physiques du guide

Dans cette partie nous considérons l'influence, des paramètres physiques tels que : l'indices du coeur, celui de la gaine et l'épaisseur du guide symétrique cylindrique ; ainsi que la longueur d'onde de la source d'excitation, sur le nombre des modes qui se propagent, sur les fréquences de coupures, et sur les constantes de propagation des modes.

II-2-2- Influence de l'indice du coeur et de la gaine sur la propagation des modes :

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes :

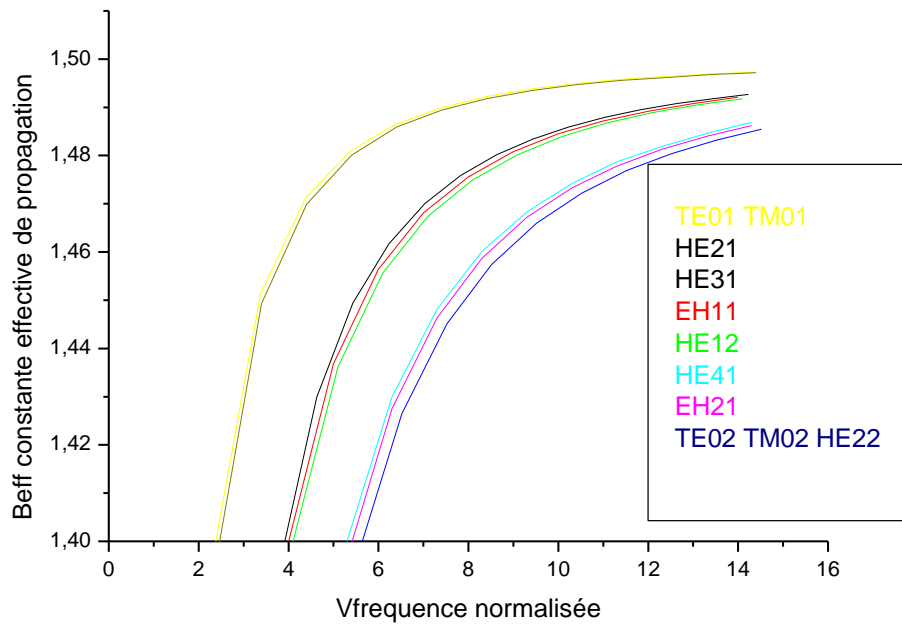


Fig II-7 Représentation des modes pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.4$ et $a=1.2\mu\text{m}$

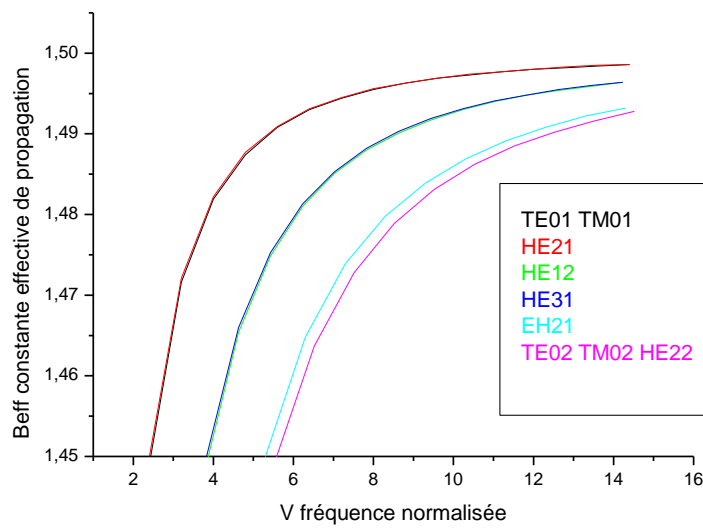


Fig II-8 Représentation des modes pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.45$ et $a=1.2\mu\text{m}$

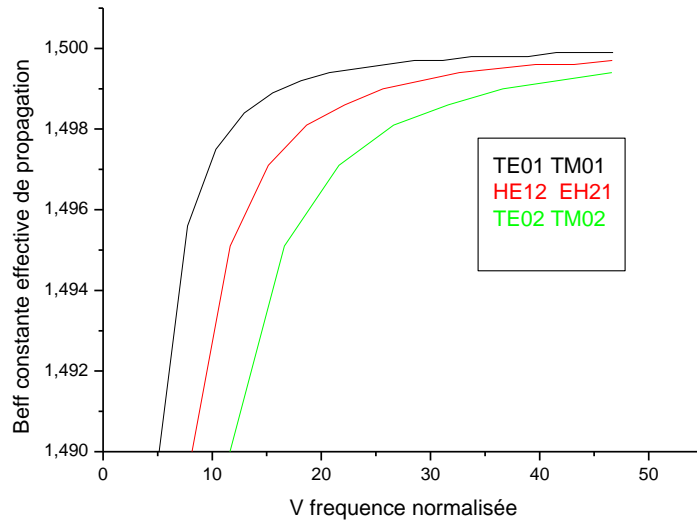


Fig II-9 Représentation des modes pour $n_c=1.5$ et $n_g=1.49$ et $a=1.2\mu\text{m}$

II-2-3-Influence de la longueur d'onde de la source de propagation :

Notre étude reste valable pour tout les modes de propagation dans notre cas nous avons choisit d'illustrer nos résultat par les premier modes.

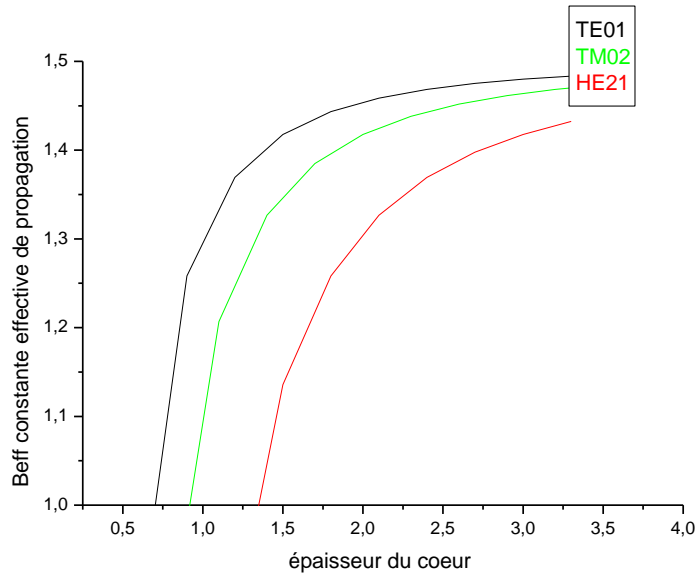


Fig II-10 Représentation des modes pour $\lambda_0=1.85\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1$ $a<4\mu\text{m}$).

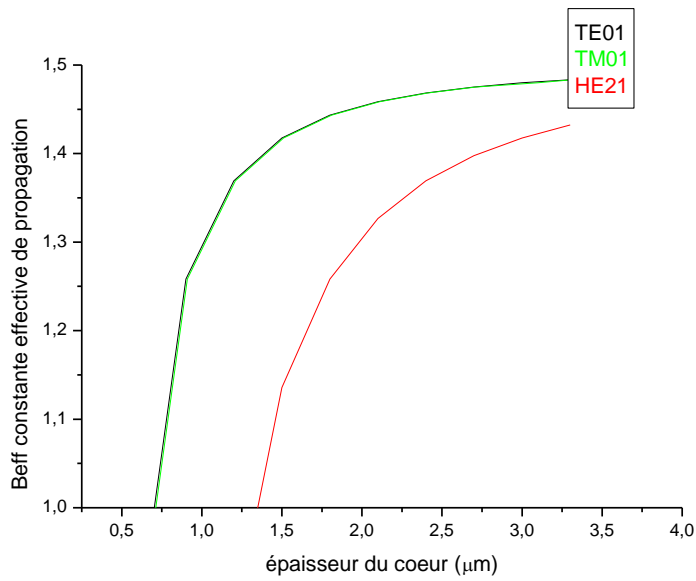


Fig II-11 Représentation des modes pour $\lambda_0=1.3\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1$ $a<4 \mu\text{m}$).

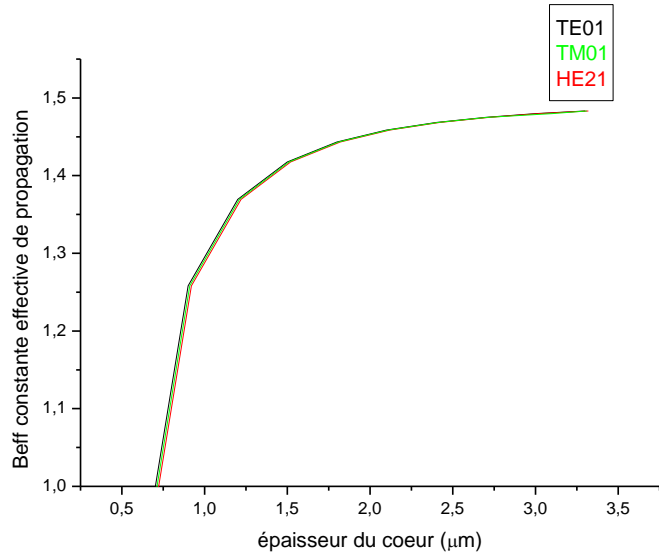


Fig II-12 Représentation des modes pour $\lambda_0=0.85\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1$ $a<4 \mu\text{m}$).

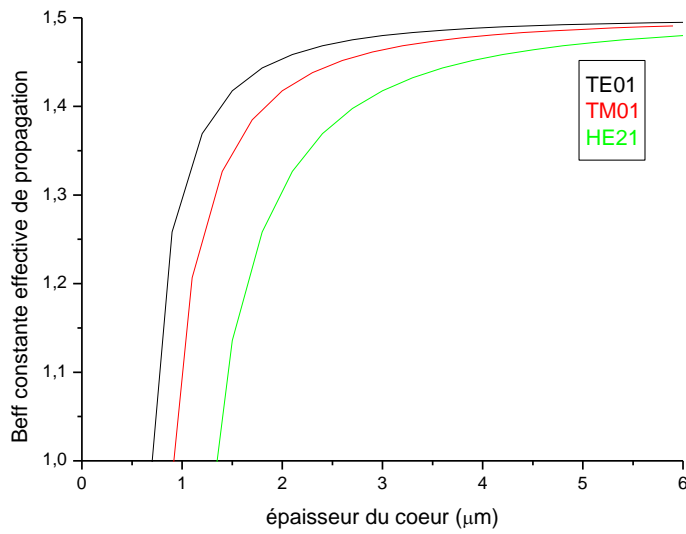


Fig II-13 Représentation des modes pour $\lambda_0=0.85\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1$ $a<6 \mu\text{m}$).

