

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mentouri de 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 :

CHEROUANA Abdelbaki

THEME

**MODELISATION DES STRUCTURES DE
TRANSMISSION EN OPTIQUE
CAS DES MATERIAUX ISOTROPES
ET CHIRAL BIANISOTROPES**

Soutenu le : / / 2009

Devant le jury :

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

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

Remerciements

Ce travail ne se produit jamais de cette façon sans l'aide de tous ceux qui ont le collaboré de près ou de loin et qui méritent les remerciements suffisants.

Mes remerciements vont en premier à mon encadreur M^{me} F. BENABDELAZIZ, professeur à l'université de Constantine pour son soutien, sa contribution, son aide spontanée et sa présence totale durant cette recherche.

J'adresse mes vifs remerciements aux membres de jury : M^{me} F.Hobar, professeur à l'université de Constantine qui m'a fait un grand honneur d'accepter de présider le jury de ce mémoire.

M^{me} S.Rebiai, Docteur et M^r A.Telia, Professeur à l'université de Constantine, d'avoir accepté d'évaluer ce travail.

Je remercie tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pour l'élaboration de ce mémoire et en particulier M^r Zebiri Chemseddine pour son aide, ses directives et ses suggestions importantes .M^r Mohamed LASHAB et toute l'équipe de notre laboratoire.

Mes sincères remerciements à tous les enseignants et responsables de notre département.

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	1
-----------------------	---

Chapitre I: les fibres optiques

I.1 Introduction	4
I.2 Atténuation des voies de communication	4
I.3 La communication à base de fibres optiques	5
I.4 Etude des fibres optiques par l'approche électromagnétique	6
I.4.1 Introduction	6
I.4.2 Les fibres optiques à saut d'indice	6
I.4.2.1 Les composantes transversales des champs électrique et magnétique	6
I.4.2.2 Equation de propagation pour une fibre à saut d'indice	7
I.4.2.3 Solution de l'équation d'onde pour une fibre à saut d'indice	7
I.4.2.3.1 La région du cœur	7
I.4.2.3.2 La région de la gaine	7
I.4.2.4 Les composantes transversales des champs électrique et magnétique	7
I.4.2.4.1 La région du cœur	8
I.4.2.4.2 La région de la gaine	8
I.4.2.5 Les conditions aux limites	8
I.4.2.6 L'équation caractéristique	9
I.4.2.7 Equation caractéristique simplifiée	9
I.4.2.8 Les modes propagés dans une fibre optique à saut d'indice	10
I.4.2.8.1 Les modes TE et les modes TM	10
I.4.2.8.2 Les modes hybrides $m \geq 2$	11
I.4.3 Fibres optiques à faible guidage	12
I.4.3.1 Equation caractéristique pour les modes polarisés linéairement	13
I.4.3.2 Les fréquences de coupures des modes	14
I.4.3.3 Composantes transversales et axiales des champs	15
I.4.3.3.1 Distribution des modes polarisés linéairement dans Le cœur	15
I.4.3.3.2 Distribution des modes polarisés linéairement dans la gaine	16
I.4.3.4 Caractéristique de dispersion pour une fibre optique à faible guidage	17
I.4.4 Les fibres optiques à gradient d'indice	18
I.4.4.1 Fibre à profil parabolique généralisée	19
I.4.4.1.1 Solution de l'équation radiale dans la gaine	20
I.4.4.1.2 Solution de l'équation radiale dans le cœur	20
I.4.4.1.3 L'équation caractéristique pour une fibre optique à gradient d'indice	21

Chapitre II: Les structures diélectriques planaires

II.1 Étude par l'approche électromagnétique de la structure diélectrique planaire	22
II.1.1 Introduction	22
II.1.2 Modes guidés d'une structure diélectrique plane	22
II.1.2.1 Les composantes longitudinales	24
II.1.2.1.1 Région de la gaine	24
II.1.2.1.2 Région du cœur	24
II.1.2.2 Les composantes transversales des champs en fonction des longitudinales	25
II.1.2.2.1 Mode TE	25

II.1.2.2.2 Mode TM	25
II.1.2.3 Mode TE pair	25
II.1.2.3.1 Les composantes des champs pour le mode TE pair	26
II.1.2.3.1.a Dans le cœur	26
II.1.2.3.1.b Dans la gaine	26
II.1.2.3.2 Conditions aux limites et équation de dispersion du mode TE pair	26
II.1.2.3.3 La puissance transportée par les modes TE pairs	27
II.1.2.3.3.a La puissance transportée dans le cœur	27
II.1.2.3.3.b Dans la gaine	27
II.1.2.3.3.c La puissance totale	27
II.1.2.3.4 Les composantes des champs en fonction de E_M	28
II.1.2.3.4.a Dans le cœur	28
II.1.2.3.4.b Dans la gaine	28
II.1.2.4 Mode TE impair	29
II.1.2.4.1 Les composantes des champs pour le mode TE impair	29
II.1.2.4.1.a Dans le cœur	29
II.1.2.4.1.b Dans la gaine	29
II.1.2.4.2 Equation de dispersion des modes TE impairs	29
II.1.2.4.3 La puissance transportée par les modes TE impairs	29
II.1.2.4.3.a Dans le cœur	29
II.1.2.4.3.b Dans la gaine	30
II.1.2.4.3.c La puissance totale	30
II.1.2.4.4 Les composantes réelles des champs en fonction de E_M	30
II.1.2.4.4.a Dans le cœur	30
II.1.2.4.4.b Dans la gaine	31
II.1.2.5 Mode TM pair	31
II.1.2.5.1 Les composantes des champs pour le mode TM pair	31
II.1.2.5.1.a Dans le cœur	31
II.1.2.5.1.b Dans la gaine	31
II.1.2.5.2 Equation de dispersion des modes TM pairs	32
II.1.2.5.3 La puissance transportée par les modes TM pairs	32
II.1.2.5.3.a La puissance transportée dans le cœur	32
II.1.2.5.3.b La puissance transportée dans la gaine	32
II.1.2.5.3.c La puissance totale	32
II.1.2.5.4 Les composantes réelles des champs en fonction de H_M	33
II.1.2.5.4.a Dans le cœur	33
II.1.2.5.4.b Dans la gaine	33
II.1.2.6 Mode TM impair	34
II.1.2.6.1 Les composantes des champs pour le mode TM impair	34
II.1.2.6.1.a Dans le cœur	34
II.1.2.6.1.b Dans la gaine	34
II.1.2.6.2 Equation de dispersion des modes TM impairs	34
II.1.2.6.3 La puissance transportée par les modes TM impairs	34
II.1.2.6.3.a La puissance transportée dans le cœur	35
II.1.2.6.3.b La puissance transportée dans la gaine	35
II.1.2.6.3.c La puissance totale	35
II.1.2.6.4 Les composantes réelles des champs en fonction de H_M	36
II.1.2.6.4.a Dans le cœur	36
II.1.2.6.4.b Dans la gaine	36
II.1.2.7 Les équations caractéristiques des différents modes en fonction des paramètres du guide plan	36
II.1.2.7.1 Conditions de guidage	37
II.1.2.7.2 Les fréquences de coupure des modes	37
II.1.2.8 La structure monomode	38

II.1.2.9 Influence des paramètres physiques du guide et de la source sur le nombre de mode guidés	38
II.2 Les guides plans symétrique et asymétrique	39
II.2.1 Introduction	39
II.2.2 Coefficient de réflexion et de transmission (coefficients de Fresnel)	39
II.2.2.1 Cas d'une onde incidente transverse électrique (TE)	39
II.2.2.2 Cas d'une onde incidente transverse magnétique(TM)	40
II.2.3 Calcul du déphasage de l'onde à l'interface cœur-gaine pour une incidence transverse électrique	41
II.2.4 Calcul du déphasage de l'onde à l'interface cœur-gaine pour une incidence transverse magnétique	41
II.2.5.1 Les conditions de guidage	42
II.2.5.2 L'équation de dispersion	42
II.2.5.2.1 L'équation de dispersion Pour le mode TE	43
II.2.5.2.2 L'équation de dispersion Pour le mode TM	43
II.2.5.3 Les fréquences de coupure pour les modes TE	43
II.2.5.4 La Propagation des modes TE et TM dans un guide plan symétrique	44
II.2.5.5 Influence des paramètres physiques du guide plan symétrique et de la source d'excitation sur la propagation des modes	46
II.2.5.5.1 Influence de l'indice du cœur sur la propagation des modes	46
II.2.5.5.2 Influence de l'indice de la gaine sur la propagation des modes	49
II.2.5.5.4 Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes TM d'une structure diélectrique symétrique plane	54
III.2.5.6 Commentaires et conclusions	57
II.2.6 Le guide plan asymétrique	60
II.2.6.1 Coefficients et déphasage de réflexion pour une onde incidente TE	60
II.2.6.2 Coefficients de réflexion et déphasages pour une onde incidente Transverse Magnétique	60
II.2.6.3 Les conditions de guidages	61
II.2.6.4 Equation de dispersion	61
II.2.6.4.1 Equation de dispersion Pour le mode TE	61
II.2.6.4.2 Equation de dispersion Pour le mode TM	61
II.2.6.5 Les fréquences de coupure pour les modes TE	62
II.2.6.6 Les fréquences de coupure pour les modes TM	62
II.2.6.7 Comparaison entre les modes TE d'un guide plan symétrique et les modes TE d'un guide plan asymétrique	62
II.2.6.8 Comparaison des modes TE, et TM d'un guide plan asymétrique	64
II.2.6.9 Influence des paramètres physiques du guide plan asymétrique et de la source sur les modes propagés	66
II.2.6.9.1 Influence de l'indice du cœur sur les modes propagés	66
II.2.6.9.2 Influence de l'indice de la gaine sur les modes propagés	68
II.2.6.9.3 Influence de La différence d'indice entre le cœur et la gaine	70
II.2.6.9.4 Influence de la longueur d'onde de la source sur la propagation des modes	72
II.2.6.9.5 Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes	74
III.2.6.10 Commentaires et conclusion	77
II.2.7 Conclusion	80

Chapitre III: Le guide plan asymétrique à matériau chiral

III.1 Le guide plan asymétrique à matériau chiral	82
III.1.1 Introduction	82

III.1.2 Rappels sur la chiralité	82
III.1.3 Les relations constitutives	82
III.1.4 Les applications des matériaux chiraux	
III.1.5 Les méta matériaux optiques et la chiralité à deux dimensions	83
III.1.5.1 Introduction	83
III.1.5.2 Les méta matériaux chiral planaires	84
III.1.5.3 Les activités optiques des métas matériaux chiraux plans	84
III.1.6 Développement des équations de maxwell dans une structure planaire chirale	85
III.1.6.1 Calcul des composantes transversales des champs électrique et magnétique en fonction des composantes longitudinales	85
III.1.7 Mode TE	86
III.1.7.1 Les composantes des champs dans les différentes couches	87
III.1.7.1.1 Dans le superstrat	87
III.1.7.1.2 Dans le substrat	88
III.1.7.1.3 Dans le cœur	88
III.1.7.2 Les conditions aux limites et équation de dispersion	88
III.1.7.3 La condition de guidage	89
III.1.7.4 Condition de coupure et fréquences de coupures des modes TE	90
III.1.7.5 Le cas isotrope	90
III.1.8 Modes TM	91
III.1.8.1 Les composantes des champs dans les différentes couches	91
III.1.8.1.1 Dans le superstrat	91
III.1.8.1.2 Dans le substrat	92
III.1.8.1.3 Dans le cœur	92
III.1.8.2 Les conditions aux limites	92
III.1.8.3 La condition de guidage	93
III.1.8.4 Condition de coupure et fréquences de coupures des modes TM	93
III.1.8.5 Le cas isotrope	93
III.2 Courbes, commentaires et conclusions	94
III.2.1. Comparaison avec le cas isotrope	94
III.2.2. Modes TE : isotrope	95
III.2.3. Mode TE_0 , TM_0 cas isotrope	95
III.2.4 Effet de la perméabilité axiale	96
III.2.4.1 Perméabilité du cœur	96
III.2.4.1.1 Perméabilité du cœur selon l'axe x	96
III.2.4.1.2 Perméabilité du cœur selon l'axe y	96
III.2.4.2 Perméabilité du substrat	97
III.2.4.2.1 Perméabilité du substrat selon l'axe x	97
III.2.4.2.2 Perméabilité du substrat selon l'axe y	98
III.2.4.2.3 Perméabilité du substrat selon l'axe z	98
III.2.4.3 Perméabilité du superstrat	99
III.2.4.3.1 Perméabilité du superstrat selon x	99
III.2.4.3.2 La perméabilité du superstrat selon y	100
III.2.4.3.3 La Perméabilité du superstrat selon z	100
III.2.4.4 Effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du substrat	101
III.2.4.5 Comparaison de l'effet de la perméabilité du cœur avec ce combiné des perméabilités axiales du cœur et du substrat	101
III.2.4.6 Effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du superstrat	102
III.2.4.7 Effet combiné des perméabilités axiales du substrat et du superstrat	102
III.2.5 Effet de la permittivité	103
III.2.5.1 Influence de la permittivité cœur	103
III.2.5.1.1 Influence de la permittivité cœur suivant x	103

III.2.5.1.2 Influence de la permittivité cœur suivant z	103
III.2.5.1.3 Variation de la permittivité bi isotrope du cœur	104
III.2.5.2 Effet de la permittivité du substrat	104
III.2.5.2.1 Effet de la permittivité du substrat selon x	104
III.2.5.2.2 Effet de la permittivité du substrat suivant z	105
III.2.5.3 Effet de la permittivité du superstrat	105
III.2.5.3.1 Effet de la permittivité du superstrat suivant x	105
III.2.5.3.2 Effet de la composante z de la permittivité du superstrat	106
III.2.5.3.3 Effet de la permittivité du superstrat suivant y	106
III.2.5.3.4 Variation de la permittivité bi isotrope du superstrat	107
III.2.5.4 Comparaison des influences des composantes de la permittivité z : du cœur, du substrat et cœur – substrat	107
III.2.5.4 Comparaison des influences des composantes de la permittivité x : du substrat, du superstrat et substrat - superstrat	108
III.2.6 Effet de la chiralité	108
III.2.6.1 Chiralité bi isotrope	108
III.2.6.2 Variation de la chiralité du cœur	109
III.2.6.2.1 Variation de la chiralité du cœur suivant x	109
III.2.6.2.2 Variation de la chiralité du cœur suivant z	109
III.2.6.3 Variation de la chiralité du substrat	110
III.2.6.3.1 Variation de la chiralité du substrat suivant x	110
III.2.6.3.2 Variation de la chiralité du substrat suivant y	110
III.2.6.3.3 Variation de la chiralité du substrat suivant z	111
III.2.6.4 Variation de la chiralité du superstrat	111
III.2.6.4.1 Variation de la chiralité du superstrat suivant x	111
III.2.6.4.2 Variation de la chiralité du superstrat suivant y	112
III.2.6.4.3 Variation de la chiralité du superstrat suivant z	112
III.2.6.5 Les trois couches sont chirales	113
III.2.7 Chiralité perméabilité permittivité des trois couches	113
III.2.8 Commentaires et conclusions	114
Conclusion générale	118
Références	121

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 élevée. L'utilisation des signaux optiques permet de répondre à cette exigence. Pour cela, les moyens de transport de l'information et 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 synchronisées 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 seconde. Donc, il faut envoyer des impulsions les plus courtes possibles, où chaque impulsion correspond à un bit. Or, plus une impulsion est brève, plus son contenu spectral, c'est-à-dire l'ensemble de ses fréquences, 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, elle abaisse dangereusement les hautes fréquences nécessaires à la transmission d'une image vidéo. C'est pourquoi les compagnies responsables de la transmission du signal de télévision ont adopté le guide d'onde coaxial. Même dans ce dernier, les hautes fréquences finissent par être atténuées, provoquant ainsi une détérioration rapide du signal. 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 qu'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 1966, le premier support pour onde optique a été réalisé afin de remplacer le câble coaxial comme support de transmission. La structure réalisée à base de verre, fonctionnait autour de $0.85\mu\text{m}$ et avait une atténuation supérieure à 1000db/km (câble coaxiale entre 5 et 10 db/km) ;

Dix ans après, les pertes ont été réduites jusqu'à 5 db/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 0.2 db/km et d'un coût très faible. Ce guide diélectrique circulaire sous forme de fibre devient la voie principale des systèmes de communication optique.