II-2-3-Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes :

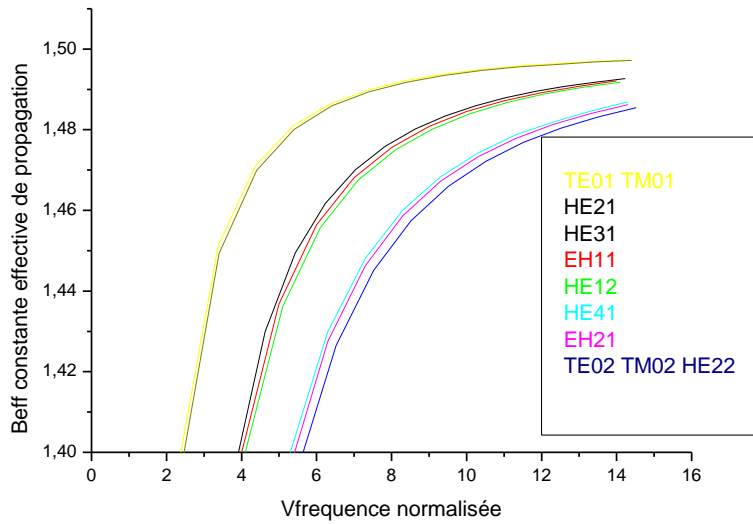


Fig II-14 Représentation des modes pour $a=7 \mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1.4$ $F<16$).

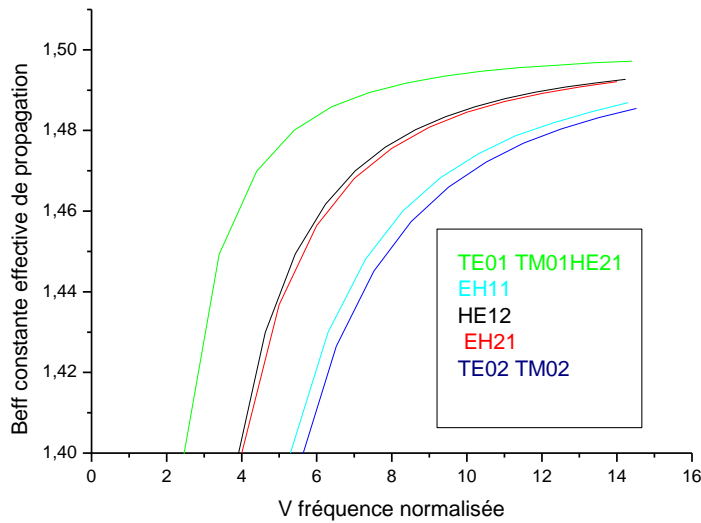


Fig II-15 Représentation des modes pour $a=2 \mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1.4$ $F<16$).

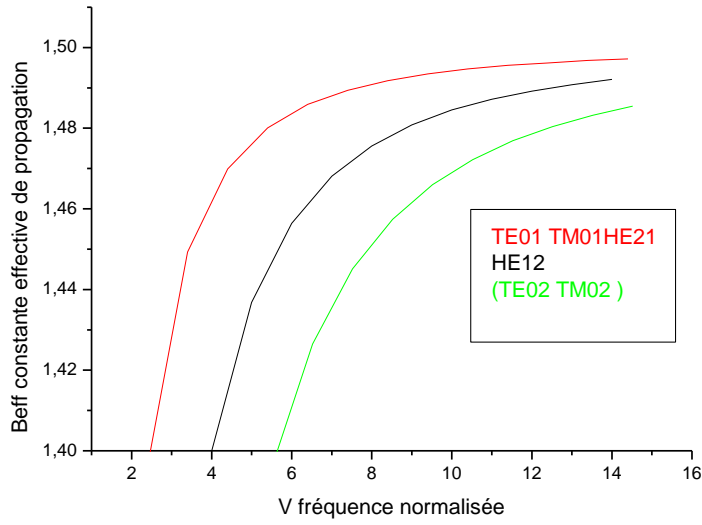


Fig II-16 Représentation des modes pour $a=1\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1.4$ $F<16$).

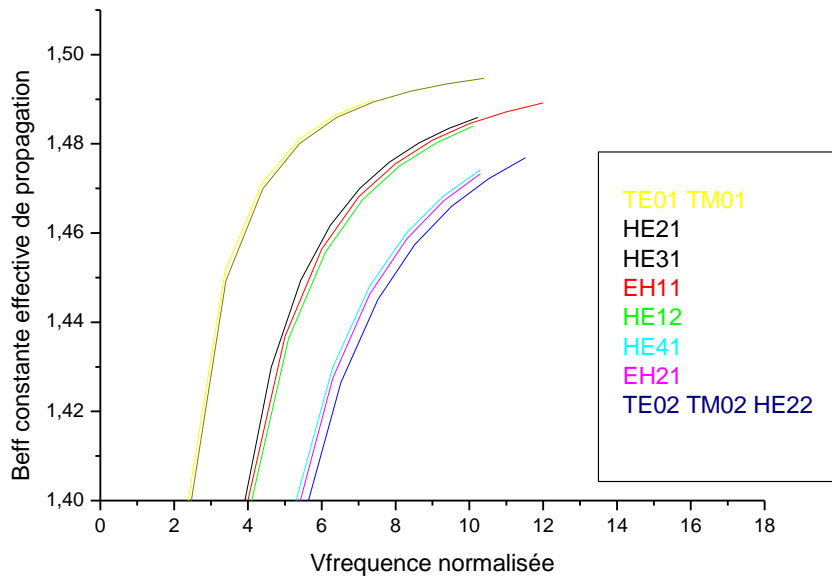


Fig II-17 Représentation des modes pour $a=1\mu\text{m}$ ($n_c=1.5$ $n_g=1.4$ $F<18$).

II-2-4- Commentaires et Conclusion

Commentaires 1

Les figures (II-1 2...6) représentent les modes de propagation dans un guide symétrique cylindrique. Nous constatons ce qui suit :

- le mode HE_{11} est toujours présent .Il a une fréquence de coupure nulle.
- les modes TE_{0n} et TM_{0n} et HE_{2n} sont identiques. Ils ont même fréquence de coupure et constante de propagation.
- pour une plage donnée de fréquence les modes d'ordre supérieur ont les constantes de propagation les plus petites et les fréquences de coupure les plus élevées.

Commentaires 2 :

Les figures (II-7 8 9) représentent les modes de propagation dans guide symétrique cylindrique

Nous constatons ce qui suit :

- Les modes TE_{0n} et TM_{0n} et HE_{2n} de propagation du guide symétrique cylindrique ont les mêmes fréquences de coupures.
- Les modes hybrides de propagation du guide symétrique cylindrique entre les modes TE_{01} TM_{01} et les modes TE_{02} , TM_{02} ont les mêmes fréquences de coupure.
- Les constantes de propagation des modes TE_{01} et TM_{01} sont nettement plus supérieures que celles des autres modes que le mode de propagation fondamentale HE_{11} .
- En diminuant la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine les modes TE_{0n} et TM_{0n} et HE_{2n} se confondent.
- En diminuant l'intervalle entre l'indice du cœur et celui de la gaine les modes hybrides, les modes TE_{01} , TM_{01} et les modes TE_{02} , TM_{02} se confondent.

Les résultats sont convenables avec ceux de la littérature [1] [10] [11].

Commentaires3 :

Les figures (II-10-11-12-13) représentent l'influence de la longueur d'onde de la source sur les modes de propagation du guide symétrique cylindrique on constate ce qui :

- L'augmentation des épaisseurs des coupures pour chaque mode est du à l'augmentation de la longueur d'onde.

-Les modes d'ordre supérieur ont des épaisseurs de coupure plus grande et des constantes de propagation plus petites.

-La diminution du nombre de modes est due à l'augmentation de la longueur d'onde de la source.

-En diminuant les longueurs d'ondes de la source il y aura augmentation des constantes de propagation des modes.

Commentaires 4 :

Les figures (II-14-15-16-17) représentent l'influence de l'épaisseur du cœur sur les modes du guide symétrique cylindrique nous constatons ce qui suit :

-Le nombre des modes propagés augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du cœur.

-En augmentant l'épaisseur du cœur les modes se confondent

-Les fréquences de coupure augmentent avec la diminution de l'épaisseur du cœur.

- En augmentant la plage fréquentielle il apparaît d'autres modes même si l'épaisseur du cœur est très petite.

Conclusion1

-L'étude par l'approche électromagnétique des guides symétriques nous a révélé que la puissance qui se propage dans le cœur du guide est proportionnelle à l'indice effectif et donc à la constante de propagation. De ce fait le mode HE_{11} qui transporte la plus grande partie de la puissance transmise.

- Aux voisinages des fréquences de coupure les constantes de propagation sont plus petites donc seulement une minime partie de la puissance transmise sera transportée dans la gaine.

- Pour les faibles différences entre l'indice du cœur et celui de la gaine l'excitation par les modes de propagation (TE, TM et autres) s'est avérée identique car le rendement dans les deux cas est le même.

- Pour augmenter la puissance transportée il faut minimiser l'écart entre l'indice du cœur et celui de la gaine.

- Pour avoir un nombre fini de modes il faut augmenter l'écart entre l'indice du cœur et celui de la gaine.

- Pour augmenter la fréquence de coupure il faut diminuer l'écart entre l'indice du cœur et celui de la gaine.

Conclusion2 :

- Pour avoir un nombre fini de modes aux petites longueurs d'ondes de la source il faut minimiser l'épaisseur du cœur.

- Pour avoir une propagation guidée aux grandes longueurs d'ondes de la source il faut augmenter l'épaisseur du cœur.

Conclusion 3 :

- Pour avoir un nombre fini des modes propagées il faut donc diminuer l'épaisseur du cœur.
- Pour avoir une propagation des modes il faut augmenter la fréquence de la source même si l'épaisseur du cœur est très petite.

Tous ces résultats sont en accorde avec ceux de la littérature [1] [12]

II-3 –Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons étudié les guides d'onde symétriques cylindriques selon l'approche électromagnétique de structures diélectriques. Les modes de propagation possibles tels que : TE TM et hybrides ayant toutes leurs composantes vectorielles en champ E et H non nulles ont été évalués. Et tout cela après avoir établi l'équation de dispersion pour chaque type de modes de propagation respectifs aux deux régions (cœur et gaine) de la structure traitée.

L'influence des paramètres physiques de la longueur d'onde de la source d'excitation et de l'épaisseur du cœur sur le nombre de modes et sur les fréquences de coupure ainsi que sur la constante de propagation des modes a été prise en considération.

Cette étude nous a permis de relever les résultats suivants qui sont en accord avec la littérature [1] [25] :

-Comparativement aux autres modes le mode HE_{11} transporte mieux la puissance à cause de sa constante de propagation élevée.

-L'augmentation de la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine mène à celle du nombre de modes et la diminution des fréquences de coupure des modes et dans ce cas les modes de propagation sont bien apparents.

-L'augmentation de la longueur d'onde de la source induit la diminution du nombre de modes et leurs fréquences de coupures respectifs.

-L'augmentation de l'épaisseur du cœur induit celle du nombre de modes propagés et la diminution de leurs fréquences de coupures respectives.

Chapitre III

Caractérisation d'une fibre à cœur chiral

III-La fibre optique à cœur chiral

III-1-Introduction :

Depuis une vingtaine d'année, l'émergence des composites artificielles hyperfréquences a ouvert de nouvelles perspectives dans le domaine de la réflexion et de la transmission d'une onde électromagnétique. En 2001 il a été même démontré qu'une onde électromagnétique peut se propager dans un « milieu d'indice négatif » [13], une onde incidente franchissant la surface de séparation du vide d'un tel milieu est réfractée selon un angle négatif.

Les composites ou les méta matériaux sont formés de plusieurs constituants artificiels, en effet, ils sont constitués d'une matrice diélectrique et magnétique, et d'inclusion diélectrique, magnétique métalliques ou électronique de taille petite devant la longueur d'onde propagée dans le composite.

La combinaison d'un milieu hétérogène, d'une structure géométrique et d'inclusion d'échelles différents permet d'obtenir des milieux électromagnétiques isotropes, anisotropes, absorbants d'ondes, réfléchissants, ou à bandes interdites pour la transmission de l'onde.

Les composites chiraux ont été historiquement les premiers métras matériaux, leur capacité à absorber des ondes électromagnétiques a souvent été évoquée [14].

III-1-2-Rappels sur la chiralité

Un objet est chiral si on ne peut pas le superposer par translation ou rotation à son image dans un miroir [13] [15] [20]. La conséquence de cette propriété est connue sous le nom d'activité optique. L'activité optique d'un milieu de propagation est sa capacité à faire tourner le plan d'une onde électromagnétique. Parmi les matériaux chiraux existant à l'état naturel, on peut citer par exemple : le quartz, les cristaux ferroélectrique. Les matériaux chiraux artificiels sont constitués principalement d'hélices métalliques noyées dans une matrice diélectrique [17].

Si la taille des inclusions reste faible devant la longueur d'onde, on peut parler de milieux effectifs et définir une permittivité, une perméabilité et un coefficient de chiralité pour le composite.

III-1-3- Les relations constitutives

Les équations de Maxwell ne contiennent pas en elles même la propriété de chiralité mais seulement les propriétés d'induction électrique et magnétique, relatives aux champs électrique et magnétique. La chiralité est une propriété externe aux champs et propre au matériau.

Pour rendre compte de l'activité optique, les milieux chiraux sont décrits par des équations constitutives qui relient la permittivité, la perméabilité et le paramètre de chiralité d'un tel milieu avec les champs électrique et magnétique.

Il existe différents formalismes pour les milieux chiraux. Ils sont tous équivalents et l'on peut trouver des relations pour passer d'un formalisme à l'autre [15], toutefois, les paramètres effectives ont des significations différentes selon le type de relation utilisée.

II-1-4- Les applications des matériaux :

Les matériaux chiraux ont une large application, pour cela, ce sont les sujets des études dans différents domaines. Dans le domaine militaire, ces matériaux sous forme de couches minces sont utilisés pour la détection des armes biologiques et pour réduire la section du radar.

Les matériaux chiraux sont aussi utilisés pour la modélisation mathématique dans le domaine de la biologie, par exemple : les yeux comportent des couches chirales qui alternent entre l'orientation gauche et droite. Une autre application de ces matériaux est de contrôler la qualité des productions pharmaceutiques et alimentaires. Ces produits sont fabriqués des mêmes éléments qui peuvent avoir des propriétés très différentes si leurs structures moléculaires sont orientées gauche ou droite.

Dans le domaine de l'électronique, les fibres optiques à cœur chiral sont examinées pour réduire les composants d'optique intégrés, qui sont : les polariseurs, les modulateurs et les coupleurs directionnels. Les études menées sur les effets de chiralité des matériaux chiraux sur la propagation, le guidage de l'onde électromagnétique, et sur le rayonnement, permettent de fabriquer plusieurs composants micro-onde à matériau chiral tels que : les chiro-guides d'onde, les antennes, les lignes de transmission, et les absorbants micro ondes.

Dans toutes ces applications, une petite variation de l'épaisseur du matériau chiral provoque une grande influence sur l'onde électromagnétique.

III-1-5- Les méta matériaux optiques et la chiralité

III-1-5-1- Introduction

Les structures optiques artificielles fabriquées à l'échelle mezoscopique, comme les cristaux à bandes interdites photoniques, les matériaux à indice, et à cause de leur importance potentiel dans la technologie d'optoélectronique sont largement utilisés pour fabriquer de nouveaux instruments et composants optiques [18][19]. Le méta matériau chiral est un cas particulier de ces structures optiques artificielles qui ont des propriétés électromagnétiques intéressantes.

III-1-5-2- Les méta matériaux chiral

Les propriétés optiques du matériau chiral ont attiré l'attention des communautés scientifiques.

Un matériau qui tourne le plan d'une lumière incidente polarisée linéairement est dit à activité optique. Dans un cristal optique actif, la vitesse de propagation d'une lumière polarisée circulairement est différente selon les directions de rotation. Le cristal est donc à deux indices de réfraction différents pour la polarisation circulaire gauche et droite de la lumière [21]

III-1-5-2- Les activités optiques des méta matériaux chiraux

Au début, Hecht et Barron prédisent une lumière incohérente circulaire différentielle Rayleigh et Ramman diffusée par un ensemble de molécules chiral [20][22], ensuite Arment et Davis ont calculé les champs diffusés d'un Gammadion métallique dans le régime micro onde [23]. Ils ont trouvé une rotation azimutale du champ diffusé, qui indique que ces structures chirales peuvent faire apparaître des propriétés différentes de polarisation sensible et de bandes interdites photoniques anormales, s'ils sont arrangés dans plan.

III-1-6- Développement des équations de Maxwell

On suppose le matériau bi anisotrope de paramètre :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_r & 0 & 0 \\ 0 & \mu_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\xi} = \begin{bmatrix} \xi_r & 0 & 0 \\ 0 & \xi_\theta & 0 \\ 0 & 0 & \xi_z \end{bmatrix} \quad \text{III-1}$$

Où : ξ, μ, ε sont successivement : le tenseur de la chiralité, de la perméabilité, et de la permittivité.

III-1-6-1- Calcul des composantes transversales des champs électriques et magnétique en fonction des composantes longitudinales :

On utilise les relations constitutives suivantes [14] :

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon_0 \varepsilon E + j\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi H \\ B &= \mu_0 \mu H - j\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi E \end{aligned} \quad \text{III-2}$$

Où :

$$\begin{aligned} E_r(r, \theta, z) &= E_r(r, \theta) e^{-j\beta z} \\ E_\theta(r, \theta, z) &= E_\theta(r, \theta) e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad \text{III-3}$$

Après tout un développement analytique des équations de Maxwell, on trouve :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{1}{(FA-TR)} \left[-j\beta A \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{1}{r} \omega(\varepsilon_0 \varepsilon_\theta R - A\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta) - j \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \frac{1}{r} \omega(\mu_0 \mu_\theta A - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R) - \beta R \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \\ H_r &= \frac{1}{(FA-TR)} \left[\beta T \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{1}{r} \omega(\varepsilon_0 \varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T) - \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \frac{1}{r} (\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) \omega - j\beta F \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \\ E_\theta &= \frac{1}{(FA-TR)} \left[\omega(\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r A - T\mu_0 \mu_r) \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{1}{\beta r} j(FA-TR + \mu_0 \mu_r \omega^2 (\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T - \varepsilon_0 \varepsilon_\theta F) - \right. \\ &\quad \left. \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega^2 (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta R - A\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta)) + \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \frac{1}{\beta r} ((\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) \mu_0 \mu_r \omega^2 + \omega^2 \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r (\mu_0 \mu_\theta A - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial H_z}{\partial r} j\omega(\mu_0 \mu_r F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r R) \right] \\ H_\theta &= \frac{1}{(FA-TR)} \left[-j \frac{\partial E_z}{\partial r} \omega(A\varepsilon_0 \varepsilon_r - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r T) + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{1}{\beta r} (\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta R - A\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta) - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega^2 \right. \\ &\quad \left. (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T)) + j \frac{1}{\beta r} (\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r (\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R - \mu_0 \mu_\theta A) + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega^2 (\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) + FA-TR) \right. \\ &\quad \left. \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + (\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega F - \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r R) \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{aligned} \quad \text{III-4}$$

Avec :

$$\begin{aligned} A &= \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 (\varepsilon_\theta \mu_r - \xi_r \xi_\theta) - \beta^2. \\ T &= \omega^2 \varepsilon_0 \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} (\varepsilon_\theta \xi_r - \xi_\theta \varepsilon_r) \\ F &= \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 (\mu_\theta \varepsilon_r + \xi_r \xi_\theta) - \beta^2 \\ R &= \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \mu_0 \omega^2 (\xi_r \mu_\theta + \xi_\theta \mu_r) \end{aligned} \quad \text{III-5}$$

III-1-6-2- Détermination de la composante longitudinale du champ électrique et magnétique

III-1-6-2-1- Pour le champ électrique :

Après certaines manipulations algébriques, nous aboutissons aux deux formes des deux équations différentielles suivantes :

$$\left(\frac{\partial^2 E_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial r}\right) + [(\mu_0 \varepsilon_0 (\xi_z^2 + \mu_z \varepsilon_z) \omega^2 - \beta^2) - \frac{\nu^2}{r^2}] E_r = 1$$

$$\left(\frac{\partial^2 E_\theta}{\partial \theta^2}\right) \frac{1}{\psi_\theta} = -\nu^2 \dots 2$$
III-6

III-1-6-2-2- Pour le champ magnétique :

Même procédure pour le champ magnétique :

$$\left(\frac{\partial^2 H_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial r}\right) + [(\mu_0 \varepsilon_0 (\xi_z^2 + \mu_z \varepsilon_z) \omega^2 - \beta^2) - \frac{\nu^2}{r^2}] H_r = 1$$

$$\left(\frac{\partial^2 H_\theta}{\partial \theta^2}\right) \frac{1}{\psi_\theta} = -\nu^2 \dots 2$$
III-7

La structure de guide d'onde que nous modélisons est la suivante :