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 modulée 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 composants optiques et la recherche d'autres longueurs d'onde de travail.

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

A cause de divers caractéristiques et applications des substrats diélectriques, tel que : la dispersion, la radiation et le guidage, beaucoup de chercheurs ont été intéressés 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 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 planaires sont les dispositifs de base adoptés dans cette étape de notre travail. Pour cela, nous avons divisé ce mémoire en trois chapitres principaux :

Le premier chapitre, concerne les fibres optiques, est une étude de la propagation des ondes électromagnétiques dans les fibres optiques à saut d'indice par la théorie de Maxwell, où les équations caractéristiques et les fréquences de coupures des modes étaient déterminées. La notion de modes polarisés linéairement (PL) a été aussi traitée en résolvant numériquement l'équation de dispersion des modes PL, avec le calcul des différentes composantes des champs électrique et magnétique. L'équation caractéristique, cas d'une fibre optique à gradient d'indice, a été également élaborée.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties :

- La première partie est une étude de la propagation des modes par l'approche électromagnétique d'une structure diélectrique plane. Les équations caractéristiques des modes TE, TM (pair et impair), les composantes des champs et la puissance transportée dans les deux régions du guide plan (cœur et gaine) ont été calculées.

- La deuxième partie de ce chapitre est une étude par l'approche optique géométrique des guides plans symétriques et asymétriques. Les équations de dispersion, les fréquences de coupures des modes TE, TM des deux structures sont déterminées selon une résolution numérique via la méthode de la bisection, afin d'évaluer par la suite l'influence des paramètres physiques et de la longueur d'onde de la source d'excitation sur les modes guidés pour les deux types de guides. Une comparaison entre les modes TE et TM d'une part et entre les guides plan symétrique et asymétrique d'autre part a été traitée.

Le troisième chapitre est l'étude de la propagation dans un guide plan asymétrique à matériau composite magnétique (Chiral) bianisotrope. Dans ce chapitre, les composantes des champs électrique et magnétique sont déterminées pour ce type de matériau. Une élaboration, via l'application des conditions aux limites, des équations de dispersions des modes TE et TM ont été envisagées. La résolution numérique de ces équations était effectuée dans le but d'étudier les modes guidés de ce type de structure afin d'évaluer l'influence de la perméabilité, de la permittivité et de la chiralité sur les modes propagés. 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.

Et enfin une conclusion générale.

Chapitre I

Les fibres optiques

I.1 Introduction

Les sociétés modernes ont de plus en plus besoin de système de télécommunication à grand débit afin de pouvoir transmettre les images et les vidéos. Les communications par satellite nous ont déjà habitués à la transmission d'images vidéo à travers toute notre planète. Cependant, les coûts énormes de mise en orbite et d'entretien des satellites limitent cette technologie aux services publics.

Depuis l'invention du laser à semi-conducteur, des recherches ont permis de réaliser des fibres capables de transmettre un faisceau de lumière de ces lasers sur de très grandes distances. Cette technologie de communication par fibres optiques est maintenant utilisée pour les compagnies de téléphone pour relier non seulement les villes mais aussi les continents. Le coût d'installation d'une fibre optique est comparable à l'installation d'une paire de fils de cuivre conventionnels. L'objectif de ce chapitre est l'étude par les équations de Maxwell de la propagation guidée par la fibre optique à saut d'indice (normale et avec l'approximation faible guidage), et par la fibre à gradient d'indice.

I.2 Atténuation des voies de communication

Une bonne qualité de conversation téléphonique requiert un taux de transmission de 65 kbits/s, les impulsions à cette fréquence subissent une atténuation d'environ 3.5 dB/km dans la paire de cuivre typique pour les services téléphoniques. D'autre part, si on voulait transmettre, sur cette même voie, de la musique avec la même qualité d'audition que celle d'un disque compact, il faudrait un taux de transmission d'environ 620 kbits/s. des impulsions de 640 kHz subiraient alors une atténuation de plus de 15 dB/Km dans cette paire de cuivre. Pour transmettre un signal vidéo couleur, on doit compter sur un taux de transmission de 44 Mbits/s pour ce même système binaire. L'atténuation de la paire de cuivre devient inacceptable dans ce cas et même l'atténuation d'un câble coaxial est déjà très grande. C'est pourquoi les services de télévision par câble doivent régénérer leurs signaux après de très courtes distances.

Cependant, l'atténuation d'un signal par une fibre optique est une faible valeur qui demeure constante 0.2 dB/km, qu'elle que soit la fréquence, donc quel que soit le débit de transmission (la fibre peut transmettre des Tera bits par seconde). Ce qui a conduit à cette révolution des communications par fibre optique et ses applications.

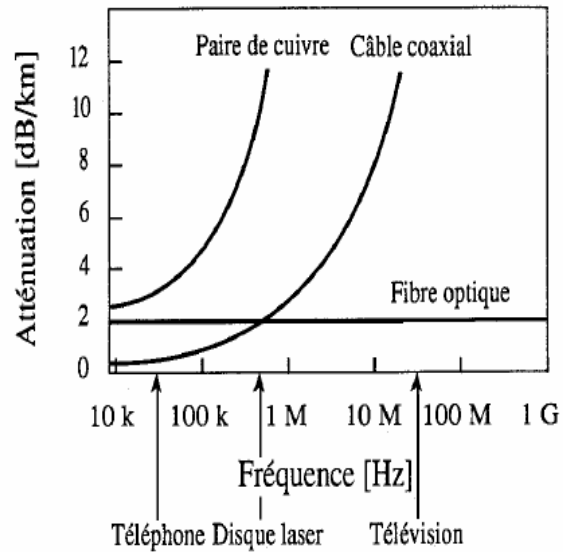


Figure I.1 : Atténuation des voies de communication en fonction de la fréquence [3].

I.3 La communication à base de fibres optiques

Les systèmes de communication à base de fibres optiques ont une conception similaire à n'importe quel système de communication classique.

L'information primaire que l'on veut transmettre à distance est convertie en un signal électrique qui est modulé (analogiquement ou numériquement) par un émetteur (laser ou diode électroluminescente) est convertie en un signal optique. Le signal émis par la source est ensuite injecté dans la fibre où il se propage avec une certaine atténuation et une certaine distorsion. Ces deux phénomènes se traduisent par une limitation de la longueur de la liaison au-delà de laquelle la qualité se détériore. Le signal optique reçu est ensuite démodulé en un signal électrique par l'intermédiaire d'une photodiode (PIN ou à avalanche).

Pour des liaisons assez longues, il est nécessaire d'installer des répéteurs (liaison analogique) ou des régénérateurs (liaison numérique) afin de conserver la qualité de l'information. La liaison entre la fibre et les deux extrémités se fait à travers des connecteurs [2].

I.4 Etude des fibres optique par l'approche électromagnétique

I.4.1 Introduction

L'étude de la propagation à partir de l'approche optique géométrique n'est possible que si les dimensions du milieu de propagation (cœur) sont très grandes devant la longueur d'onde de fonctionnement. Cette approche, valable pour les fibres multimodes, permet de prévoir les trajectoires des ondes à partir de la connaissance des paramètres de la fibre. Il est à noter que cette approche ne permet pas de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes tels que la discrétisation des modes de propagation et l'existence de modes évanescentes dans la gaine [9].

Par contre, l'étude de la propagation par l'approche électromagnétique est la seule méthode rigoureuse. Elle s'applique à n'importe quel type de fibre et devient complexe lorsque la structure de la fibre se complique.

Dans ce chapitre, on va étudié les fibres optiques à saut d'indice, et par l'approximation faible guidage et les fibres optiques à gradient d'indice par l'approche électromagnétique.

I.4.2 Les fibres optiques à saut d'indice

I.4.2.1 Les composantes transversales des champs électrique et magnétique

Les composantes transversales des champs électrique et magnétique d'une fibre optique sont déterminés à partir des équations de Maxwell, après les calculs, on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = \frac{-j}{(k_0^2 n^2 - \beta^2)} \left(\frac{k_0}{r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \\ E_\psi = \frac{j}{(k_0^2 n^2 - \beta^2)} \left(k_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{\beta}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} \right) \\ H_r = \frac{-j}{(k_0^2 n^2 - \beta^2)} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \frac{k_0 n^2}{r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} \right) \\ H_\psi = \frac{-j}{(k_0^2 n^2 - \beta^2)} \left(\frac{\beta}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} + k_0 n^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \end{array} \right. \quad (\text{I.1})$$

Avec : $\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0$: La perméabilité du vide,

$n = \sqrt{\epsilon_r}$: L'indice de réfraction, et β : est la constante de propagation.

$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$: Le nombre d'onde dans le vide.

I.4.2.2 Equation de propagation pour une fibre a saut d'indice

Pour une fibre optique a saut d'indice, l'indice de réfraction est constant. Les équations de propagation pour les champs électrique et magnétique s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta \vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} &= \vec{0} \\ \Delta \vec{H} + k_0^2 n^2 \vec{H} &= \vec{0}\end{aligned}\quad (\text{I.2})$$

I.4.2.3 Solution de l'équation d'onde pour une fibre a saut d'indice

Supposant une fibre optique de rayon du cœur a, d'indice du cœur n_1 et d'indice de la gaine n_2 , les solutions des équations d'onde (I.2) peuvent se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \psi, t) &= \vec{E}_T(r, \psi, t) + \vec{E}_z(r, \psi, t) \\ \vec{H}(r, \psi, t) &= \vec{H}_T(r, \psi, t) + \vec{H}_z(r, \psi, t)\end{aligned}\quad (\text{I.3})$$

Chacune des équations d'onde peut être écrite sous la forme de trois équations scalaires, correspond chacune à l'une des composantes du champ électrique et magnétique. Mais d'après les équations (I.1), il suffit de résoudre les équations d'onde pour les composantes axiales des champs électrique et magnétique.

I.4.2.3.1 La région du cœur : $u^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2$

$$\begin{cases} E_z(r, \psi, t) = A J_m(ur) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha x - \beta z)} \\ H_z(r, \psi, t) = B J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha x - \beta z)} \end{cases}\quad (\text{I.4})$$

I.4.2.3.2 La région de la gaine : $w^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2$:

$$\begin{cases} E_z(r, \psi, t) = C K_m(wr) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha x - \beta z)} \\ H_z(r, \psi, t) = D K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha x - \beta z)} \end{cases}\quad (\text{I.5})$$

Où : J_m , K_m sont les fonctions de Bessel et de Bessel modifié successivement, du premier espèce d'ordre m. Les constantes A, B, C et D restent à déterminer tout comme la constante de propagation β , en utilisant les conditions aux limites à l'interface cœur –gaine.

I.4.2.4 Les composantes transversales des champs électrique et magnétique

On dérive chacune des composantes longitudinales des champs par rapport à r et par rapport à ψ , dans les deux régions, et on remplace dans les expressions des composantes transversales, on trouve :

I.4.2.4.1 La région du cœur

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r(r, \psi, t) = \frac{-j}{u^2} \left(A\beta u J'_m(ur) + \frac{k_0 \eta_0}{r} Bm J_m(ur) \right) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ H_r(r, \psi, t) = \frac{-j}{u^2} \left(B\beta u J'_m(ur) + \frac{n_1^2 k_0}{r \eta_0} Am J_m(ur) \right) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ E_\psi(r, \psi, t) = \frac{j}{u^2} \left(Bk_0 \eta_0 u J'_m(ur) + \frac{\beta}{r} Am J_m(ur) \right) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ H_\psi(r, \psi, t) = \frac{-j}{u^2} \left(\frac{n_1^2 k_0}{\eta_0} Au J'_m(ur) + \frac{\beta}{r} Bm J_m(ur) \right) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \end{array} \right. \quad (\text{I.6})$$

I.4.2.4.2 La région de la gaine

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r(r, \psi, t) = \frac{j}{w^2} \left(C\beta w K'_m(wr) + \frac{k_0 \eta_0}{r} Dm K_m(wr) \right) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ H_r(r, \psi, t) = \frac{j}{w^2} \left(D\beta w K'_m(wr) + \frac{n_2^2 k_0}{r \eta_0} Cm K_m(wr) \right) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ E_\psi(r, \psi, t) = \frac{-j}{w^2} \left(Dk_0 \eta_0 w K'_m(wr) + \frac{\beta}{r} Cm K_m(wr) \right) \sin(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \\ H_\psi(r, \psi, t) = \frac{j}{w^2} \left(\frac{n_2^2 k_0}{\eta_0} Cw K'_m(wr) + \frac{\beta}{r} Dm K_m(wr) \right) \cos(m\psi + \psi_0) e^{j(\alpha r - \beta z)} \end{array} \right. \quad (\text{I.7})$$

Où : $\eta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{0.5}$. J_m' , K_m' sont les dérivées des fonctions de Bessel et de Bessel modifié.

I.4.2.5 Les conditions aux limites

On appliquant les conditions aux limites à l'interface de deux diélectriques d'indice différents ($r=a$, où a est le rayon du cœur), on trouve le système de quatre équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} A \left(\frac{m\beta}{(ua)^2} J_m(ua) \right) + B \left(\frac{k_0 \eta_0}{ua} J'_m(ua) \right) + C \left(\frac{m\beta}{(wa)^2} K_m(wa) \right) + D \left(\frac{k_0 \eta_0}{wa} K'_m(wa) \right) = 0 \\ A \left(\frac{n_1^2 k_0}{ua} J'_m(ua) \right) + B \left(\frac{\beta \eta_0 m}{(ua)^2} J_m(ua) \right) + C \left(\frac{n_2^2 k_0}{wa} K'_m(wa) \right) + D \left(\frac{\beta \eta_0 m}{(wa)^2} K_m(wa) \right) = 0 \\ AJ_m(ua) + B.0 - CK_m(wa) + D.0 = 0 \\ A.0 + BJ_m(ua) - C.0 - DK_m(wa) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.8})$$

Ces équations de continuités permettent de déterminer entièrement les constantes d'amplitudes des champs E et H (A, B, C et D) et la constante de propagation.

I.4.2.6 L'équation caractéristique

Le système d'équations homogène précédent n'a pas des solutions non triviales si et seulement si son déterminant est nul (déterminant=0, nous donne l'équation caractéristique).

Le système constitue une matrice [4x4], son déterminant est calculé par les méthodes habituellement utilisées.

Après un long calcul et avec les simplifications nécessaires, on trouve l'équation caractéristique (E.C) suivante :

$$n_2^2 k_0^2 \left(\frac{J'_m(ua)}{(ua)J_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J'_m(ua)}{(ua)J_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) = m^2 \beta^2 \left(\frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right) \quad (I.9)$$

Cette équation caractéristique permet de déterminer les valeurs possibles de la constante de propagation pour une valeur d'indice du cœur et de la gaine donnée, lorsque le rayon du cœur a est fixée et que la longueur d'onde λ de la source est spécifiée.

L'équation caractéristique est écrite en terme des paramètres normalisés (ua) et (wa) ; on introduit la fréquence normalisée :

$$v = a^2 (u^2 + w^2) = (k_0 a) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.10)$$

On peut ainsi déterminer la constante de propagation β , on peut calculer les coefficients B, C et D en fonction du coefficient A qui est évalué seulement lorsqu'on précise le contenu en puissance du mode ; et ainsi déterminer complètement le contenu modal.

On voit que la solution de l'équation caractéristique ne peut qu'être numérique et le classement des divers modes semblent difficiles.

I.4.2.7 Equation caractéristique simplifiée

Afin de poursuivre la classification des modes ($m \neq 0$), on simplifie l'équation caractéristique en supposant que l'on est proche d'une fréquence de coupure, c'est-à-dire que le paramètre $w^2 = k_0^2 n_2^2 - \beta^2 \rightarrow 0$, On applique aussi les identités sur les dérivées des fonctions de Bessel existantes dans l'équation caractéristique, On obtient ainsi l'équation caractéristique proche de la fréquence de coupure :

$$\left[\begin{aligned} & \frac{K_{m+1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \left(\left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + 1 \right) \frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} - 2 \frac{K_{m-1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \\ & + \frac{J_{m+1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} \left(2 \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} - \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + 1 \right) \frac{K_{m-1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \end{aligned} \right] = 0 \quad (\text{I.11})$$

I.4.2.8 Les modes propagés dans une fibre optique à saut d'indice

I.4.2.8.1 Les modes TE et les modes TM

On réécrit les équations de continuité lorsque $m=0$; c'est-à-dire, lorsqu'il y a symétrie de révolution modale :

$$\begin{cases} B \left(\frac{J'_0(ua)}{ua} \right) + D \left(\frac{K'_0(wa)}{wa} \right) = 0 \\ .BJ_0(ua) - DK_0(wa) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.12})$$

$$\begin{cases} A \left(\frac{n_1^2}{ua} J'_0(ua) \right) + C \left(\frac{n_2^2}{wa} K'_0(wa) \right) = 0 \\ AJ_0(ua) - CK_0(wa) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.13})$$

On voit que les deux premières équations forment un groupe qui permet de déterminer B et D indépendamment de A et C ; de même les dernières équations permettent de déterminer A et C indépendamment de B et D. on distingue, alors deux sous familles :

a. Modes TE

Dans les deux premières équations (I.12), on a $A=C=0$; implique que $E_z=0$ (voir les expressions des champs axiales), on alors une famille de mode TE ; les constantes de propagations de ces modes sont déterminer par l'équation caractéristique définie par le déterminant de la première famille, on trouve :

$$\frac{J'_0(ua)}{(ua)J_0(ua)} + \frac{K'_0(wa)}{(wa)K_0(wa)} = 0 \quad (\text{I.14})$$

b. Modes TM

Dans les deux dernières équations (I.13) de système précédent, on voit que $B=D=0$, implique que $H_z=0$, on alors un mode TM. ; Les constantes de propagation des modes TM sont déterminées par l'équation caractéristique définie par le déterminant de la deuxième famille, on trouve :

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J_0'(ua)}{(ua)J_0(ua)} + \frac{K_0'(wa)}{(wa)K_0(wa)} = 0 \quad (\text{I.15})$$

c. Fréquences de coupure des modes TE et TM

Notant que les modes TE et TM ont les mêmes fréquences de coupure $n^2 = \frac{n_1^2}{n_2^2} \approx 1$. En utilisant quelques identités des fonctions de Bessel pour $m=0$, on trouve :

$$\frac{-J_1(ua)}{(ua)J_0(ua)} - \frac{K_1(wa)}{(wa)K_0(wa)} = 0 \quad (\text{I.16})$$

La condition de coupure est obtenue lorsque (wa) tend vers zéro ; on aura alors :

$$J_0(ua) = 0 \quad (\text{I.17})$$

Donc les racines de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro nous donnent les fréquences de coupures normalisées des modes TE et TM qui sont dégénérés.

I.4.2.8.2 Les modes hybrides $m \geq 2$

On analyse le comportement de l'équation ci-dessous lorsque wa tend vers zéro.

$$\begin{aligned} \frac{K_{m+1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \left((n^2 + 1) \frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} - 2 \frac{K_{m-1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) = \\ - \frac{J_{m+1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} \left(2n^2 \frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} - (n^2 + 1) \frac{K_{m-1}wa}{(wa)K_m(wa)} \right) \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

On utilise quelques identités de fonction de Bessel, On les remplace dans l'équation caractéristique, on trouve après la simplification et quand w tend vers zéro, les équations suivantes :

$$\begin{cases} J_{m-2}(v_0) = \frac{1-n^2}{1+n^2} J_m(v_0) \\ J_m(v_0) = 0 \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

Avec $ua = v_0$

Notant que le rapport d'indice $n^2 = \frac{n_1^2}{n_2^2} \approx 1$, pour les fibres de télécommunication optique, donc les fréquences de coupures sont proches de zéro de J_{m-2} .

Pour des valeurs d'indice azimutal m plus grands que 1, il existe deux fréquences de coupures distinctes, on a alors deux sous familles de modes distinctes ayant des constantes de propagation β différentes.

Ces modes ayant toute composantes vectorielles et leurs champs électrique et magnétiques non nuls ; sont qualifiés en modes hybrides. On nome la sous famille, ayant comme fréquence de coupure les zéros de $J_m(v_0)$, les modes $EH_{m,p}$, m étant l'indice azimutal et p désignant le $p^{\text{ième}}$ zéro ($p=1,2,\dots$). L'indice p désigne aussi le nombre de zéro du mode contenue dans le coeur (appelé indice radial). L'autre sous famille, ayant comme fréquence de coupure la relation de J_{m-2} , les modes $HE_{m,p}$ [1].

I.4.3 Fibres optiques à faible guidage

Les fibres optiques utilisées en télécommunication sont des fibres à faible guidage, elles sont constituées de silice qui est dopé différemment selon qu'il s'agisse du cœur ou de la gaine ; ce type de fibre est réalisé avec une différence relative d'indice de quelque pourcent :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1 \quad (\text{I.20})$$

Pour ce type de fibres, l'approximation suivante peut être faite [9] :

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \approx 1; \quad k_0^2 n_2^2 \approx \beta^2 \quad (\text{I.21})$$

Pour ces conditions, l'équation caractéristique générale devienne :

$$\left(\frac{J'_m(ua)}{(ua)J_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \left(\frac{J'_m(ua)}{(ua)J_m(ua)} + \frac{K'_m(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) = m^2 \left(\frac{1}{(ua)^2} + \frac{1}{(wa)^2} \right)^2 \quad (\text{I.22})$$

On peut écrire les deux expressions du premier terme de deux façons différentes, après la simplification on trouve :

$$\left[\left(\frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} - \frac{K_{m-1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \left(\frac{J_{m+1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} + \frac{K_{m+1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \right) \right] = 0 \quad (\text{I.23})$$

Le produit est nul, implique que :

$$\frac{J_{m-1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} = \frac{K_{m-1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \quad (\text{I.24})$$

$$\frac{J_{m+1}(ua)}{(ua)J_m(ua)} = \frac{-K_{m+1}(wa)}{(wa)K_m(wa)} \quad (\text{I.25})$$

La première équation (I.24) est l'équation caractéristique pour les modes HE.

La deuxième équation (I.25) est l'équation caractéristique pour les modes EH.

Si on met $m=0$ dans les deux dernières équations, on trouve la même équation caractéristique pour les modes TE et TM qui sont dégénérés :

$$\frac{J_1(ua)}{(ua)J_0(ua)} = \frac{-K_1(wa)}{(wa)K_0(wa)} \quad (\text{I.26})$$

L'équation caractéristique du mode HE_{11} est incluse dans l'équation des modes HE pour $m=1$:

$$\frac{J_0(ua)}{(ua)J_1(ua)} = \frac{K_0(wa)}{(wa)K_1(wa)} \quad (\text{I.27})$$

De plus, l'analyse des équations pour les modes EH et HE nous montre que :

$(\text{E.C})\text{HE}_{m+2} = (\text{E.C})\text{EH}_m$; donc pour $m>1$, les modes HE_{m+2} et EH_m sont dégénérés.

On peut vérifier cela si on remplace les identités ci-dessous dans l'équation caractéristique du mode HE_{m+2} et la comparer avec l'équation caractéristique du mode EH_m .

$$\begin{cases} J_{m+2}(x) = -J_m(x) + \frac{2(m+1)}{x} J_{m+1}(x) \\ K_{m+2}(x) = K_m(x) + \frac{2(m+1)}{x} K_{m+1}(x) \end{cases} \quad (\text{I.28})$$

De la même façon, on peut montrer que les modes HE_{m+1} et EH_{m-1} sont dégénérés, parce qu'ils ont la même équation caractéristique.

I.4.3.1 Equation caractéristique pour les modes polarisés linéairement

En utilisant les propriétés associées aux fonctions de Bessel, on peut écrire les trois équations caractéristiques des modes EH, HE, TM et TE précédentes sous la forme d'une seule équation :

$$\frac{(ua)J_{l-1}(ua)}{J_l(ua)} = -\frac{(wa)K_{l-1}(wa)}{K_l(wa)} \quad (\text{I.29})$$

Où l'indice l est donné par :

$$l = \begin{cases} 1 & \text{mode } TE, TM \\ m+1 & \text{mode } EH_{m,p} \\ m-1 & \text{mode } HE_{m,p} \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

Ainsi tous les modes caractérisés par un couple de valeurs l, p commune satisfont la même équation caractéristique, ce qui traduit une dégénérescence des modes. Donc on peut les combiner pour former un nouvel ensemble de modes ; Ce sont les modes polarisés linéairement ($PL_{l,p}$). Où l est l'indice azimutal relié à l'indice azimutal m des modes hybrides et $p=1, 2, 3, \dots$ est l'indice radial.

I.4.3.2 Les fréquences de coupures des modes

Si $w \rightarrow 0$ implique que $v \rightarrow au$; On tenant compte du signe des fonctions de Bessel, on obtient les fréquences de coupures des modes LP :

$$v_c = \begin{cases} 0 & HE_{11}(LP_{01}) \\ j_{1,p-1} & HE_{1p}(LP_{0p}), (p \geq 2) \\ j_{l-1,p} & LP_{lp} (m \geq 1, p \geq 1) \end{cases} \quad (\text{I.31})$$

Où $j_{n,p}$ est le zéro numéro p de la fonction de Bessel d'ordre n . Les fréquences de coupures qui sont les zéros de fonction de Bessel, sont données par le tableau suivant :

k	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$J_2(x)$	$J_3(x)$	$J_4(x)$	$J_5(x)$
1	2.48	3.8317	5.1356	6.382	7.5883	8.7715
2	5.51	7.0156	8.4172	9.760	11.0647	12.336
3	8.67	10.1735	11.6198	13.02	14.375	15.702
4	11.5	13.327	14.790	16.225	17.610	18.981
5	14.9	16.476	17.958	19.44	20.829	22.218

Tableau I.1: les cinq premiers zéros de fonction de Bessel d'ordre de (0 à 5).

I.4.3.3 Composantes transversales et axiales des champs (approximation de faible guidage)

On calcule d'abord les constantes A, B et C en fonction de A à partir des conditions aux limites, on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} B = \pm \frac{A\beta}{k_0\eta_0} \\ C = A \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} \\ D = \pm \frac{A\beta}{k_0\eta_0} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} \end{array} \right. \quad (I.32)$$

Le signe (+) correspond au mode HE et le signe (-) correspond au mode EH.

I.4.3.3.1 Distribution des modes polarisés linéairement dans Le coeur

Utilisant les équations (I.6) et remplaçant B par sa valeur, bloc (I.32), On peut écrire les composantes des champs électrique et magnétique des modes EH et HE.

Puisque les modes HE(m+1) et EH(m-1), sont dégénérés, on peut les combiner et obtenir les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = \frac{j2A\beta}{u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) \sin\psi \cdot e^{-j\beta z} \\ E_\psi = \frac{j2A\beta}{u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) \cos\psi \cdot e^{-j\beta z} \\ H_r = \frac{-j2\beta A}{\eta_1 u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) \cos\psi \cdot e^{-j\beta z} \\ H_\psi = \frac{j2\beta A}{\eta_1 u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) \sin\psi \cdot e^{-j\beta z} \end{array} \right. \quad (I.33)$$

Un ensemble de mode polarisé linéairement selon x ou y est la combinaison de la composante radiale et angulaire des champs électrique et magnétique.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = E_r \cos\psi - E_\psi \sin\psi \\ E_y = E_r \sin\psi + E_\psi \cos\psi \\ H_x = H_r \cos\psi - H_\psi \sin\psi \\ H_y = H_r \sin\psi + H_\psi \cos\psi \end{array} \right. \quad (I.34)$$

On remplace les composantes radiales et angulaires par ses expressions, on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = 0 \\ E_y = \frac{j2A\beta}{u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) e^{-j\beta z} \\ H_x = -\frac{j2\beta A}{\eta_1 u} J_m(ur) \sin(m\psi + \psi_0) e^{-j\beta z} \\ H_y = 0 \end{array} \right. \quad (\text{I.35})$$

Les composantes longitudinales sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z = A[J_{m+1}(ur) \cos((m+1)\psi + \psi_0) + J_{m-1}(ur) \cos((m-1)\psi + \psi_0)] e^{-j\beta z} \\ H_z = \frac{A\beta}{k_0 \eta_0} [J_{m+1}(ur) \cos((m+1)\psi + \psi_0) - J_{m-1}(ur) \cos((m-1)\psi + \psi_0)] e^{-j\beta z} \end{array} \right. \quad (\text{I.36})$$

Pour des valeurs de $n_1^2 - n_2^2$ très petites, les composantes longitudinales E_z et H_z , sont négligeables, en comparaison avec les composantes transversales.

D'autre part, on remarque que la composante transverse du champ électrique est reliée avec la composante transverse du champ magnétique par une relation d'impédance :

$$H_x = \frac{E_y}{\eta_1} \quad \text{Où } \eta_1 = \frac{\eta_0}{n_1} \text{ est l'impédance du milieu } n_1. \text{ On conclut, donc que cette structure des}$$

modes polarisés linéairement est presque une structure TEM (transverse électromagnétique).

I.4.3.3.2 Distribution des modes polarisés linéairement dans la gaine

Dans ce cas, on utilise les constantes C, D à partir du bloc (I.32).

Utilisant l'équation (I.7), on peut calculer les composantes des champs électrique et magnétique des modes HE(m+1) et EH(m-1). La combinaison entre les deux cas, donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = \frac{2A\beta}{u} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) \sin\psi e^{-j\beta z} \\ E_\psi = \frac{2A\beta}{u} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) \cos\psi e^{-j\beta z} \\ H_r = \frac{j2A\beta}{\eta_2 w} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) \cos\psi e^{-j\beta z} \\ H_\psi = -\frac{j2A\beta}{\eta_2 w} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} k_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) \sin\psi e^{-j\beta z} \end{array} \right. \quad (\text{I.37})$$

Les composantes transversales suivant l'axe x et y sont donnés à partir de (I.34), on trouve :

$$\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = \frac{2A\beta}{u} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) e^{-j\beta z} \\ H_x = \frac{2A\beta}{\eta_2 u} \frac{J_m(ua)}{K_m(wa)} K_m(wr) \sin(m\psi + \psi_0) e^{-j\beta z} \\ H_y = 0 \end{cases} \quad (\text{I.38})$$

Les composantes axiales des champs E et H sont négligeables.

I.4.3.4 Caractéristique de dispersion pour une fibre optique à faible guidage

La constante de propagation de la fibre optique à saut d'indice est simulé en dessous par la résolution de l'équation de dispersion (I.39) sous la condition de : $v^2 = a^2(u^2 + w^2)$.

$$b = \frac{(wa)^2}{v^2} \quad (\text{I.39})$$

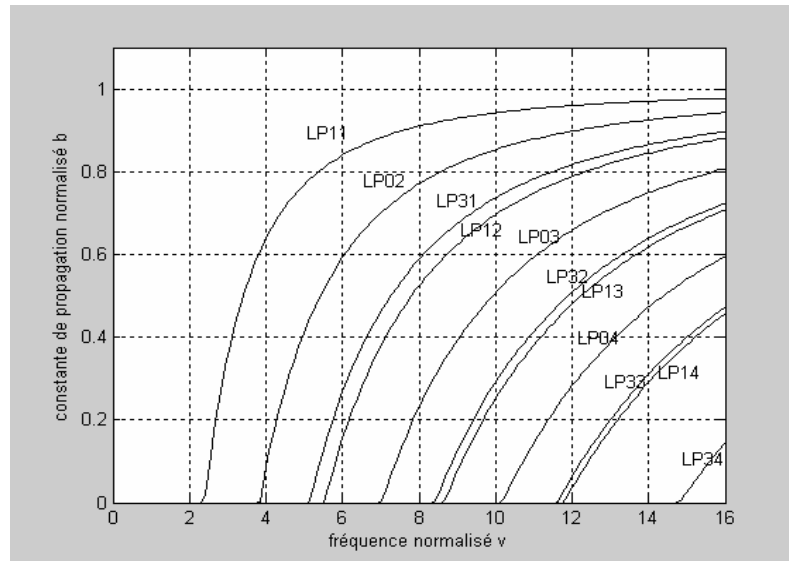


Figure I.19: Constante de propagation normalisée en fonction de la fréquence normalisée.