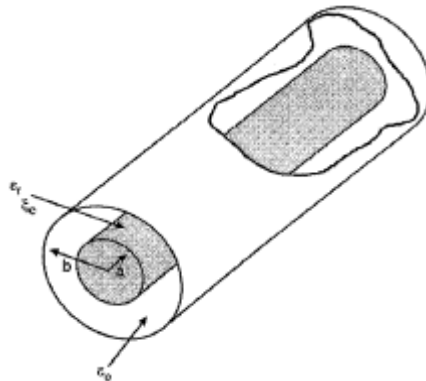


Figure III-1 : fibre optique à Coeur chiral

III-1-7-Dans le cœur :

La composante suivant l'axe (z) seront de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_{z1} \\ H_{z1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{III-8}$$

$$\text{Avec : } U^2 = (\mu_0 \varepsilon_0 (\xi_z^2 + \mu_z \varepsilon_z) \omega^2 - \beta^2) a^2 \quad \text{III-9}$$

E_1, H_1 : Constantes relatives à l'amplitude des champs E et H

Composante perpendiculaire à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned} E_r 1 &= \frac{1}{(FA+TR)} [jE_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (-\beta A J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + (\omega \varepsilon_0 \varepsilon_\theta R + A \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta \omega) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) \nu] \\ &+ H_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\omega (\mu_0 \mu_\theta A - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R) \nu J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - \beta R J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right)] \\ H_r 1 &= \frac{1}{(FA+TR)} [-E_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta T J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + \frac{\omega \nu}{r} (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right)) \\ &- jH_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\omega \nu}{r} (\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - \beta F J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right)] \end{aligned} \quad \text{III-10}$$

Composante parallèle à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned} E_\theta 1 &= \frac{1}{\beta(FA+TR)} [E_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta \omega (T \mu_0 \mu_r - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r A) J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - \frac{1}{r} (FA+TR + \mu_0 \mu_r \omega^2 (\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T - \varepsilon_0 \varepsilon_\theta F) \\ &- \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega^2 (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta R + A \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta)) \nu J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + jH_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\omega^2 \nu}{r} ((\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) \mu_0 \mu_r - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r (\mu_0 \mu_\theta A \\ &- \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R)) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - (\mu_0 \mu_r F + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r R) \omega \beta J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right))] \\ H_\theta 1 &= \frac{1}{(FA+TR)\beta} [-jE_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta (A \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r T) J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) + \frac{\omega^2 \nu}{r} (\varepsilon_0 \varepsilon_r (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta R + A \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta) - \\ &\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T)) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - H_1 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\nu}{r} (\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r (\mu_0 \mu_\theta A - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta R) + (\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega^2 \\ &+ FA+TR) J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) - (\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r F + \varepsilon_0 \varepsilon_r) \beta \omega J'_\nu \left(U \frac{r}{a} \right)] \end{aligned} \quad \text{III-11}$$

III-1-8- Dans la gaine :

Les composantes longitudinales sont déduites comme suit :

$$\begin{pmatrix} E_{z2} \\ H_{z2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_2 \\ H_2 \end{pmatrix} J_\nu \left(W \frac{r}{a} \right) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{III-12}$$

$$\text{Avec : } W^2 = k^2 a^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) \quad \text{III-13}$$

E_2, H_2 : Constantes relatives à l'amplitude des champs E et H

Composante parallèle à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned} E_{\theta 2} = & \frac{1}{\beta(FA+TR)} [E_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta\omega(T\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r A) \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a}) - \frac{\nu}{r} (FA+TR) \\ & + \mu_0\mu_r\omega^2(\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta T - \varepsilon_0\varepsilon_\theta F) - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r\omega^2(\varepsilon_0\varepsilon_\theta R + A\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta)) J_\nu(W \frac{r}{a}) \\ & + jH_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\omega^2\nu}{r} ((\mu_0\mu_\theta T + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta F)\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r(\mu_0\mu_\theta A - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta R)) J_\nu(W \frac{r}{a}) \\ & - (\mu_0\mu_r F + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r R)\omega\beta \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a})] \\ H_{\theta 2} = & \frac{1}{(FA+TR)\beta} [-jE_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta(A\omega\varepsilon_0\varepsilon_r + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r T) \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a}) \\ & + \frac{\omega^2\nu}{r} (\varepsilon_0\varepsilon_r(\varepsilon_0\varepsilon_\theta R + A\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta) - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r(\varepsilon_0\varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta T)) \\ & J_\nu(W \frac{r}{a}) - H_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\nu}{r} (\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_r(\mu_0\mu_\theta A - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta R) + (\mu_0\mu_\theta T \\ & + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_\theta F)\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r\omega^2 + FA+TR) J'_\nu(W \frac{r}{a}) - (\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r F + \varepsilon_0\varepsilon_r)\beta\omega \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a})] \end{aligned} \quad \text{III-14}$$

Composante perpendiculaire à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned}
H_{r,2} &= \frac{1}{(FA+TR)} [-E_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\beta T \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a}) + \frac{\nu\omega}{r} (\varepsilon_0 \varepsilon_\theta F - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta T) J_\nu(W \frac{r}{a})) \\
&\quad - jH_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (\frac{\omega\nu}{r} (\mu_0 \mu_\theta T + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta F) J_\nu(W \frac{r}{a}) - \beta F W J'_\nu(W \frac{r}{a})] \\
E_{r,2} &= \frac{1}{(FA+TR)} [jE_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} (-\beta A \frac{W}{a} J'_\nu(W \frac{r}{a}) + (\omega \varepsilon_0 \varepsilon_\theta R + A \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta \omega) J_\nu(W \frac{r}{a}) \nu) \\
&\quad + H_2 e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} ((\mu_0 \mu_\theta \omega A - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_\theta \omega R) \nu J_\nu(W \frac{r}{a}) - \beta R \frac{W}{a} K'_\nu(W \frac{r}{a}))]
\end{aligned} \tag{III-15}$$

III-1-9-Les condition aux limites :

Après application des conditions aux limites à l'interface cœur- gaine afin de pouvoir déterminer les diverses constantes d'amplitude des champs pour aboutir par la suite aux équations de dispersion et déterminer la constante de propagation β .

Les conditions aux limites s'appliquent sur les composantes tangentielles des champs E et H (E_z , H_z et E_ϕ , H_ϕ) qui sont continues sur l'interface cœur -gaine ($r=a$).

III-1-9-1 Continuité des composantes longitudinales

III-1-9-1-1-Champ électrique

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{z1}(r=a) &= \vec{E}_{z2}(r=a) \\
\vec{E}_1 J_\nu(U) &= \vec{E}_2 K_\nu(W)
\end{aligned} \tag{III-}$$

16

III-1-9-1-2-Champ magnétique :

$$\begin{aligned}
\vec{H}_{z1}(r=a) &= \vec{H}_{z2}(r=a) \\
\vec{H}_1 J_\nu(U) &= \vec{H}_2 K_\nu(W)
\end{aligned} \tag{III-17}$$

III-1-9-2-Continuité des composantes transversales

III-1-9-2-1-Champ électrique

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\theta 1}(r=a) &= \vec{E}_{\theta 2}(r=a) \\
E_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &[(\beta\omega(T\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r A) \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} - (\beta\omega(T\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r A) \\
\frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)})] &+ jH_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} [-(\mu_0\mu_r F + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r R)\omega\beta \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} \\
+ (\mu_0\mu_r F + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r R)\omega\beta &\frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)}] = 0
\end{aligned} \tag{III-18}$$

III-1-9-2-2-Champ magnétique

$$\begin{aligned}
\vec{H}_{\theta 1}(r=a) &= \vec{H}_{\theta 2}(r=a) \\
-jE_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &(\beta\omega(A\varepsilon_0\varepsilon_r + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r T) \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} - (\beta\omega(A\varepsilon_0\varepsilon_r + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r T) \\
\frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)} + H_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &[-(\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r F + \varepsilon_0\varepsilon_r)\beta\omega \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} + (\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r F + \varepsilon_0\varepsilon_r) \\
\beta\omega \frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)}] &= 0
\end{aligned} \tag{III-19}$$

Par étude des conditions aux limites on aboutit au système d'équations suivantes :

$$\begin{aligned}
E_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &[(\beta\omega(T\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r A) \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} - (\beta\omega(T\mu_0\mu_r - \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r A) \frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)})] \\
+ jH_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &[-(\mu_0\mu_r F + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r R)\omega\beta \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} + (\mu_0\mu_r F + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r R) \\
\omega\beta \frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)}] &= 0 \\
-jE_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &(\beta\omega(A\varepsilon_0\varepsilon_r + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r T) \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} - (\beta\omega(A\varepsilon_0\varepsilon_r + \sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r T) \frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)})] \\
+ H_1 \frac{J_v(U)}{J_v(W)} &[-(\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r F + \varepsilon_0\varepsilon_r)\beta\omega \frac{U}{a} \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} + (\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}\xi_r F + \varepsilon_0\varepsilon_r)\beta\omega \frac{W}{a} \frac{J'_v(W)}{J_v(W)}] = 0
\end{aligned} \tag{III-20}$$

Ce système mène à l'établissement de l'équation de dispersion donnée au paragraphe suivant

III-1-10- Equation de dispersion :

$$\left(U \frac{J'_v(U)}{J_v(U)} - W \frac{J'_v(W)}{J_v(W)} \right) = 0 \quad \text{III-21}$$

Cette équation permet de déterminer les différentes modes de propagation et leurs fréquences de coupure respectives.

Telle que :

$$\text{La fréquence normalisée} \quad : \quad U^2 + W^2 = V^2 \quad \text{III-22}$$

$$\text{La Constante normalisée de propagation} \quad : \quad B = \frac{W^2}{V^2} \quad \text{III-23}$$

III-1-11-Condition de guidage :

Pour que la lumière soit confinée dans la région du cœur, il faut que le nombre d'onde (U) soit réel, et que la condition suivante soit satisfaite :

$$n_2 \left\langle \frac{\beta}{k_0} \right\rangle < N_1 \quad \text{III-24}$$

III-1-12-Fréquences de coupure :

Les fréquences de coupure sont définies lorsque le champ électromagnétique au lieu de se propager dans le cœur, il est rayonné totalement dans la gaine. Cela conduit à une valeur de W très faibles et est telle que : $W=0, \beta = k_0 n_2$.

La fréquence est donnée par

$$V_c = a k_0 \sqrt{(\xi^2 + \mu \varepsilon - n_2^2)} \quad \text{III-25}$$

Ce qui correspond à une fréquence de coupure selon l'expression :

$$f_c = \frac{UC}{2\pi a \sqrt{(\xi^2 + \mu\varepsilon - n_2^2)}} \quad \text{III-26}$$

III-1-13- Le cas isotrope :

Pour un cas de matériau bi- isotrope nous considérons les paramètres :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_r & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{bmatrix}, \quad \mu = \mu_0, \quad \xi = \begin{bmatrix} \xi_r & 0 & 0 \\ 0 & \xi_r & 0 \\ 0 & 0 & \xi_r \end{bmatrix} \quad \text{III-27}$$

Après tout un développement analytique des équations de maxwell, on trouve :

$$\begin{aligned} E_r &= -j \frac{\beta}{A} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{Ar} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - j \frac{\mu_0^2 \omega}{Ar} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \\ H_r &= -j \left(\frac{\beta}{A} \right) \frac{\partial H_z}{\partial r} + j \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r}{Ar} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{Ar} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \\ E_\theta &= \frac{1}{A\beta} \left[\frac{\partial E_z}{\partial \theta} j(-(\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + j \mu_0^2 \omega \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \\ H_\theta &= \frac{1}{A\beta} \left[-j \beta \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial r} + j(-(\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) \frac{\partial H_z}{\partial \theta} + (\beta \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega) \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{aligned} \quad \text{III-28}$$

Avec :

$$A = (\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 (\varepsilon_r \mu_0 + \xi_r^2) - \beta^2). \quad \text{III-29}$$

III-1-13-1-Dans le cœur :

Les composantes suivant l'axe (z) seront de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_{z1} \\ H_{z1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} J_\nu \left(U \frac{r}{a} \right) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{III-30}$$

$$\text{Avec : } U^2 = (\mu_0 \varepsilon_0 (\xi_r^2 + \mu_r \varepsilon_r) \omega^2 - \beta^2) a^2 \quad \text{III-31}$$

E_1, H_1 : Constantes relatives aux amplitudes des champs E et H

Composantes perpendiculaires à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned} E_{r1} &= \frac{1}{A} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[E_1 j(-\beta J'_\nu(U \frac{r}{a}) + \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{r} \nu J_\nu(U \frac{r}{a})) + H_1 \frac{\mu_0^2 \omega}{r} \nu J_\nu(U \frac{r}{a}) \right] \\ H_{r1} &= \frac{1}{A} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[j H_1 (-\beta J'_\nu(U \frac{r}{a}) - \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{r} \nu J_\nu(U \frac{r}{a})) - E_1 \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r}{r} \nu J_\nu(U \frac{r}{a}) \right] \end{aligned} \quad \text{III-32}$$

Composantes parallèles à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned} E_{\theta 1} &= \frac{1}{A\beta} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[E_1 ((-\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) \nu J_\nu(U \frac{r}{a}) - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta J'_\nu(U \frac{r}{a}) \right] \\ &+ j \mu_0^2 \omega \beta H_1 J'_\nu(U \frac{r}{a}) \\ H_{\theta 1} &= \frac{1}{A\beta} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[H_1 ((-\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) \nu J_\nu(U \frac{r}{a}) + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta J'_\nu(U \frac{r}{a}) \right] \\ &- j \beta \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_1 J'_\nu(U \frac{r}{a}) \end{aligned} \quad \text{III-33}$$

III-1-13-2-Dans la gaine :

Les composantes longitudinales sont comme suit :

$$\begin{pmatrix} E_{z2} \\ H_{z2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_2 \\ H_2 \end{pmatrix} J_\nu(W \frac{r}{a}) e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \quad \text{III-34}$$

$$\text{Avec : } W^2 = k^2 a^2 = a^2 (\beta^2 - k_0^2 n_2^2) \quad \text{III-35}$$

E_2, H_2 : Constantes relatives aux amplitudes des champs E et H

Composantes perpendiculaires à l'interface cœur – gaine :

$$\begin{aligned}
E_{r_2} &= \frac{1}{A} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[E_2 j(-\beta J'_v(U \frac{r}{a}) + \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{r} \nu J_\nu(W \frac{r}{a})) + H_2 \frac{\mu_0^2 \omega}{r} \nu J_\nu(W \frac{r}{a}) \right] \\
H_{r_2} &= \frac{1}{A} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[jH_2(-\beta J'_v(W \frac{r}{a}) - \frac{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega}{r} \nu J_\nu(W \frac{r}{a})) - E_2 \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_r}{r} \nu J_\nu(W \frac{r}{a}) \right]
\end{aligned} \tag{III-36}$$

Composantes parallèles à l'interface cœur –gaine :

$$\begin{aligned}
E_{\theta_2} &= \frac{1}{A\beta} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[E_2 ((-\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) \nu J_\nu(W \frac{r}{a}) - \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta J'_v(W \frac{r}{a}) \right] \\
&+ j\mu_0^2 \omega \beta H_2 J'_v(W \frac{r}{a}) \\
H_{\theta_2} &= \frac{1}{A\beta} e^{j\nu\theta} e^{-j\beta z} \left[H_2 ((-\xi_r \omega \mu_0 \varepsilon_0)^2 + \mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \xi_r^2 - \beta^2) \nu J_\nu(W \frac{r}{a}) + \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta J'_v(W \frac{r}{a}) \right] \\
&- j\beta \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_2 J'_v(W \frac{r}{a})
\end{aligned} \tag{III-37}$$

III-1-14-Les condition aux limites :

Après application des conditions aux limites à l'interface cœur -gaine afin de pouvoir déterminer les diverses constantes d'amplitude des champs pour aboutir par la suite aux équations de dispersion et déterminer la constante de propagation β .

Les conditions aux limites s'appliquent sur les composantes tangentielle des champs E et H (E_z , H_z et E_ϕ , H_ϕ) qui sont continues sur l'interface cœur- gaine ($r=a$).

III-1-14-1- Continuité des composantes longitudinales

III-1-14-1-1-Champ électrique

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{z_1}(r=a) &= \vec{E}_{z_2}(r=a) \\
\vec{E}_1 J_\nu(U) &= \vec{E}_2 J_\nu(W)
\end{aligned} \tag{III-38}$$

III-1-14-1-2-Champ magnétique :

$$\begin{aligned}
\vec{H}_{z_1}(r=a) &= \vec{H}_{z_2}(r=a) \\
\vec{H}_1 J_\nu(U) &= \vec{H}_2 J_\nu(W)
\end{aligned} \tag{III-39}$$

III-1-14-2-Continuité des composantes transversales**III-1-14-2-1-Champ électrique**

$$\vec{E}_{\theta_1}(r=a) = \vec{E}_{\theta_2}(r=a)$$

$$j\mu_0^2 \omega \beta H_1 \left(\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} - \frac{W J'_v(W)}{a J_v^2(W)} \right) + E_1 [\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta \left(-\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} + \frac{W J'_v(W)}{a J_v(W)} \right)] = 0 \quad \text{III-40}$$

III-1-14-2-2-Champ magnétique

$$H_1 [\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \xi_r \omega \beta \left(\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} - \frac{W J'_v(W)}{a J_v(W)} \right)] + j\beta \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r E_1 \left(\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} + \frac{W J'_v(W)}{a J_v^2(W)} \right) = 0 \quad \text{III-41}$$

III-1-15- Equation de dispersion :

$$\beta^2 \mu_0^2 \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\left(\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} \right)^2 - \left(\frac{W J'_v(W)}{a J_v^2(W)} \right)^2 \right) + \mu_0 \varepsilon_0 (\xi_r \omega \beta)^2$$

$$\left(\frac{U J'_v(U)}{a J_v(U)} + \frac{W J'_v(W)}{a J_v(W)} \right)^2 = 0 \quad \text{III-42}$$

Cette équation permet de déterminer les différentes modes de propagations et les fréquences de coupure respectives.

III-1-16-Condition de guidage :

Pour que la lumière soit confinée dans la région du cœur, il faut que le nombre d'onde (U) soit réel, et que la condition suivante soit satisfaite :

$$n_2 \left\langle \frac{\beta}{k_0} \right\rangle < N_1 \quad \text{III-43}$$

III-1-17-Fréquences de coupure :

Les fréquences de coupure sont définies lorsque le champ électromagnétique au lieu de se propager dans le cœur, il est rayonné totalement dans la gaine. Cela conduit à une valeur de W très faibles et est telle que : $W=0, \beta = k_0 n_2$.

La fréquence est donnée par

$$V_c = ak_0 \sqrt{(\xi_r^2 + \mu_0 \varepsilon_r - n_2^2)} \quad \text{III-44}$$

Ce qui correspond a une fréquence de coupure selon l'expression :

$$f_c = \frac{UC}{2\pi a \sqrt{(\xi_r^2 + \mu_0 n_1^2 - n_2^2)}} \quad \text{III-45}$$

III-2-Courbes, commentaires et conclusions :

Pour évaluer l'influence des milieux bi anisotropes sur la propagation dans les structures a cœur chiral, nous devons définir l'effet de la perméabilité, de la permittivité et de la chiralité bianisotrope Sur les constantes de propagation effectives, les fréquences de coupure des modes de propagation

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes :

III-2-1-Comparaison avec le cas isotrope :

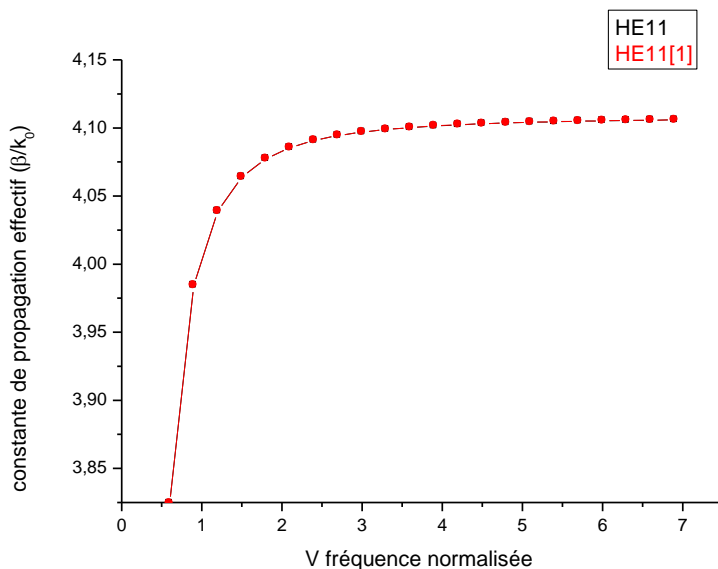


Fig. III.2 : Comparaison des modes HE₁₁ du cas isotrope avec ceux de la référence [1] ($\epsilon_r=5.12$) ($2a=3.45\mu\text{m}, \mu_1=1.48, \xi_1= \xi_0=0.1$).