La figure ci-dessus représente la caractéristique de dispersion pour les modes polarisés linéairement (PL), elle est convenable à la littérature [1].

➤ Les modes d'ordres supérieurs ont les fréquences de coupures les plus élevées et les constantes de propagation les plus petites, donc, ils transportent la moindre partie de puissance.

➤ Les modes d'ordres inférieurs ont les fréquences de coupures les plus petites et les constantes de propagation les plus grandes, donc, ils transportent la plus grande partie de puissance.

I.4.4 Les fibres optiques à gradient d'indice

Dans une fibre optique à saut d'indices multicouches, les modes ont des vitesses très différentes, ce qui augmente la dispersion modale, il en résulte alors une faible largeur de bande.

La fibre à gradient d'indice convergent, sert à uniformiser les vitesses de groupe des divers modes et ainsi, d'augmenter la largeur de bande d'un tel système de communication.

Dans cette partie nous aborderons l'analyse de la fibres optique à gradient d'indice, par la décomposition de ses modes en modes polarisés linéairement, sous les conditions de faible guidage et faible gradient d'indice.

Pour la fibre à saut d'indice, on a montré que les modes TE_m et TM_m ainsi que les modes HE_{m+1} et EH_{m-1} avaient pratiquement la même constante de propagation β lorsque la fibre était faiblement guidée ($n_1 \approx n_2$), cette dégénérescence a permis de grouper divers composantes cylindriques des champs E et H et d'obtenir des modes polarisés linéairement, c'est-à-dire des modes dont les composantes sont importantes seulement dans la direction transverse à la direction de propagation, et que la composante transverse du champ électrique est reliée à la composante du champ magnétique par une relation d'impédance, et la direction de propagation est donnée par le produit vectoriel des composantes transverses. On a donc une onde TEM.

En présence d'un profil d'indice, un guide d'onde possède encore des solutions modales TE, TM, EH et HE. Cependant la présence du terme ∇n dans les équations de Maxwell introduit un couplage de ces divers modes qui rend l'analyse très complexe. Cependant, lorsque le gradient d'indice est négligeable sur une distance d'une longueur d'onde, il a été démontré que sous certaines conditions, on peut employer l'équation d'onde homogène et ce même indice est fonction des coordonnées de l'espace

De plus, il a été démontré qu'en présence d'un faible guidage la décomposition en mode LP était encore justifiée, et que les conditions de continuité à l'interface se réduisent à la continuité de la solution radiale et sa dérivée.

Dans la fibre à saut d'indice, on a vu que toutes les composantes des champs E et H sont reliés à leurs composantes longitudinales, donc, il suffit de trouver les champs axiaux pour déterminer les autres composantes.

Dans la fibre à gradient d'indice, la relation entre les différentes composantes des champs est très complexe à cause de l'indice $n(r)$, on a :

Chaque composante transverse des champs obéit à l'équation d'onde :

$$\Delta\psi + k_0^2 n^2(r)\psi = 0 \quad (\text{I.40})$$

En tenant compte de toutes les simplifications précédentes, on peut écrire la solution de cette équation sous la forme :

$$\psi_z(r, \psi, z) = R(r) \cdot \cos(l\varphi + \varphi_0) \cdot e^{-j\beta z} \quad (\text{I.41})$$

Où $\varphi=0$ ou $\pi/2$.

La fonction radiale $R(r)$ est la solution de l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial R(r)}{\partial r} + (k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2})R(r) = 0 \quad (\text{I.42})$$

En supposant ici que l'indice n est fonction seulement de la coordonnée radiale, ce qui est habituellement le cas des fibres optiques.

La constante de propagation β sera obtenue par la continuité de la solution radiale $R(r)$ et de sa dérivée à l'interface :

$$\begin{cases} R(r=a)_{\text{cœur}} = R(r=a)_{\text{gaine}} \\ \frac{dR}{dr}(r=a)_{\text{cœur}} = \frac{dR}{dr}(r=a)_{\text{gaine}} \end{cases} \quad (\text{I.43})$$

la composante E_x ou (E_y) du champ électrique sera donnée par la solution de ψ_z dans le cœur et la gaine, alors que la composante H_y ou (H_x) du champ magnétique sera donnée par la relation d'impédance $\eta H_y=E_x$ ou ($\eta H_x=E_y$), où η est l'impédance du milieu. Noter que les composantes axiales E_z et H_z sont très petits en comparaison avec les composantes transversales. On a alors une onde quasi TEM polarisée selon x/y ou y/x ; de plus, pour chacune de polarisation, il existe généralement (sauf pour $l=0$) deux distributions angulaires possibles correspondant aux choix de φ_0 ($\varphi_0=0$ ou $\varphi_0=\pi/2$).

I.4.4.1 Fibre à profil parabolique généralisée

Généralement le profil d'indice du cœur ne peut s'écrire que sous une forme mathématique simple menant à une solution connue de l'équation radiale. Il est cependant utile d'obtenir des solutions exactes pour divers profils afin de pouvoir discuter simplement l'effet du profil d'indice.

Le profil parabolique d'indice mène à une solution connue de l'équation caractéristique :

$$n^2(r) = \begin{cases} n_1^2 \left(1 - 2N\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right) & 0 \leq r \leq a \\ n_2^2 & r > a \end{cases} \quad (\text{I.44})$$

Où: $\Delta \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}$ est le paramètre saut d'indice, $N = \frac{n_1 - n_a}{n_1 - n_2}$ est le paramètre de forme.

Il existe donc plusieurs profils d'indice selon la valeur du paramètre de forme N. L'étude comparative de ces divers profils montre que le profil convergent (N=1) tend à égaliser les vitesses de groupe des divers modes à haute fréquence, et donc diminuer la dispersion intermodales.

Il faut résoudre l'équation radiale précédente à indice variable dans la gaine et dans le cœur pour la fonction radiale R(r).

On utilise la même notation que pour la fibre à saut d'indice :

$$u^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 ; w^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 ; v = (k_0 a) \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

I.4.4.1.1 Solution de l'équation radiale dans la gaine

n(r) = n₂ ; l'équation radiale devient :

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} - \left(w^2 + \frac{l^2}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad (\text{I.45})$$

Afin que les champs décroissent exponentiellement lorsque r tend vers l'infini, on choisit les fonctions de Hankel modifiées comme solution dans la gaine :

$$R(r)_{\text{gaine}} = BK_l(wr) \quad (\text{I.46})$$

Où B est une constante à déterminer.

I.4.4.1.2 Solution de l'équation radiale dans le cœur

A cause de profil d'indice parabolique, l'équation radiale devient :

$$\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left(u^2 - \frac{Nv^2 r^2}{a^4} - \frac{l^2}{r^2} \right) R(r) = 0 \quad (\text{I.47})$$

On introduit la variable normalisée $\rho=r/a$, on trouve :

$$\frac{\partial^2 R(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial R(\rho)}{\partial \rho} + \left((ua)^2 - Nv^2 \rho^2 - \frac{l^2}{\rho^2} \right) R(\rho) = 0 \quad (\text{I.48})$$

Il existe deux solutions linéairement indépendantes pour cette équation, on rejette celle qui est infini à l'origine et on conserve celle finie à l'origine .On a alors :

$$(R(\rho))_{\text{coeur}} = A \sum_{m=0}^{\infty} C_m \rho^m J_{l+m}(u\rho) \quad (\text{I.49})$$

Où A, est une constante.

Les coefficients C_m sont calculés au moyen de la relation de récurrence suivante :

$$(m+3)C_{m+3} = \frac{NV^2}{(ua)^2} \left[(m+l+2)C_{m+1} - \frac{ua}{2} C_m \right] \quad (\text{I.50})$$

Avec :

$$\begin{aligned} C_2 &= \frac{NV^2}{(ua)^2} \frac{(l+1)}{2} \\ C_1 &= 0 \\ C_0 &= 1 \end{aligned} \quad (\text{I.51})$$

1.4.4.1.3 L'équation caractéristique pour une fibre optique à gradient d'indice

L'application des conditions aux limites, nous amène à résoudre le système ci-dessous et déterminer les constantes A et B :

$$A \cdot \sum_{m=0}^{\infty} C_m J_{l+m}(ua) = BK_l(wa) \quad (\text{I.52})$$

$$A \cdot \sum_{m=0}^{\infty} C_m [mJ_{l+m}(ua) + (ua)J'_{l+m}(ua)] = (wa)BK'_l(wa)$$

Ce système a une solution non triviale si son déterminant est nul ; ceci mène à l'équation caractéristique qui permet de déterminer la constante de propagation β .

$$K_l(wa) \sum_{m=0}^{\infty} C_m [mJ_{l+m}(ua) + (ua)J'_{l+m}(ua)] - (wa)K'_l(wa) \sum_{m=0}^{\infty} C_m J_{l+m}(ua) = 0 \quad (\text{I.53})$$

On remplace les identités des dérivées des fonctions de Bessel dans la relation du déterminant et en simplifie, on trouve :

$$(ua)K_l(wa) \sum_{m=0}^{\infty} C_m J_{l+m-1}(ua) = -(wa)K_{l-1}(wa) \sum_{m=0}^{\infty} C_m J_{l+m}(ua) \quad (\text{I.54})$$

C'est l'équation caractéristique pour une fibre optique a gradient d'indice.

Chapitre II

Les structures diélectriques planaires

II.1 Étude par l'approche électromagnétique de la structure diélectrique planaire

II.1.1 Introduction

Le développement des réseaux optiques de plus en plus complexes, a entraîné l'apparition de l'optique intégré pour réaliser les composants d'interconnexions nécessaires : diviseurs, modulateurs, multiplexeur - démultiplexeurs, etc.

Notons que la structure élémentaire de base des composants optiques est la structure planaire, Pour ces raisons on étudie dans la première partie de ce chapitre le guide plan symétrique, par l'approche électromagnétique où 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 calculer la propagation le long du guide plan symétrique.

Dans la deuxième partie, on étudie le guide plan symétrique et asymétrique par l'approche de l'optique géométrique, c'est-à-dire quand le rayon du guide est grand devant la longueur d'onde. Dans cette étude, on définit les conditions de guidage et la notion de mode de propagation. En suite, on résout numériquement les équations de dispersion des modes guidés des structures symétrique et asymétrique et on évalue l'influence des paramètres physiques et de la longueur d'onde de la source d'excitation sur les modes guidés de ces structures, les constantes de propagation des modes, les fréquences de coupures, et le nombre des modes guidés.

Une étude comparative entre les modes du guide plan symétrique et asymétrique d'une part et ceux TE et TM d'autre part a été menée. Des résultats importants ont été déduits, commentés et comparés à ceux de la littérature.

II.1.2 Modes guidés d'une structure diélectrique plane

L'analyse des guides diélectriques à trois couches a l'avantage de présenter des solutions mathématiques simples. Ses guides sont non seulement des outils pédagogiques importants, mais sont aussi des structures essentielles pour la technologie d'optique intégré.

Un guide plan à trois couches est un guide bidimensionnel, (selon les directions x et z) et infiniment étendu dans la direction des y .

Pour simplifier l'analyse, on suppose que la couche du substrat et celle de la gaine ont le même indice de réfraction n_2 . 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 cette structure.

L'étude d'un diélectrique est un problème de conditions aux limites, en effet pour obtenir les expressions complète des modes de propagation, on résout l'équation d'onde sujette à des conditions aux frontières, l'une de ces conditions fixe l'amplitude relatives 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.

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 direction définie. Ici, on considère un guide plan infini selon la direction y et qui contient l'énergie dans le plan x tout en la propageant selon la direction +z.

Les expressions des champs qui identifient bien ces conditions sont :

$$\begin{aligned}\vec{\xi} &= \text{Re}\{\vec{E}^0(x).e^{j(\alpha x - \beta z)}\} \\ \vec{H} &= \text{Re}\{\vec{H}^0(x).e^{j(\alpha x - \beta z)}\}\end{aligned}\quad (\text{II.1})$$

C'est-à-dire qu'on cherche des solutions monochromatiques de fréquence ω qui propage l'énergie selon la direction +z, avec une constante de propagation β réel, et l'onde a une distribution d'amplitude selon l'axe x et uniforme selon l'axe y.

Pour trouver les expressions des composantes des champs électrique et magnétique selon les trois directions x, y et z.

On utilise les équations de Maxwell suivantes :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -j\omega\mu_0\vec{H} = -jk_0\eta_0\vec{H} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} &= j\omega\epsilon_0 n^2 \vec{E} = j\frac{n^2}{\eta_0}k_0\vec{E}\end{aligned}\quad (\text{II.2})$$

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

$$\begin{aligned}E_x^0 &= \frac{-j\beta}{\gamma^2} \frac{\partial E_z^0}{\partial x} \\ E_y^0 &= j\frac{k_0\eta_0}{\gamma^2} \frac{\partial H_z^0}{\partial x}\end{aligned}\quad (\text{II.3})$$

Où : $\gamma^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2$

$$\begin{aligned}
 H_x^0 &= \frac{-\beta}{k_0 \eta_0} E_y^0 \\
 H_y^0 &= \frac{n^2 k_0}{\beta \eta_0} E_x^0
 \end{aligned}
 \tag{II.4}$$

On note que les composantes E_x et H_y ne sont fonction que du champ E_z , et les composantes E_y et H_x ne sont fonction que du champ H_z .

Dans le cas d'une structure planaire, les équations d'onde pour les composantes axiales s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases}
 \frac{\partial^2 E_z^0}{\partial x^2} + \gamma^2 E_z^0 = 0 \\
 \frac{\partial^2 H_z^0}{\partial x^2} + \gamma^2 H_z^0 = 0
 \end{cases}
 \tag{II.5}$$

Pour cela, il faut sélectionner la forme appropriée de la solution dans chaque région selon les conditions physiques imposées par la structure.

II.1.2.1 Les composantes longitudinales

II.1.2.1.1 Région de la gaine

La forme mathématique appropriée pour cette onde est l'exponentielle réelle négative (onde évanescente).

Donc, dans la région de la gaine, les champs E_z et H_z seront de la forme :

$$F_z^0 = A.e^{-w|x|}, \quad F = E, H
 \tag{II.6}$$

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

$$w^2 = -\gamma^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2
 \tag{II.7}$$

II.1.2.1.2 Région du cœur

Dans le cœur, les solutions de l'équation d'onde peuvent être des exponentielles complexes. Cependant, on anticipe pour que ces ondes progressives seront réfléchis à l'interface cœur/gaine et changent de direction pour être par la suite réfléchis une seconde fois sur l'autre interface du guide. La symétrie de la structure laisse entrevoir que, selon l'axe x , ces ondes forment un paquet d'ondes stationnaires.

Les composantes E_z et H_z s'écrivent, dans la région du cœur de la façon suivante :

$$F_z^0 = B \cos(ux) + C \sin(ux) \quad F = H, E \quad (\text{II.8})$$

Pour que ces équations seront des solutions de l'équation d'onde, dans la région du cœur, il faut que :

$$u^2 = \gamma^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (\text{II.9})$$

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

II.1.2.2 Les composantes transversales des champs en fonction des longitudinales

II.1.2.2.1 Mode TE

Les composantes des champs pour le mode TE sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_y^0 = j \frac{k_0 \eta_0}{\gamma^2} \frac{\partial H_z^0}{\partial x} \\ H_z^0 = \text{solution de l'équation d'onde} \\ H_x^0 = \frac{-j\beta}{\gamma^2} \frac{\partial H_z^0}{\partial x} \\ E_z^0 = E_x^0 = H_y^0 = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.10})$$

II.1.2.2.2 Mode TM

Les composantes des champs pour le mode TM sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z^0 = \text{solution de l'équation d'onde} \\ E_x^0 = \frac{-j\beta}{\gamma^2} \frac{\partial E_z^0}{\partial x} \\ H_y^0 = \frac{-jn^2 k_0}{\eta_0 \gamma^2} \frac{\partial E_z^0}{\partial x} \\ E_y^0 = H_z^0 = H_x^0 = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

II.1.2.3 Mode TE pair

$$H_z^0 = C \sin(ux)$$

II.1.2.3.1 Les composantes des champs pour le mode TE pair

II.1.2.3.1.a Dans le cœur

$$n=n_1; u^2 = \gamma^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$$

$$\begin{cases} E_z^0 = E_x^0 = H_y^0 = 0 \\ E_y^0 = j \frac{k_0 \eta_0}{u} C \cos(ux) \\ H_z^0 = C \sin(ux) \\ H_x^0 = \frac{-j\beta}{u} C \cos(ux) \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

II.1.2.3.1.b Dans la gaine

$$n=n_2; \gamma^2 = -w^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$$

$$\begin{cases} E_z^0 = E_x^0 = H_y^0 = 0 \\ E_y^0 = j \frac{k_0 \eta_0}{w} A e^{-w|x|} \\ H_z^0 = A e^{-w|x|} \\ H_x^0 = \frac{-j\beta}{w} A e^{-w|x|} \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

II.1.2.3.2 Conditions aux limites et équation de dispersion du mode TE pair

A l'interface cœur/gaine, $x = \pm a$, les composantes E_y , H_z doivent être continues.

$$\begin{aligned} \text{Re}\{C \sin(ua) e^{j(\alpha x - \beta z)}\} &= \text{Re}\{A e^{-wa} e^{j(\alpha x - \beta z)}\} \\ \text{Re}\left\{j \frac{\eta_0 k_0}{u} C \cos(ua) e^{j(\alpha x - \beta z)}\right\} &= \text{Re}\left\{j \frac{\eta_0 k_0}{w} A e^{-wa} e^{j(\alpha x - \beta z)}\right\} \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

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

$$\begin{aligned} C \cdot \sin(ua) - A e^{-wa} &= 0 \\ C \cdot \cos(ua) - \frac{u}{w} A e^{-wa} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Ce système n'a de solution non triviale sauf si son déterminant soit nul. Cette condition nous mène à l'équation caractéristique du mode TE pair :

$$\tan(ua) = \frac{w}{u} \quad (\text{II.16})$$

Notant que pour $x=-a$ l'équation caractéristique sera :

$$\tan(ua) = -\frac{w}{u} \quad (\text{II.17})$$

Pour compléter la solution du système, il faut exprimer la constante A en fonction de la constante C, cette dernière fixe l'amplitude maximale de la composante E_y au centre du guide plan ($x=0$), et elle sera déterminée par la puissance totale transportée par la structure considérée.

II.1.2.3.3 La puissance transportée par les modes TE pairs

La puissance transportée est donnée par l'intégrale du vecteur de Poynting sur la surface du guide.

Le vecteur moyen est :

$$\begin{aligned} \langle s \rangle &= 1/2 \operatorname{Re} \{ E_y . H_z^* \} \vec{a}_x - 1/2 \operatorname{Re} \{ E_y . H_x^* \} \vec{a}_z \\ \langle s \rangle &= -1/2 \operatorname{Re} \{ E_y . H_x^* \} \vec{a}_z = -1/2 \operatorname{Re} \{ E_y^0 . H_x^{0*} . e^{2j(\alpha x - \beta z)} \} \vec{a}_z \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

Puisque E_y ne dépend que de la variable x , l'intégrale sur la direction y sera évaluée de $-b$ à $+b$.

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta}{k_0 \eta_0} \int_{-b}^{+b} dy \int |E_y|^2 dx = \frac{\beta b}{k_0 \eta_0} \int |E_y|^2 dx \quad (\text{II.19})$$

II.1.2.3.3.a La puissance transportée dans le cœur

Dans cette région, on trouve :

$$P_1 = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{u^3} |C|^2 \left[(ua) + \frac{1}{2} \sin(2ua) \right] \quad (\text{II.20})$$

II.1.2.3.3.b La puissance transportée dans la gaine

$$P_2 = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{w^3} |C|^2 \sin^2(ua) \quad (\text{II.21})$$

II.1.2.3.3.c La puissance totale

La puissance totale est donnée par :

$$P_t = \beta b k_0 \eta_0 |C|^2 \left[\left((ua) + \frac{1}{2} \sin(2ua) \right) \frac{1}{u^3} + \frac{1}{w^3} \sin^2(ua) \right] \quad (\text{II.22})$$

En utilisant l'équation caractéristique (II.16), on trouve :

$$P_t = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{u^3} |C|^2 [(ua) + \cot g(ua)] \quad (\text{II.23})$$

L'amplitude maximale du champ E_y peut être exprimée en fonction de la puissance totale, on a :

$$E_y^0 = j \frac{k_0 \eta_0}{u} C \cos(ux) = E_M \cos(ux)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} E_M = j \frac{k_0 \eta_0}{u} C & ; \quad |E_M| = \frac{k_0 \eta_0}{u} |C| \\ C = -j \frac{u}{k_0 \eta_0} E_M \end{cases} \quad (\text{II.24})$$

D'après la relation de puissance, on déduit la valeur E_M selon l'expression :

$$|E_M| = \sqrt{\frac{k_0 \eta_0}{\beta b a} P_t \left(1 + \frac{\cot g(ua)}{(ua)} \right)^{-1}} \quad (\text{II.25})$$

II.1.2.3.4 Les composantes des champs en fonction de E_M

II.1.2.3.4.a Dans le cœur

$$E_y = E_M \cos(ux) \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = \frac{u}{k_0 \eta_0} E_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{2})$$

$$H_x = \frac{\beta}{k_0 \eta_0} E_M \cos(ux) \cos(\omega t - \beta z - \pi)$$

$$E_z = E_x = H_y = 0$$
(II.26)

II.1.2.3.4.b Dans la gaine

$$E_y = E_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = \frac{u}{k_0 \eta_0} E_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{2})$$

$$H_x = \frac{\beta}{k_0 \eta_0} E_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \pi)$$

$$E_z = E_x = H_y = 0$$
(II.27)

II.1.2.4 Mode TE impair

Dans ce cas la seule composante non nulle du champ électrique (E_y^0), doit être une fonction impair (en $\sin(ux)$) Pour cela on choisit l'expression de la composante H_z^0 comme suit : $H_z^0 = B \cdot \cos(ux)$ pour avoir E_y^0 en $\sin(ux)$.

II.1.2.4.1 Les composantes des champs pour le mode TE impair

II.1.2.4.1.a Dans le cœur

$$\begin{cases} E_z^0 = E_x^0 = H_y^0 = 0 \\ E_y^0 = -j \frac{k_0 \eta_0}{u} B \sin(ux) \\ H_z^0 = B \cos(ux) \\ H_x^0 = j \frac{\beta}{u} B \sin(ux) \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

II.1.2.4.1.b Dans la gaine

Dans la gaine, les composantes des champs sont les même que pour le mode TE.

$$\begin{cases} E_z^0 = E_x^0 = H_y^0 = 0 \\ E_y^0 = j \frac{k_0 \eta_0}{w} A e^{-w|x|} \\ H_z^0 = A e^{-w|x|} \\ H_x^0 = \frac{-j\beta}{w} A e^{-w|x|} \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

II.1.2.4.2 Equation de dispersion des modes TE impairs

A l'interface cœur/gaine, $x = \pm a$, les composantes E_y , H_z doivent être continues.

$$\tan(ua) = -\frac{u}{w} \quad (\text{II.30})$$

Il faut exprimer la constante A en fonction de la constante B, qui sera déterminée par la puissance totale véhiculée dans la structure à guide d'ondes.

II.1.2.4.3 La puissance transportée par les modes TE impairs

II.1.2.4.3.a Dans le coeur

Dans cette région, on a :

$$P_1 = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{u^3} |B|^2 \left[(ua) - \frac{1}{2} \sin(2ua) \right] \quad (\text{II.31})$$

II.1.2.4.3.b Dans la gaine

Dans ce cas :

$$P_2 = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{w^3} |B|^2 \cos^2(ua) \quad (\text{II.32})$$

II.1.2.4.3.c La puissance totale

La puissance totale dans ce cas s'exprime comme suit :

$$P_t = \beta b k_0 \eta_0 |B|^2 \left[\left((ua) - \frac{1}{2} \sin(2ua) \right) \frac{1}{u^3} + \frac{1}{w^3} \cos^2(ua) \right] \quad (\text{II.33})$$

En utilisant l'équation caractéristique (II.30), et tous calculs effectués, on trouve :

$$P_t = \frac{\beta b k_0 \eta_0}{u^3} |B|^2 [(ua) - \tan(ua)] \quad (\text{II.34})$$

On formule maintenant la puissance totale en fonction de l'amplitude maximale du champ E_y :

$$|E_M| = \sqrt{\frac{k_0 \eta_0}{\beta b a} P_t \left(1 - \frac{\tan(ua)}{(ua)} \right)^{-1}} \quad (\text{II.35})$$

II.1.2.4.4 Les composantes réelles des champs en fonction de E_M

II.1.2.4.4.a Dans le cœur

$$E_y = E_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = \frac{u}{k_0 \eta_0} E_M \cos(ux) \cos\left(\omega t - \beta z - \frac{3\pi}{2}\right) \quad (\text{II.36})$$

$$H_x = \frac{\beta}{k_0 \eta_0} E_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z - \pi)$$

$$E_z = E_x = H_y = 0$$

II.1.2.4.4.b Dans la gaine

$$\begin{aligned}
E_y &= E_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z) \\
H_z &= \frac{u}{k_0 \eta_0} E_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \frac{3\pi}{2}) \\
H_x &= \frac{\beta}{k_0 \eta_0} E_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \pi) \\
E_z &= E_x = H_y = 0
\end{aligned} \tag{II.37}$$

II.1.2.5 Mode TM pair

Dans ce cas la seule composante non nulle du champ magnétique doit être paire. Dans ce cas on a :

$$E_z^0 = C \sin(ux)$$

II.1.2.5.1 Les composantes des champs pour le mode TM pair**II.1.2.5.1.a Dans le cœur**

$$n=n_1; u^2 = \gamma^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$$

$$\begin{cases}
E_y^0 = H_z^0 = H_x^0 = 0 \\
E_z^0 = C \sin(ux) \\
E_x^0 = -j \frac{\beta}{u} C \cos(ux) \\
H_y^0 = \frac{-j n_1^2 k_0}{\eta_0 u} C \cos(ux)
\end{cases} \tag{II.38}$$

II.1.2.5.1.b Dans la gaine

$$n=n_2; \gamma^2 = -w^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$$

$$\begin{cases}
E_z^0 = A e^{-w|x|} \\
E_x^0 = \frac{-j\beta}{w} A e^{-w|x|} \\
H_y^0 = -j \frac{n_2^2 k_0}{\eta_0 w} A e^{-w|x|} \\
E_y^0 = H_z^0 = H_x^0 = 0
\end{cases} \tag{II.39}$$

II.1.2.5.2 Equation de dispersion des modes TM pairs

A l'interface cœur/gaine, $x = \pm a$, les composantes transversales doivent être continues.

On a donc pour $x = +a$. L'équation caractéristique du mode TM pair :

$$\tan(ua) = \frac{w}{u} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \quad (\text{II.40})$$

II.1.2.5.3 La puissance transportée par les modes TM pairs

$$P = \iint \langle s \rangle_z dx dy \quad (\text{II.41})$$

Pour le mode TM on a :

$$\langle s \rangle_z = \frac{1}{2} \frac{\eta_0 \beta}{n^2 k_0} |H_y|^2 \quad (\text{II.42})$$

La puissance transportée sera égale à :

$$P = \frac{1}{2} \frac{\eta_0 \beta}{n^2 k_0} \int_{-b}^{+b} dy \int |H_y|^2 dx = \frac{\eta_0 \beta b}{n^2 k_0} \int |H_y|^2 dx \quad (\text{II.43})$$

II.1.2.5.3.a La puissance transportée dans le cœur

$$P_1 = \frac{n_1^2 k_0 \beta b}{\eta_0 u^3} |C|^2 \left[(ua) + \frac{1}{2} \sin(2ua) \right] \quad (\text{II.44})$$

II.1.2.5.3.b La puissance transportée dans la gaine

$$P_2 = \frac{\beta b n_2^2 k_0}{\eta_0 w^3} |C|^2 \sin^2(ua) \quad (\text{II.45})$$

II.1.2.5.3.c La puissance totale

La puissance totale est donnée par :

$$P_t = \frac{\beta b k_0}{\eta_0} |C|^2 \left[\left((ua) + \frac{1}{2} \sin(2ua) \right) \frac{n_1^2}{u^3} + \frac{n_2^2}{w^3} \sin^2(ua) \right] \quad (\text{II.46})$$

En utilisant l'équation caractéristique (II.40) et après tout calcul effectué et simplifications, on trouve :

$$P_t = \frac{n_1^2 k_0 \beta b}{u^3 \eta_0} |C|^2 \left[(ua) + \frac{\tan(ua) + \frac{n_1^4}{n_2^4} \cot g(ua)}{1 + \tan^2(ua)} \right] \quad (\text{II.47})$$

On détermine la puissance totale en fonction de l'amplitude maximale du champ H_y , on a :

$$H_y^0 = \frac{-jn_1^2 k_0}{\eta_0 u} C \cos(ux) = H_M \cos(ux)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} H_M = \frac{-jn_1^2 k_0}{\eta_0 u} C & ; \quad |H_M| = \frac{n_1^2 k_0}{\eta_0 u} |C| \\ C = j \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \end{cases} \quad (\text{II.48})$$

La relation de la puissance, peut être mise sous la forme :

$$P_t = \frac{\eta_0 \beta b}{n_1^2 k_0 u} |H_M|^2 \left[(ua) + \frac{\tan(ua) + \frac{n_1^4}{n_2^4} \cot g(ua)}{1 + \tan^2(ua)} \right] \quad (\text{II.49})$$

II.1.2.5.4 Les composantes réelles des champs en fonction de H_M

II.1.2.5.4.a Dans le cœur

$$H_y = H_M \cos(ux) \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z - \frac{3\pi}{2})$$

$$E_x = \frac{\beta \eta_0}{n_1^2 k_0} H_M \cos(ux) \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = H_x = E_y = 0 \quad (\text{II.50})$$

II.1.2.5.4.b Dans la gaine

$$H_y = H_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z)$$

$$E_z = \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \frac{3\pi}{2})$$

$$E_x = \frac{\beta \eta_0}{n_2^2 k_0} H_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z)$$

$$H_z = H_x = E_y = 0 \quad (\text{II.51})$$

II.1.2.6 Mode TM impair

Dans ce cas la seule composante non nulle du champ magnétique doit être impaire. Elle sera de la forme :

$$E_z^0 = B \cdot \cos(ux)$$

II.1.2.6.1 Les composantes des champs pour le mode TM impair

II.1.2.6.1.a Dans le cœur

$$n=n_1 ; u^2 = \gamma^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z^0 = B \cos(ux) \\ E_x^0 = j \frac{\beta}{u} B \sin(ux) \\ H_y^0 = \frac{j n_1^2 k_0}{\eta_0 u} B \sin(ux) \\ E_y^0 = H_z^0 = H_x^0 = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II.52})$$

II.1.2.6.1.b Dans la gaine

$$n=n_2 ; \gamma^2 = -w^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z^0 = A e^{-w|x|} \\ E_x^0 = -\frac{j\beta}{w} A e^{-w|x|} \\ E_y^0 = H_z^0 = H_x^0 = 0 \\ H_y^0 = -j \frac{n_2^2 k_0}{\eta_0 w} A e^{-w|x|} \end{array} \right. \quad (\text{II.53})$$