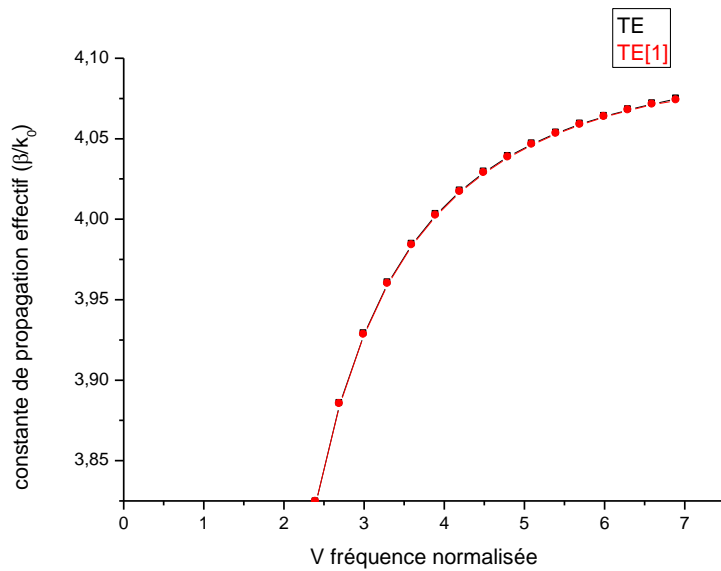


Fig. III.3 : Comparaison des modes TE du cas isotrope avec ceux de la référence [1] ($\epsilon_r=5.12$) ($2a=3.45\mu\text{m}, \mu_1=1.48, \xi_1= \xi_0=0.1$).

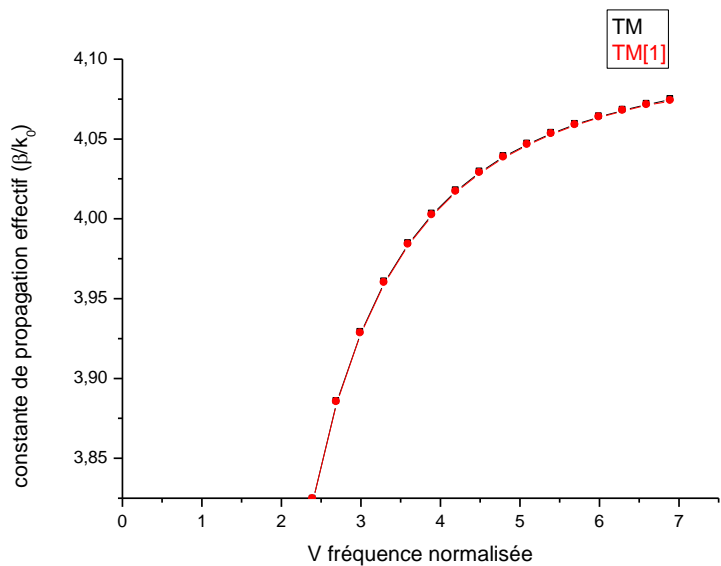


Fig. III.4 : Comparaison des modes TM du cas isotrope avec ceux de la référence [1] ($\epsilon_r=5.12$) ($2a=3.45\mu\text{m}, \mu_1=1.48, \xi_1= \xi_0=0.1$).

III-2-2- Effet de la permittivité :

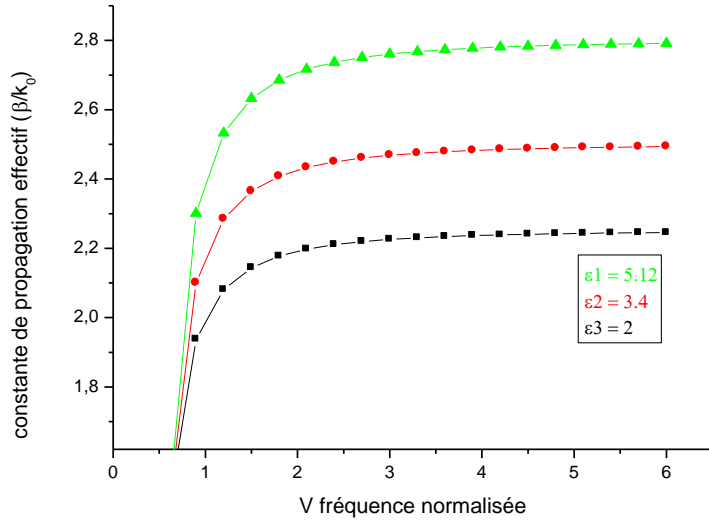


Fig. III-5 : Constante de propagation effective des modes HE_{11} en fonction de la fréquence de coupure. ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\mu_1=1.48$, $\xi_1=\xi_0=0.1$)

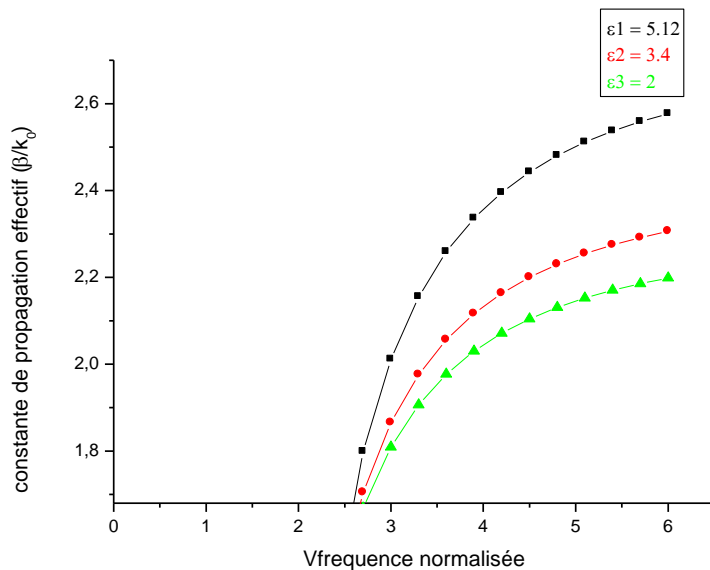


Fig. III-6 : Constante de propagation effective des modes TE en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\mu_1=1.48$, $\xi_1=\xi_0=0.1$)

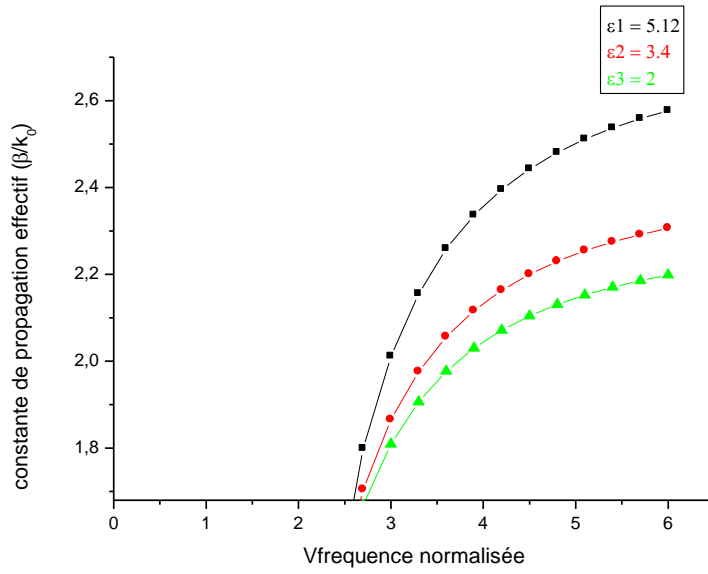


Fig III-7 : Constante de propagation effective des modes TM en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}, \mu_1=1.48, \xi_1 = \xi_0=0.1$)

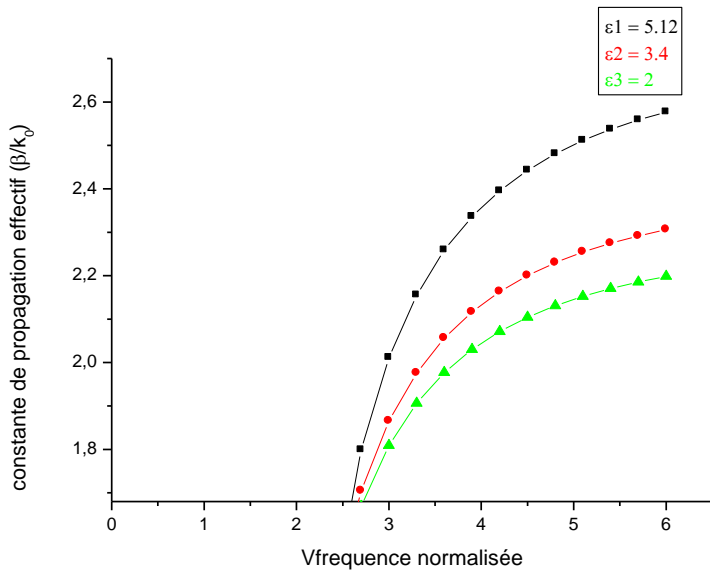


Fig III-8 : Constante de propagation effective des modes HE_{12} en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}, \mu_1=1.48, \xi_1 = \xi_0=0.1$)

III-2-3- Effet de la perméabilité :

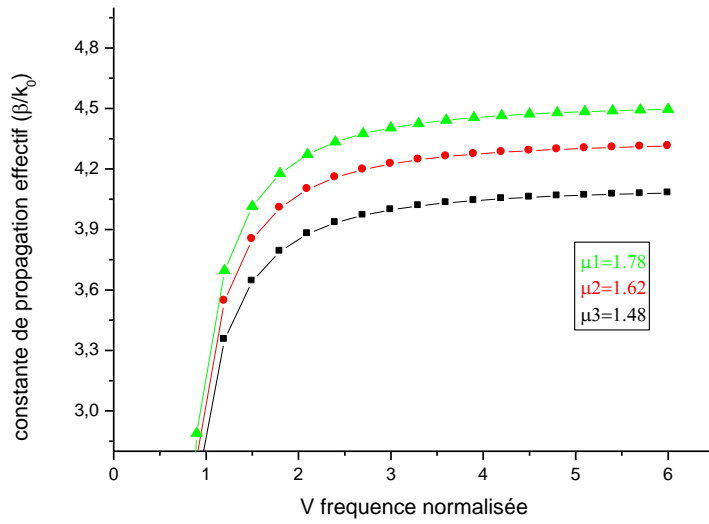


Fig. III-9 : Constante de propagation effective des modes HE_{11} en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\xi_1=\xi_0=0.1$)

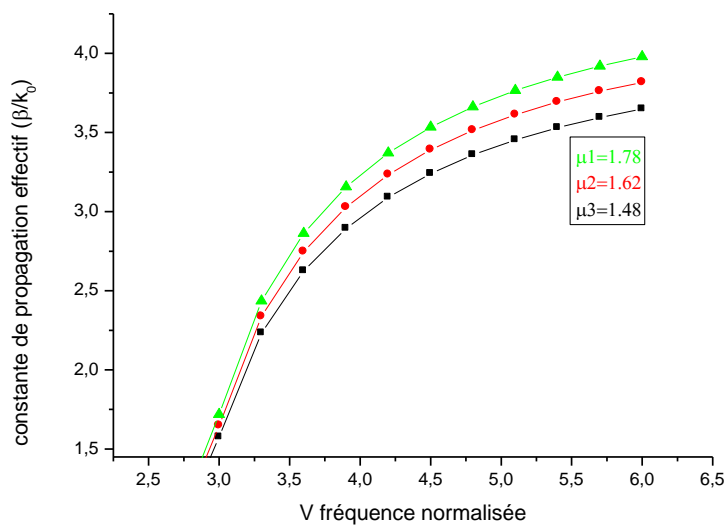


Fig. III-10 : Constante de propagation effective des modes TE en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\xi_1=\xi_0=0.1$).