II.1.2.6.2 Equation de dispersion des modes TM impairs

$$\tan(ua) = -\frac{u}{w} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \quad (\text{II.54})$$

II.1.2.6.3 La puissance transportée par les modes TM impairs

$$P = \iint \langle s \rangle_z dx dy$$

$$\langle s \rangle_z = \frac{1}{2} \frac{\eta_0 \beta}{n^2 k_0} |H_y|^2 \quad (\text{II.55})$$

La puissance transportée sera égale à :

$$P = \frac{1}{2} \frac{\eta_0 \beta}{n^2 k_0} \int_{-b}^{+b} dy \int |H_y|^2 dx = \frac{\eta_0 \beta b}{n^2 k_0} \int |H_y|^2 dx \quad (\text{II.56})$$

II.1.2.6.3.a La puissance transportée dans le cœur

$$P_1 = \frac{n_1^2 k_0 \beta b}{\eta_0 u^3} |B|^2 \left[(ua) - \frac{1}{2} \sin(2ua) \right] \quad (\text{II.57})$$

II.1.2.6.3.b La puissance transportée dans la gaine

En utilisant l'équation de continuité, On trouve :

$$P_2 = \frac{\beta b n_2^2 k_0}{\eta_0 w^3} |B|^2 \cos^2(ua) \quad (\text{II.58})$$

II.1.2.6.3.c La puissance totale

En utilisant l'équation caractéristique (II.54), et après calcul et simplification, on trouve :

$$P_t = \frac{n_1^2 k_0 \beta b}{u^3 \eta_0} |B|^2 \left[(ua) - \frac{\tan(ua) + \frac{n_1^4}{n_2^4} \tan^3(ua)}{1 + \tan^2(ua)} \right] \quad (\text{II.59})$$

On exprime maintenant la puissance totale en fonction de l'amplitude maximale du champ H_y :

On a :

$$\begin{aligned} H_y^0 &= \frac{j n_1^2 k_0}{\eta_0 u} B \cdot \sin(ux) = H_M \cdot \sin(ux) \\ \Rightarrow \begin{cases} H_M = \frac{j n_1^2 k_0}{\eta_0 u} B & ; \quad |H_M| = \frac{n_1^2 k_0}{\eta_0 u} |B| \\ B = -j \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \end{cases} \quad (\text{II.60}) \end{aligned}$$

La relation de la puissance, peut se mettre sous la forme :

$$P_t = \frac{\eta_0 \beta b}{n_1^2 k_0 u} |H_M|^2 \left[(ua) - \frac{\tan(ua) + \frac{n_1^4}{n_2^4} \tan^3(ua)}{1 + \tan^2(ua)} \right] \quad (\text{II.61})$$

II.1.2.6.4 Les composantes réelles des champs en fonction de H_M

II.1.2.6.4.a Dans le cœur

$$\begin{aligned}
 H_y &= H_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z) \\
 H_z &= \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \cos(ux) \cos(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{2}) \\
 E_x &= \frac{\beta \eta_0}{n_1^2 k_0} H_M \sin(ux) \cos(\omega t - \beta z) \\
 H_z &= H_x = E_y = 0
 \end{aligned} \tag{II.62}$$

II.1.2.6.4.b Dans la gaine

En utilisant les équations de continuité, on trouve :

$$\begin{aligned}
 H_y &= H_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z) \\
 E_z &= \frac{\eta_0 u}{n_1^2 k_0} H_M \cos(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z - \frac{\pi}{2}) \\
 E_x &= \frac{\beta \eta_0}{n_2^2 k_0} H_M \sin(ua) e^{-w(|x|-a)} \cos(\omega t - \beta z) \\
 H_z &= H_x = E_y = 0
 \end{aligned} \tag{II.63}$$

II.1.2.7 Les équations caractéristiques des différents modes en fonction des paramètres du guide plan

Equation de dispersion, des modes TE pairs

$$\tan(ua) = \frac{w}{u} \Rightarrow \tan(a\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}) = \frac{\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}}{\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}} \tag{II.64}$$

Equation de dispersion, des modes TE impair

$$\tan(ua) = -\frac{u}{w} \Rightarrow \tan(a\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}) = -\frac{\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}}{\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}} \tag{II.65}$$

Equation de dispersion, des modes TM pair

$$\tan(ua) = \frac{w}{u} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \Rightarrow \tan(a\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}) = \frac{n_1^2 \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}}{n_2^2 \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}} \tag{II.66}$$

Equation de dispersion, des modes TM impairs

$$\tan(ua) = -\frac{u}{w} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \Rightarrow \tan(a\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}) = -\frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{\sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2}}{\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}} \quad (\text{II.67})$$

II.1.2.7.1 Conditions 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 planaire, et qui peuvent transporter la puissance selon l'axe (+z). Ces solutions ont une structure d'onde TE, TM pair et impair.

La possibilité pour que ces solutions puissent être excitées 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].

$$n_2 \leq \frac{\beta}{k_0} \leq n_1 \quad (\text{II.68})$$

II.1.2.7.2 Les fréquences de coupure des modes

C'est la fréquence notée V_c où le paramètre $w = 0$.

Dans ce cas, la constante de propagation du mode devient :

$$\beta_c = n_2 k_0$$

Où β_c : est la constante de propagation d'une onde plane dans la gaine d'indice n_2

L'onde n'est alors plus guidée et devient un mode radiatif.

Les fréquences de coupures normalisées des modes sont données par [1].

$$V_c = \frac{m\pi}{2}; \quad (m = 0,1,2,3,\dots) \quad (\text{II.69})$$

Relation valable pour les modes TE comme pour les modes TM.

- Au delà de ces fréquences de coupures, nombre fini des modes TE, TM constitue un ensemble des modes guidés d'un guide plan symétrique.

- L'ensemble complet des modes, comprendrait, en plus d'un nombre fini des modes guidés, une infinité des modes radiatifs.

- Le nombre de modes se propageant dans un guide est proportionnel à la fréquence normalisée V .

$$\text{Pour } V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < \frac{\pi}{2} \quad (\text{II.70})$$

Il n'existe qu'un seul mode de propagation, qui est le mode TE₀. Il apparaît pour une fréquence normalisée nulle. Ce qui signifie que, quelque soit les caractéristiques du guide et celles de la source, le mode TE₀ existe toujours.

$$\text{Pour } V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \gg 2\pi \quad (\text{II.71})$$

Le guide aura plusieurs modes guidés.

II.1.2.8 La structure monomode

On peut avoir une structure monomode, si on choisit une fréquence normalisée petite que $\frac{\pi}{2}$ et en

fixant la polarisation de la source afin d'exciter uniquement soit le mode TE ou le mode TM.

II.1.2.9 Influence des paramètres physiques du guide et de la source sur le nombre de mode guidés

Afin d'éviter toute répétition, nous verrons dans la partie suivante l'Influence des paramètres physiques du guide et de la source sur le nombre de mode guidés.

II.2 Les guides plans symétrique et asymétrique

II.2.1 Introduction

Dans cette partie de ce chapitre le guide plan symétrique et asymétrique sont traités par l'approche de l'optique géométrique. Dans ce cas le guidage de l'onde s'effectue selon la réflexion totale à l'interface cœur gaine. Dans cette étude, nous définissons les conditions de guidage et la notion de mode de propagation. Nous obtenons ainsi les équations de dispersion et définissons les fréquences de coupures des modes TE, et TM respectivement pour les deux structures. Ces équations sont résolues numériquement, afin d'évaluer l'influence des paramètres physiques et de la longueur d'onde de la source d'excitation sur les modes guidés. Une comparaison entre les modes du guide plan symétrique et ceux de l'asymétrique d'une part, et les modes TE et TM de chaque structure d'autre part, sera faite. Cependant des remarques importantes seront soulignées.

II.2.2 Coefficient de réflexion et de transmission (coefficients de Fresnel)

Rappelant que l'onde plane uniforme est une solution simplifiée des équations de Maxwell, cependant, cette solution est très importante parce qu'elle est élémentaire et permet au moyen de la théorie spectre angulaire des ondes planes, d'analyser tout faisceau électromagnétique.

L'expérience montre qu'une onde incidente sur une interface plane entre deux milieux diélectriques linéaires, homogènes et isotropes donne naissance à une onde réfléchie, qui se propage dans le premier milieu et une transmise dans le deuxième milieu.

Le problème consiste maintenant à trouver les relations reliant les trois vecteurs \vec{E}_{0i} , \vec{E}_{0r} et \vec{E}_{0t} , qui sont les amplitudes respectives des ondes incidentes, réfléchie, et transmise.

II.2.2.1 Cas d'une onde incidente transverse électrique (TE)

Dans ce cas, le champ électrique est normal au plan d'incidence où :

$$\begin{aligned}\vec{E}_I &= \vec{E}_{0i} \cdot e^{-jk_{0i} \cdot \vec{r}} \\ \vec{E}_R &= \vec{E}_{0r} \cdot e^{-jk_{0r} \cdot \vec{r}} \\ \vec{E}_T &= \vec{E}_{0t} \cdot e^{-jk_{0t} \cdot \vec{r}}\end{aligned}\tag{II.72}$$

Les conditions aux limites imposent la relation suivante :

$$E_{0i} + E_{0r} = E_{0t}\tag{II.73}$$

Ce qui peut se mettre sous la forme :

$$n_1 \cos \theta_i (E_{0i} - E_{0r}) = n_2 E_{0t} \cos \theta_t \quad (\text{II.74})$$

Après des manipulations algébriques on déduit les expressions du coefficient de réflexion Γ_N et du coefficient de transmission τ_N . On trouve :

$$\Gamma_N = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_1 \cos \theta_i - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}{n_1 \cos \theta_i + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{II.75})$$

$$\tau_N = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{II.76})$$

Où :

θ_i est l'angle d'incidence et n_1, n_2 sont successivement les indices du milieu1 et milieu2.

II.2.2.2 Cas d'une onde incidente transverse magnétique(TM)

Dans ce cas, le champ électrique est parallèle au plan d'incidence.

D'après les lois de Snell-Descartes, les relations déduites des conditions aux limites sont:

$$E_{0i} + E_{0r} = \frac{\cos \theta_t}{\cos \theta_i} E_{0t} \quad (\text{II.77})$$

$$(E_{0r} - E_{0i}) = \frac{n_2}{n_1} E_{0t} \quad (\text{II.78})$$

Suite à des manipulations algébriques on déduit les expressions du coefficient de réflexion Γ_p et du coefficient de transmission τ_p . On trouve :

$$\Gamma_p = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{-n_2 \cos \theta_i + \frac{n_1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}{n_2 \cos \theta_i + \frac{n_1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{II.79})$$

$$\tau_p = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + \frac{n_1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}} \quad (\text{II.80})$$

II.2.3 Calcul du déphasage de l'onde à l'interface cœur-gaine pour une incidence transverse électrique

$$\Gamma_N = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_1 \cos \theta_i - j\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i + j\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}} = 1.e^{j\varphi_R} \quad (\text{II.81})$$

$$\text{Où, } \varphi_R = -2 \arctan \left(\frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i} \right) \quad (\text{II.82})$$

II.2.4 Calcul du déphasage de l'onde à l'interface cœur-gaine pour une incidence transverse magnétique

Le coefficient de réflexion pour l'incidence transverse électrique peut également se mettre sous la forme :

$$\Gamma_p = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{-n_2 \cos \theta_i + j\frac{n_1}{n_2} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}}{n_2 \cos \theta_i + j\frac{n_1}{n_2} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}} = 1.e^{j\varphi_R} \quad (\text{II.83})$$

$$\text{Où : } \varphi_R = -2 \arctan \left(\frac{n_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i^2 - n_2^2}}{n_2^2 \cos \theta_i} \right) \quad (\text{II.84})$$

II.2.5 Le guide plan symétrique

Pour ce type de guide plan, l'indice du superstrat et l'indice du substrat sont les mêmes ; donc les déphasages φ_R sur les deux interfaces (cœur/superstrat et cœur/substrat) sont égaux. Où n_g est l'indice de réfraction de la gaine.

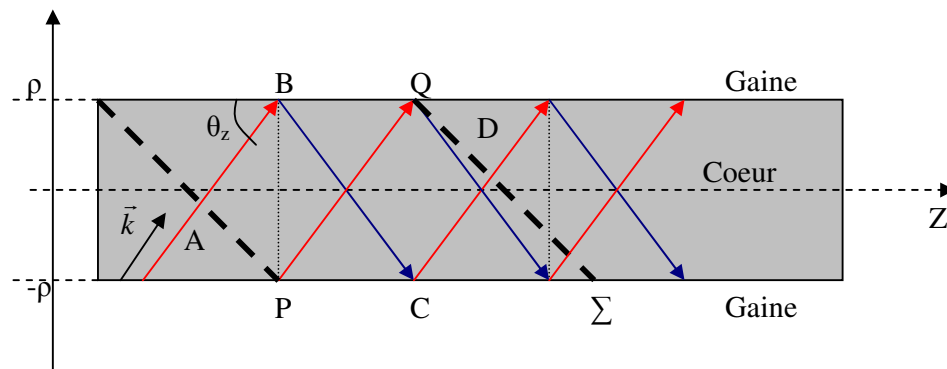


Figure II.1 : Réflexion totale aux interfaces du guide plan symétrique [10].

II.2.5.1 Les conditions de guidage

1^{ère} condition (la réflexion totale)

$$0 < \theta_z < \theta_r \quad \text{soit} \quad n_{\text{gaine}} < \bar{\beta} < n_{\text{coeur}} \quad (\text{II.85})$$

Où :

$$\bar{\beta} = \frac{\beta}{k_0} \quad (\text{II.86})$$

k_0 : est le nombre d'onde dans le vide.

2^{ième} condition

Le plan de phase défini à 2π près.

La condition pour que les interférences soient constructives s'écrit [10] :

$$\varphi_{PQ} - \varphi_{ABCD} = 2m\pi \quad (\text{II.87})$$

II.2.5.2 L'équation de dispersion

$$\varphi_{ABCD} - \varphi_{PQ} = 2\varphi_{AB} + 2\varphi_R \quad (\text{II.88})$$

On a :

$$\begin{aligned} \varphi_{AB} = \varphi_{CD} &= \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c \right) (2\rho \sin \theta_z) \\ \varphi_{BC} = \varphi_{PQ} &= \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c \right) \left(\frac{2\rho}{\sin \theta_z} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.89})$$

On pose : $\bar{\beta} = n_1 \cos \theta_z$

On peut écrire le déphasage pour les deux incidences comme suit :

$$\varphi_R = -2 \arctan \left(g \frac{\sqrt{\bar{\beta}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right) \quad \text{où} \quad g = \begin{cases} \frac{n_c^2}{n_g^2} & \text{en } TM \\ 1 & \text{en } TE \end{cases} \quad (\text{II.90})$$

On a donc, l'équation caractéristique pour le guide plan symétrique :

$$\left(\rho \frac{2\pi}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2} \right) - \arctan \left(g \frac{\sqrt{\bar{\beta}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right) - \frac{m\pi}{2} = 0 \quad (\text{II.91})$$

II.2.5.2.1 L'équation de dispersion Pour le mode TE

$$g = 1$$

$$\left(\rho \frac{2\pi}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2} \right) - \arctan \left(\frac{\sqrt{\bar{\beta}^2 - n_g^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right) - \frac{m\pi}{2} = 0 \quad (\text{II.92})$$

II.2.5.2.2 L'équation de dispersion Pour le mode TM

$$g = \frac{n_c^2}{n_g^2}$$

$$\left(\rho \frac{2\pi}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2} \right) - \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{\bar{\beta}^2 - n_g^2}}{n_g^2 \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right) - \frac{m\pi}{2} = 0 \quad (\text{II.93})$$

Dés que : $n_{\text{gain}} < \bar{\beta} < n_{\text{coeur}}$; chaque $\bar{\beta}_m$ correspond à un mode de propagation.

Donc, on a guidage si :

$$- n_{\text{gain}} < \bar{\beta} < n_{\text{coeur}}$$

$$- 0 < \theta_z < \theta_r$$

- $m \in [0, N]$ avec N correspond au $(N+1)^{\text{ième}}$ mode.

II.2.5.3 Les fréquences de coupure pour les modes TE, TM

$$f_m = \frac{mc}{4\rho\sqrt{n_c^2 - n_g^2}} \quad (\text{II.94})$$

$$2\rho_m = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n_c^2 - n_g^2}} \quad (\text{II.95})$$

$$\lambda_m = \frac{4\rho\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{m}$$

Où : ρ_m est l'épaisseur de coupure, et λ_m est la longueur d'onde de coupure.

D'autre façon, on a guidage du $m^{\text{ième}}$ mode si :

$$\begin{aligned} \rho > \rho_m \quad \text{ou} \quad \lambda < \lambda_m \\ \text{et} \quad \bar{\beta}_m > n_{\text{gaine}} \end{aligned} \quad (\text{II.96})$$

II.2.5.4 La Propagation des modes TE et TM dans un guide plan symétrique

Dans cette étape de notre travail nous évaluons les modes TE et TM d'une structure diélectrique planaire symétrique, par rapport aux constantes de propagation, aux fréquences de coupures et quand les modes TE, TM vont s'associer.

Pour cela, nous traçons les constantes de propagation effectives $\bar{\beta}$ en fonction de la fréquence, par la résolution numérique des équations de dispersion des modes TE, et TM, tout en tenant compte de l'influence de la différence d'indice entre le cœur et la gaine.

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes :

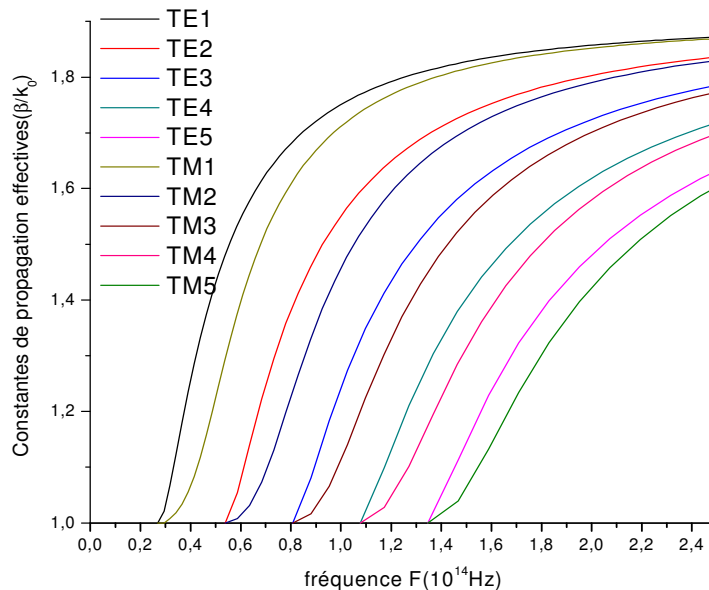


Figure II. 2 : Représentation des modes TE, TM d'un guide plan symétrique d'indice du cœur : $n_c = 1.9$ et celui de la gaine : $n_g = 1.0$

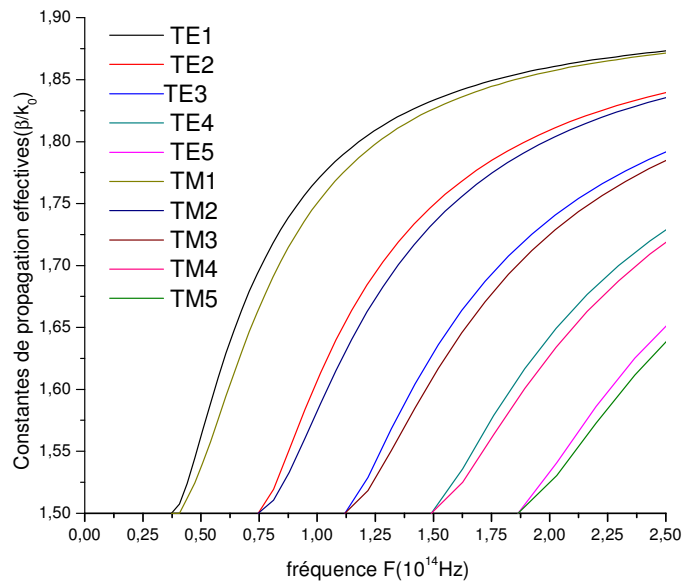


Figure II. 3 : Représentation des modes TE, TM d'un guide plan symétrique d'indice du cœur : $n_c = 1.9$ et celui de la gaine : $n_g = 1.5$

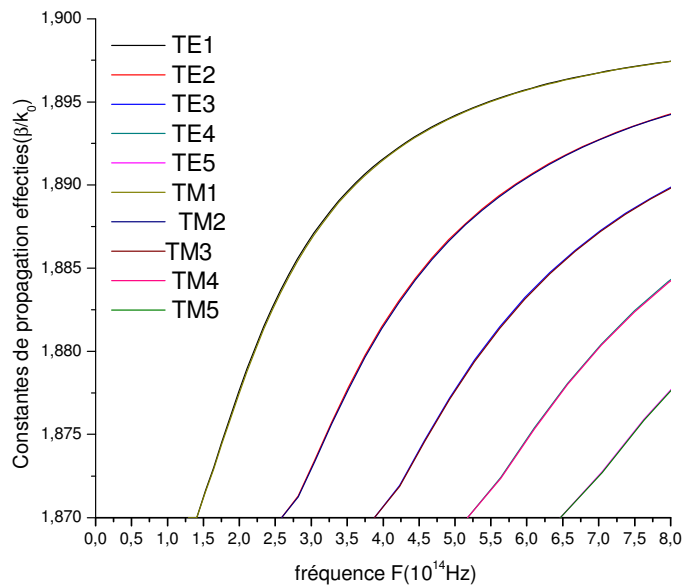


Figure II. 4 : Représentation des modes TE, TM d'un guide plan symétrique d'indice du cœur $n_c = 1.9$ et celui de la gaine $n_g = 1.87$

II.2.5.5 Influence des paramètres physiques du guide plan symétrique et de la source d'excitation sur la propagation des modes

Dans cette partie, nous considérons l'influence des paramètres physiques tels que : l'indice du cœur, l'indice de la gaine et l'épaisseur du cœur du guide plan symétrique ; ainsi que la longueur d'onde de la source d'excitation, sur le nombre des modes, qui peuvent se propager, sur les fréquences de coupures et sur les constantes de propagation des modes. Lors de cette étude des remarques importantes, qui concordent bien avec la littérature, ont été soulignées.

II.2.5.5.1 Influence de l'indice du cœur sur la propagation des modes

Notre étude reste valable en traitant les modes TE, ou les modes TM. Dans notre cas, nous avons choisit d'illustrer nos résultats par les modes TE.

Les résultats obtenus sont représentés par les figures suivantes :

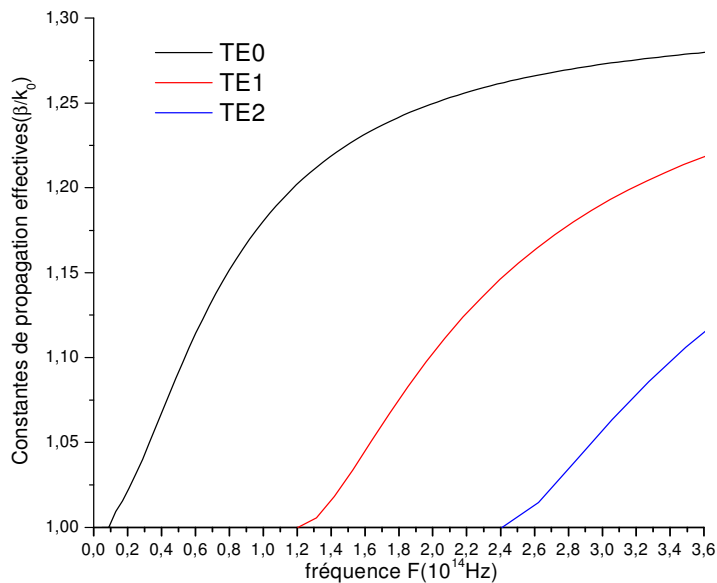


Figure II.5 : Propagation des modes TE dans une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=1.3$, $n_g=1$, $\rho=1.8\mu\text{m}$), Plage de fréquentielle : $F < 5.10^{14}$ Hz

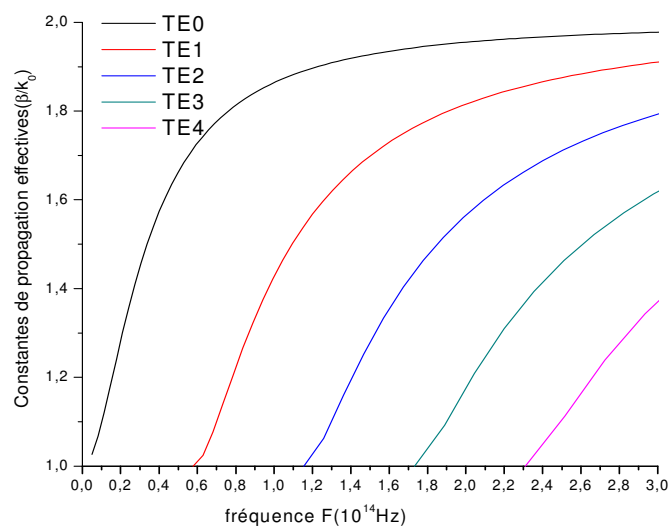


Figure II.6 : Propagation des modes TE dans une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=2$, $n_g=1$, $\rho=1.8\mu\text{m}$), Plage fréquentielle : $F < 5 \cdot 10^{14}\text{Hz}$

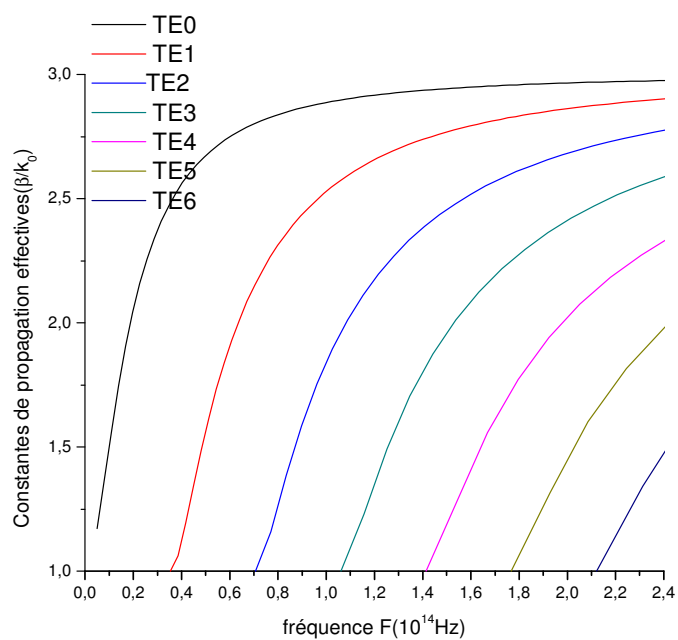


Figure II.7 : Propagation des modes TE propagés dans une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=3$, $n_g=1$, $\rho=1.8\mu\text{m}$), Plage fréquentielle : $F < 5 \cdot 10^{14}\text{Hz}$

La figure II.8 illustre au mieux, pour les deux premiers modes, les remarques citées ci dessus:

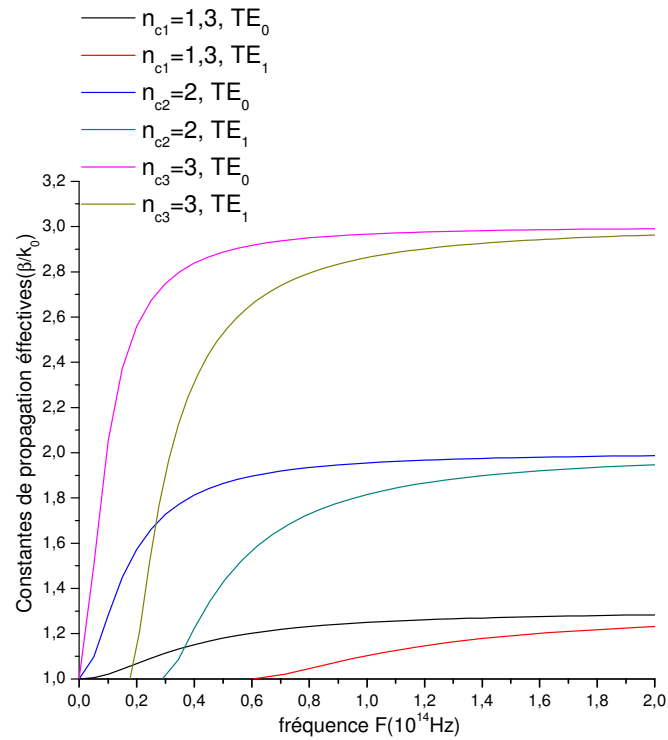


Figure II. 8 : Propagation des modes TE dans un guide plan symétrique pour différents valeurs d'indice du cœur.

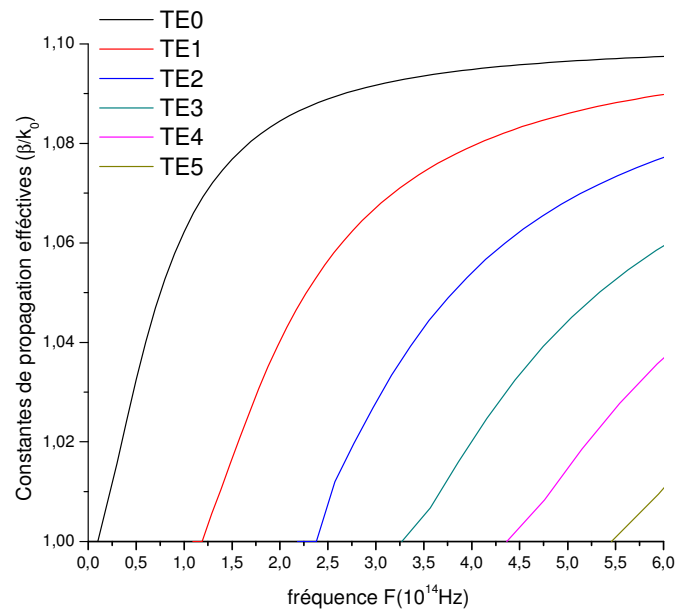


Figure II.9 : Modes TE propagés d'une structure diélectrique planaire symétrique d'indice du cœur $n_c=1.1, F < 8.10^{14}$ Hz

II.2.5.5.2 Influence de l'indice de la gaine sur la propagation des modes

Les résultats sont représentés sur les figures suivantes :

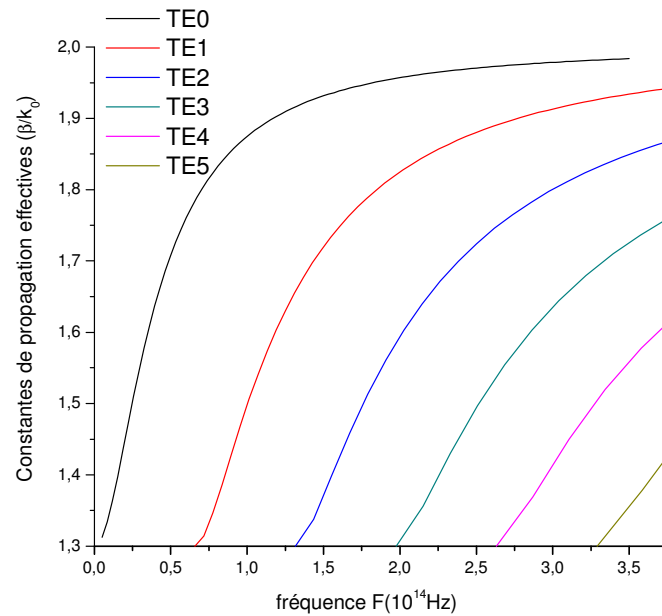


Figure II. 10 : Modes TE propagés d'une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=2$, $n_g=1.3$, $\rho=1.5 \mu\text{m}$), $F < 5 \cdot 10^{14} \text{Hz}$