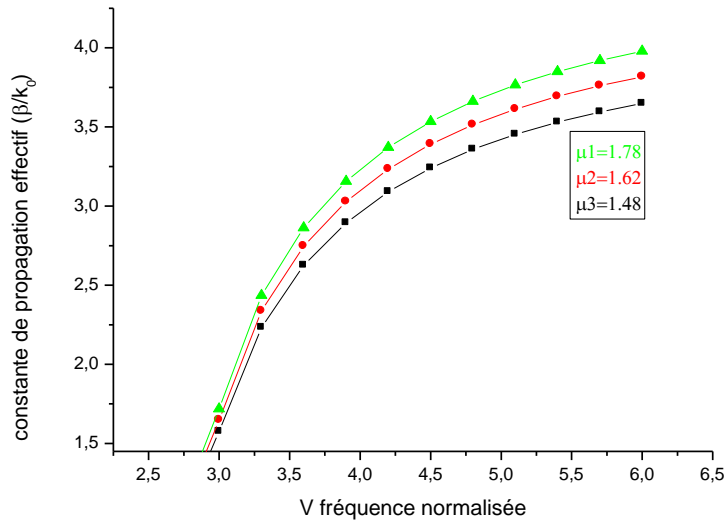


Fig. III-11 : Constante de propagation effective des modes TM en fonction de la fréquence de coupure. ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\xi_1=\xi_0=0.1$)

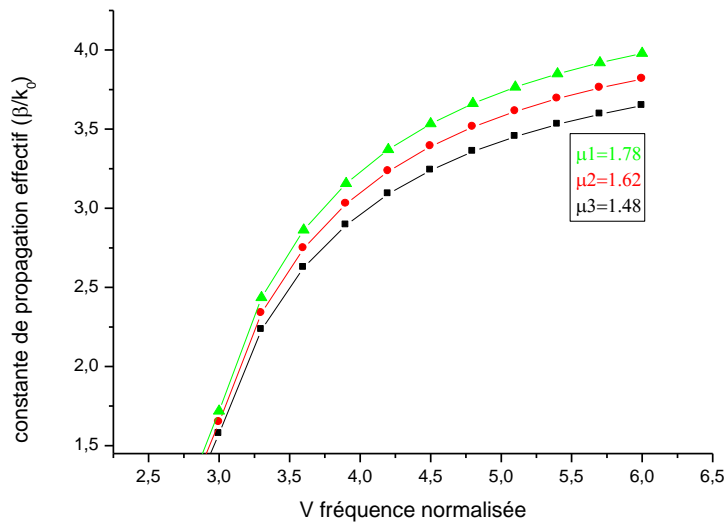


Fig III-12: Constante de propagation effective des modes HE_{12} en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\xi_1=\xi_0$)

III-2-3- Effet de la chiralité :

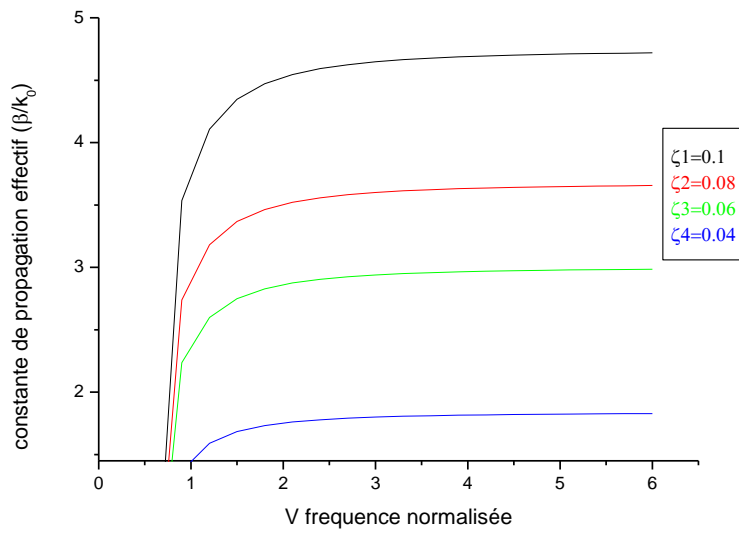


Fig. III-13 : Constante de propagation effective des modes HE_{11} en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\mu_1= 1.48$)

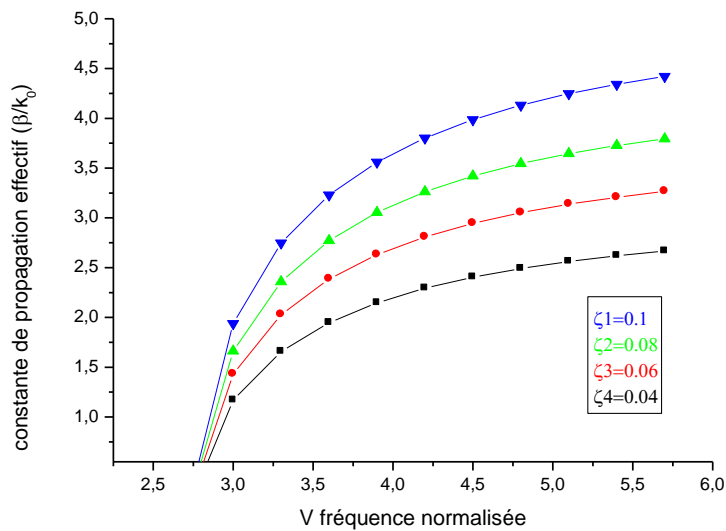


Fig. III-14 : Constante de propagation effective des modes TE en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}$, $\epsilon_1=5.12$, $\mu_1= 1.48$)

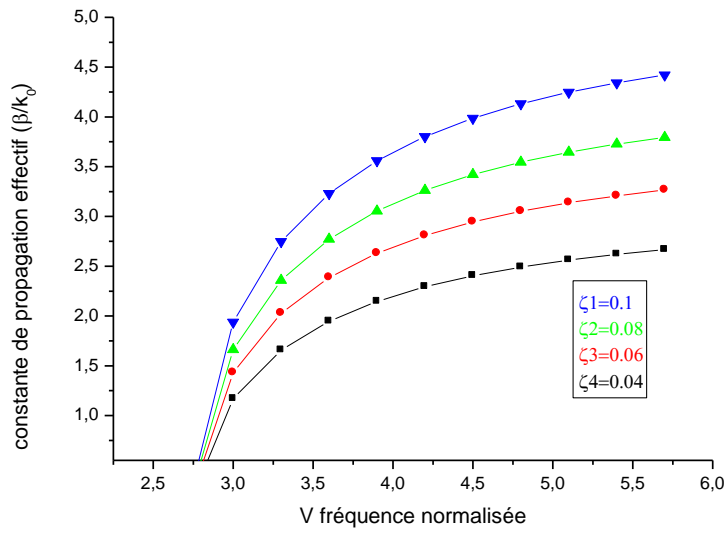


Fig. III-15 : Constante de propagation effective des modes TM en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}, \epsilon_1=5.12, \mu_1= 1.48$)

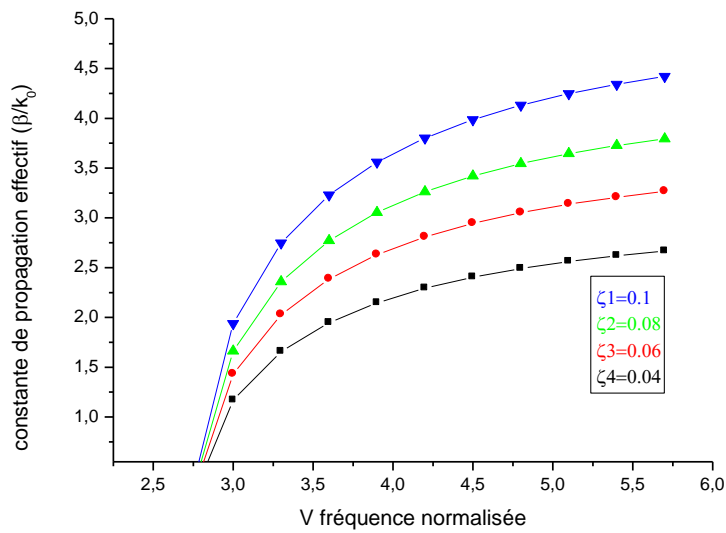


Fig. III-16 : Constante de propagation effective des modes HE_{12} en fonction de la fréquence de coupure ($2a=3.45\mu\text{m}, \epsilon_1=5.12, \mu_1= 1.48$)

III-2-4- Commentaires et conclusions

Les figures (III.5, 6, 7,8), représentent l'effet de la permittivité du cœur sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- les fréquences de coupure des modes de propagation HE_{11} ne change pratiquement pas lors de l'augmentation de la permittivité du cœur.
- les fréquences de coupure des modes de propagation TE et TM diminuent avec l'augmentation de la permittivité du cœur.
- les constantes de propagation des modes HE_{11} augmentent avec l'augmentation de la permittivité du cœur.
- les constantes de propagation des modes TE et TM augmentent avec l'augmentation de la permittivité du cœur.

Les résultats concordent bien avec ceux de la littérature [24], [25].

Les figures (III.9, 10, 11, 12), représentent l'effet de la perméabilité du cœur sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- les fréquences de coupure des modes de propagation HE_{11} diminuent avec l'augmentation de la perméabilité du cœur.
- les fréquences de coupure des modes de propagation TE et TM ne change presque pas lors de l'augmentation de la permittivité du cœur.
- les constantes de propagation des modes HE_{11} augmentent avec l'augmentation de la perméabilité du cœur.
- les Constantes de propagation des modes TE et TM augmentent lors de l'augmentation de la perméabilité du cœur.

Les résultats sont convenables avec ceux de la littérature [25], [26].

Les figures (III.13, 14, 15, 16), représentent l'effet de la chiralité du cœur sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- les fréquences de coupure des modes de propagation HE_{11} ne change pratiquement pas avec l'augmentation de la chiralité du cœur.
- les fréquences de coupure des modes de propagation TE et TM diminuent avec l'augmentation de la chiralité du cœur.

-les constantes de propagation des modes HE_{11} augmentent avec l'augmentation de la chiralité du cœur.

-les constantes de propagation des modes TE et TM augmentent avec l'augmentation de la chiralité du cœur.

-l'augmentation de la chiralité est plus intéressante que celle de la perméabilité et de la permittivité.

Les résultats sont convenables avec ceux de la littérature [26], [27].

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce mémoire est consacré à l'étude des structures de transmission en optique, dont les fibres optiques (à cœurs silice et chiral), qui sont les dispositifs de base pour l'acheminement de l'information optique.

Dans une première étape de ce travail, nous avons établi un rappel sur : la fibre optique, son principe de fonctionnement et ses applications.

Dans une deuxième étape, nous avons traité les fibres optiques : un développement analytique des équations de Maxwell nous a mené à calculer les différentes composantes des champs électrique et magnétique, à établir l'équation de dispersion d'une fibre optique. L'étude de cette dernière nous a permis de déduire les fréquences de coupures de chaque modes, et mettre en évidence la propagation des modes TE, TM, et ceux hybrides HE, EH, afin d'évaluer les allures de leurs constantes de propagation.

Les résultats obtenus par ce travail nous ont permis d'émettre les conclusions suivantes :

- Le mode HE_{11} transporte mieux la puissance comparativement aux autres modes, ce qui reste lié à leur constante de propagation respective plus élevée.
- L'augmentation de la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine mène à l'augmentation du nombre de modes et la diminution de leurs fréquences de coupure. Dans ce cas les modes de propagation sont bien visibles.
- L'augmentation de la longueur d'onde de la source induit la diminution du nombre de modes et leurs fréquences de coupure.
- L'augmentation de l'épaisseur du cœur favorise l'augmentation du nombre de modes propagées, mais une diminution de leurs fréquences de coupure.

La troisième étape de notre travail est une étude d'une fibre à cœur chirale ; selon laquelle nous avons calculer les composantes des champs électrique et magnétique dans la région du cœur et celle de la gaine. Après application des conditions aux limites les équations de dispersion des modes TE, TM, et ceux hybrides ont été déduis puis résolus.

Les résultats obtenus par cette étude nous ont permis de conclure ce qui suit :

- Les fréquences de coupure des modes de propagation HE_{11} ne subissent pratiquement aucun changement lors de l'augmentation de la permittivité du cœur. Alors que celles des modes TE et TM diminuent.

-Les constantes de propagation des modes HE_{11} , ainsi que celles des modes TE et TM augmentent lors de l'augmentation de la permittivité du cœur.

- Les fréquences de coupure des modes de propagation HE_{11} diminuent avec l'augmentation de la perméabilité du cœur. Par contre celles des modes TE et TM ne subissent pratiquement aucun changement.

-Les constantes de propagation des modes HE_{11} augmentent avec l'augmentation de la perméabilité du cœur, et pareillement pour celles des modes TE et TM.

- Les fréquences de coupure des modes hybrides HE_{11} restent inchangées lors de l'augmentation de la chiralité du cœur, alors que celles des modes TE et TM diminuent.

-L'augmentation de la chiralité mène à des résultats plus intéressants que celles dues aux augmentations de la perméabilité et de la permittivité.

Tous nos résultats ont été comparés avec ceux de littérature ainsi que ceux publiés à l'échelle internationale pour des structures similaires.

Référence

References

- [1] : KATASUNARI Okamoto, fundament of optical waveguides, labory ltd Ibaraki, Japan 2005.
- [2]: S. A. Tretyakov and F. Mariotte, “Maxwell Garnett modeling of uniaxial chiral composites with bianisotropic inclusions,” Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 9, 7-8, 1995, pp. 1011-1025.
- [3]: Ray Tricker, optoelectronique and fibre optic technologie ISBN07506 5370 1, first published 2002.
- [4]: D.samiha, modélisation d'une structure à guide d'onde imprimée sur diélectrique bianisotropic selon la technique de la matrice exponentielle généralisée application aux résonateur micro-onde, Mémoire de magistère en électronique. Université Mentouri, Constantine 2007.
- [5]: Gonzalo Plaza, Francisco Mesa and Manuel Horno, Computation of propagation characteristics of chiral layered waveguides, member IEEE1997.
- [6]: D. Bacon T.C.K .Rao, Propagation modes of cylindrique wave guide loaded by a coaxial chiral cylinder, 1998.
- [7]: Jens Reinert, Associate Member, IEEE, Gerald Busse, associate Member, IEEE and Arne F.Jacob, associate Member, IEEE: wave characterization of chiral material, 1999
- [8]: Yin Wenyan, wang wenbing, and Li Pao, Guided electromagnetic waves in gyrotropic chirowaveguides, 1994.
- [9] Julien Maury, Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique, Université de Limoges, 2003
- [10] : Zerrouk sidi ali mebark, Télécommunication optique, Université Oran Algérie, IBSN : 99961.0.04977.3, 2001.
- [11] : Zerrouk Sidi Ali Mebark, Support de transmission et composants micro-ondes, Institut des télécommunications, 1995, Université Oran Algérie, IBSN : 99961.0.04977.3.
- [12] : Pierre –andré Bélanger, Les fibres optiques, supplements d'électromagnétisme appliqué, Université Laval, Canada ,1992.
- [13] : OLIVIER Reynet, Méta matériaux à éléments ferromagnétiques et électroniques, Université de Bretagne Occidentale, 2003.

[14] : F. Mariotte, B.Sauvaic et J.ph .Héliot, Modélisation de matériaux chiraux à structures hétérogènes (modèle MTWC) théorie, validation expérimentales et applications, Commissariat à l'énergie atomique, CEA-CESTA, France 1995.

[15]: A. Lakhtakia, V.K.Varadan and V.V. Varadan, Time-Harmonic Electromagnetic Fields in Chiral Media, Lecture Notes in Physics, Vol. 335, Springer-Verlag, 1989.

[16]: F. Mariotte, F. Guerin, A. Bourgeade, and P. Bannelier, "Numerical computations of the electromagnetic field scattered by complex chiral shapes," accepted for publication in Journal of Electromagnetic Waves and Applications, to appear in 1995.

[17]: F Mariotte, B Sauviac, and J Ph Heliot, "Heterogeneous chiral materials modelling (MTWC model) theory, comparison with experimental results and applications," Journal of Physrcs *III*, 5, No 10, 1995

[18]: K. Aydin, Mehmet Bayindir, and Manuel Horno, member IEEE, Computation of propagation characteristics of chiral layered waveguides, 1997.

[19]: Nikolay I.Zheludeva, Aris papakostas, Adrian potts, Harry J. Coles and Darren M.Bagnall, Layered chiral metallic Meta –materials, department of physics and Astronomy and department of electronics and computer science, University of Southampton, SO17 1BJ, united Kingdom (2002).

[20]: A. Potts, A.Papakostas, D.M .Baagnall, N.I.Zheludeva, Planar chiral meta-materials for optical applications, University of Southampton, High field, Southampton SO17 1BJ, UK, 2004.

[21]: Wen Zngang, Optical activities and applications of planar chiral méta-matérials, school of electronics and computer science, University of Southampton, PhD Thesis, September 2006.

[22]: S.Takahashi, A.potts D.Bagnall, N.I.Zheludeva, A.V.Zayats, near –field polarization conversion in planar chiral nanostructures, the Queen University of Belfast, Belfast BT7 1NN, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, United Kingdom 2005.

[23]: A. Papakostas, A. Potts, D. M. Bagnall, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles and N. I. Zheludev, Optical manifestations of planar chirality, University of Southampton, SO17 1BJ, United Kingdom, 2003.

[24]: T. Q. Ho and B. Beker, Effects of misalignment on propagation characteristics of transmission lines printed on anisotropic substrate, IEEE 1992.

[25]: M. Oksanen, P. K. Koivisto, and I. V. Lindell, dispersion curves and fields for a chiral slab waveguide, Helsinki University of Technology, Otakaari SA, 02150 Espoo, Finland IEE Proceedings-H, vol. 138, No. 4 August 1991.

[26]: J. C. da, S. Lacava, F. Lumini, An alternative formulation for guided electromagnetic fields in grounded chiral slabs, Brazil, 1997.

[27]: Abhay R. Samant and Keith W. Whites, Notable features of hybrid modes in a chiral – filled rectangular waveguide, IEEE, *Microwave and Guided Wave Letters*, VOL 5, NO, 5, May 1995, USA

ملخص

هذه الأطروحة هو تقييم الألياف الضوئية :

-- عازل : أيزوتروبي السيليكا .

-- القلب ذات الخواص المتباينة .

في حالة ضعف التوجيه فانه أجريت: دراسة مقارنة حيث كان من المفترض أن الألياف غير المتطابقة ذات القلب الذى يحتوى على معدن الكيرال متباين الخواص يجلب تحسينات مثيرة للاهتمام بشأن معالم مميزة لهذا النوع من الألياف. هذه الدراسة تستند إلى حد كبير على هذا النهج والأسلوب الكهرومغناطيسي من حل تحليلي لمعادلات تشتت المعتمدة لكل واسطة. إن نتائج هذه الدراسة فسرت و قورنت فى المراجع والبيانات المماثلة .

Résumé

Ce mémoire est une évaluation de fibres optiques :

- à diélectriques : silice isotrope.
- et de coeur d'une anisotropie tensorielle.

Selon le cas du faible guidage. Une étude comparative a été menée où il a été déduit que la fibre à cœur chiral anisotrope apporte des améliorations intéressantes sur les paramètres caractéristiques de ce type de fibre. Cette étude était basée essentiellement sur celle de l'approche électromagnétique et La méthode de résolution analytique des équations de dispersion, adoptée pour chaque mode. Les résultats obtenus par cette étude étaient interprétés et comparés à ceux de la littérature pour des structures similaires.

Abstract

This thesis is an evaluation of optical fibre:

- Dielectric: silica isotropic
- And the heart of an anisotropy tensor

as the case of weak guidance. A comparative study was conducted where it was assumed that the fibre chiral anisotropic heart brings interesting improvements on the characteristic parameters of this fibre type. This study was based largely on that of the electromagnetic approach and method of analytical solution of dispersion equations adopted for each mode. The results of this study were interpreted and compared with those in the literature for similar structures.