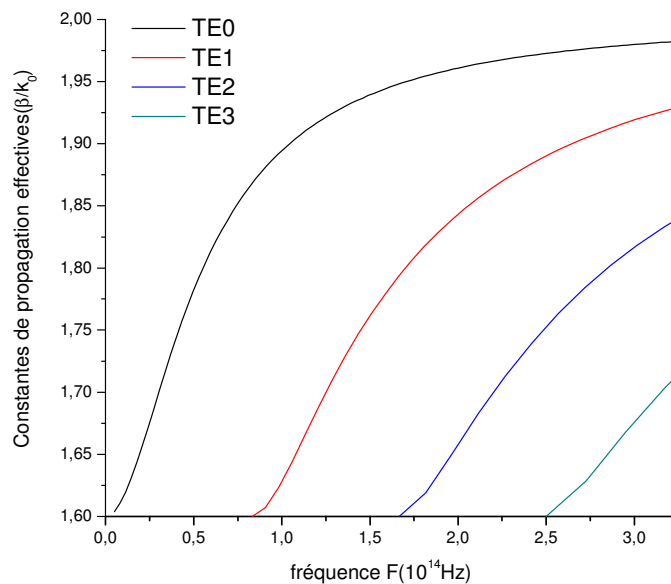


Figure II.11: Modes TE propagés d'une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=2$, $n_g=1.6$, $\rho=1.5 \mu\text{m}$), $F < 5 \cdot 10^{14} \text{Hz}$

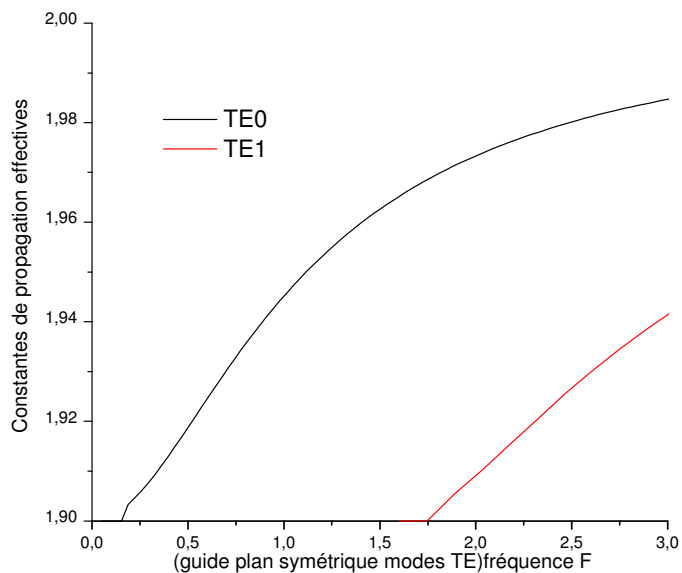


Figure II. 12 : Modes TE propagés d’une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=2$, $n_g=1.9$, $\rho=1.5 \mu\text{m}$), $F < 5.10^{14} \text{Hz}$

Représentation des trois cas sur le même graphe pour les modes TE_0 , TE_1 :

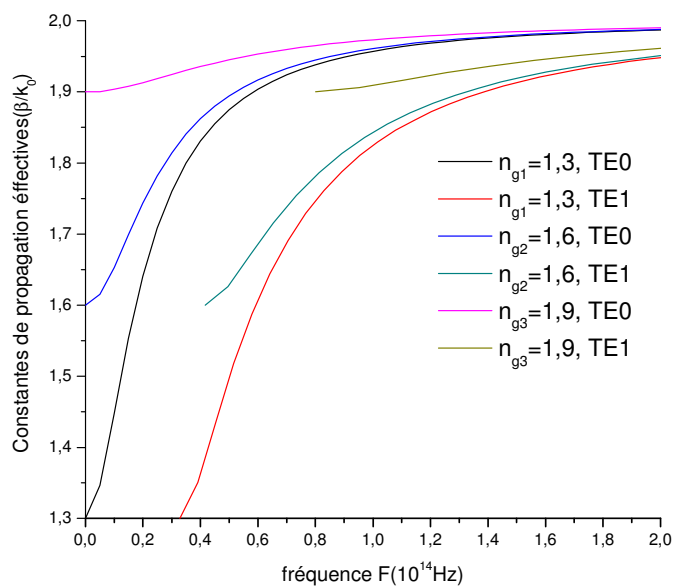


Figure II. 13 : Modes TE propagés dans un guide plan symétrique pour différentes valeurs d’indice de la gaine.

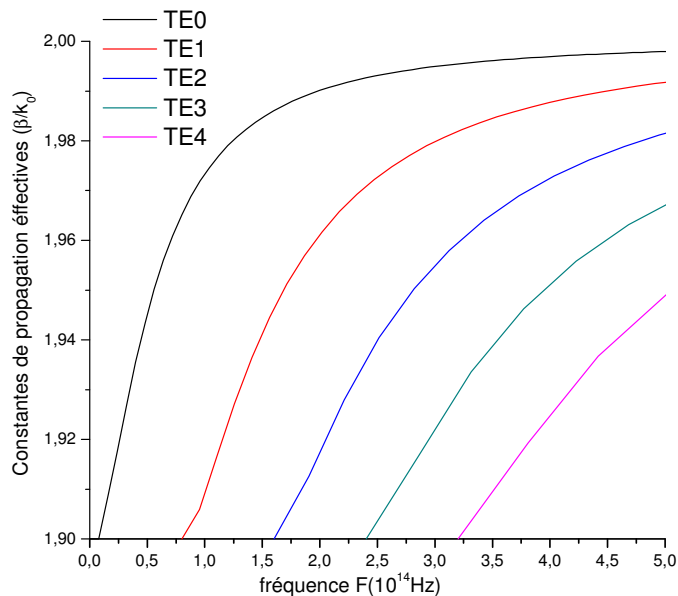


Figure II. 14 : Modes propagés d'une structure diélectrique planaire symétrique ($n_c=2$, $n_g=1.9$, $\rho=1.5 \mu\text{m}$), $F < 8.10^{14}$ Hz

II.2.5.5.3 Influence de la longueur d'onde de la source sur la propagation des modes

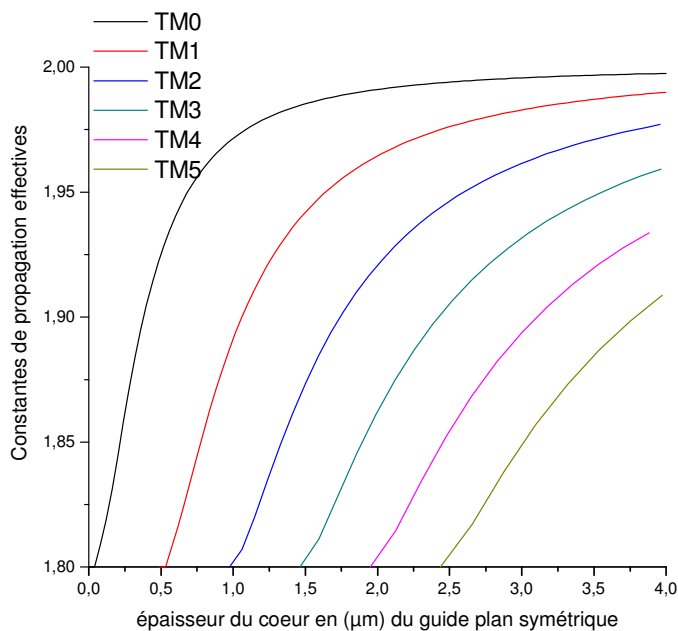


Figure II. 15 : Modes TM propagés d'un guide plan symétrique pour une longueur d'onde de la source $\lambda_0=0.85\mu\text{m}$, ($n_c=2$, $n_g=1.8$, $h < 4.10^{-6}$ m).

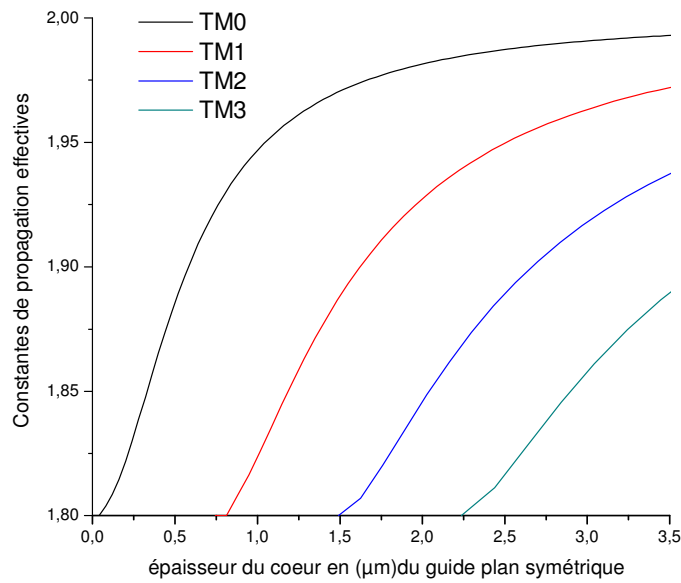


Figure II. 16 : Modes TM propagés d'un guide plan symétrique pour une longueur d'onde de la source $\lambda_0=1.3\mu\text{m}$, ($n_c=2$, $n_g=1.8$, $h < 4.10^{-6}\text{m}$).

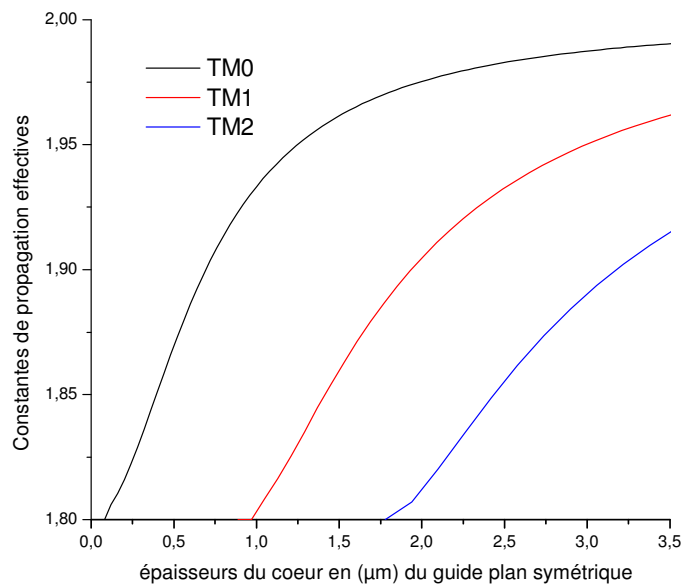


Figure II. 17 : Modes TM propagés d'un guide plan symétrique pour une longueur d'onde de la source $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$, ($n_c=2$, $n_g=1.8$, $h < 4.10^{-6}\text{m}$).

Regroupant les trois cas dans le même graphe pour les modes TM_0 , TM_1 :

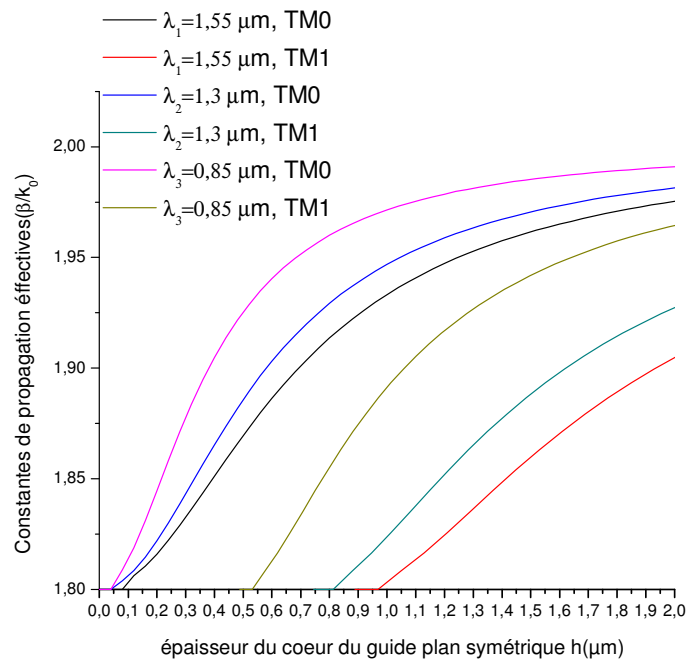


Figure II. 18 : Représentation des modes TM_0 , TM_1 pour les trois longueurs d'ondes connues de la source, ($n_c=2$, $n_g=1.8$, $h < 4 \cdot 10^{-6} \text{m}$).

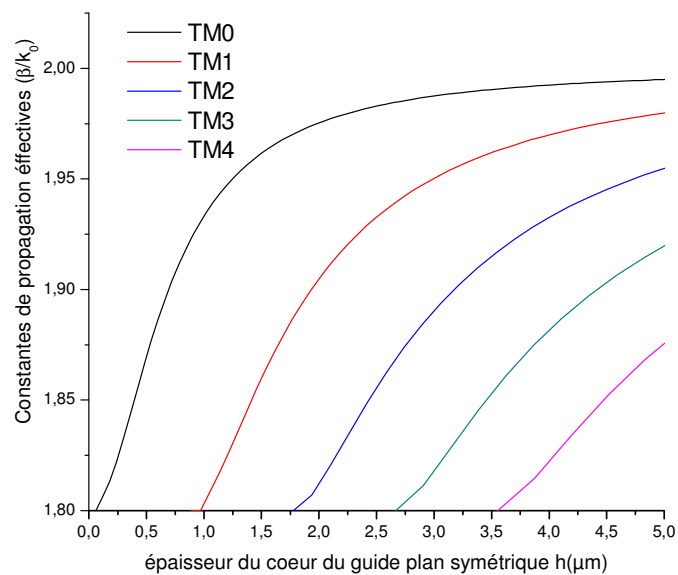


Figure II. 19 : Modes TM propagés d'un guide plan symétrique pour une longueur d'onde de la source $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$, ($n_c=2$, $n_g=1.8$, $h < 6 \cdot 10^{-6} \text{m}$).

II.2.5.5.4 Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes TM d'une structure diélectrique symétrique plane

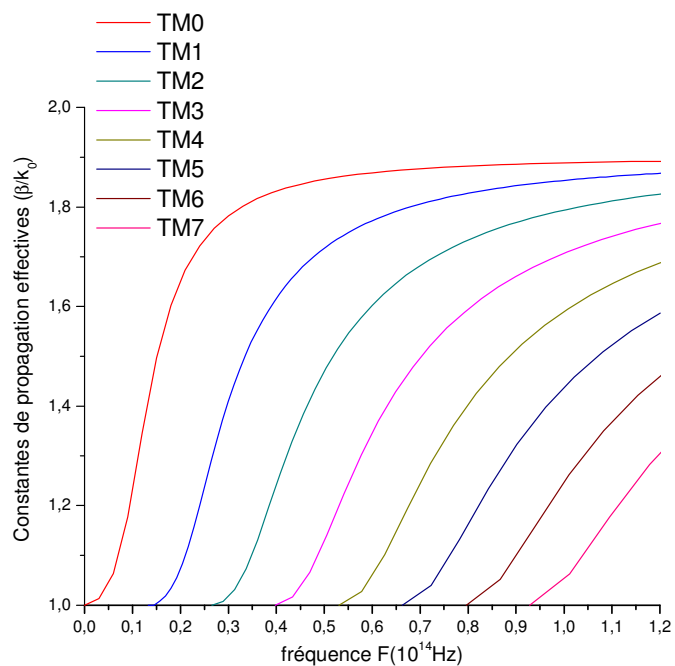


Figure II. 20 : Représentation graphique des modes TM propagés dans une structure planaire symétrique d'indices ($n_1 = 1.9, n_2 = 1.0$) pour une épaisseur du cœur $h_1 = 7.0 \mu\text{m}$, $F < 3.10^{14} \text{Hz}$

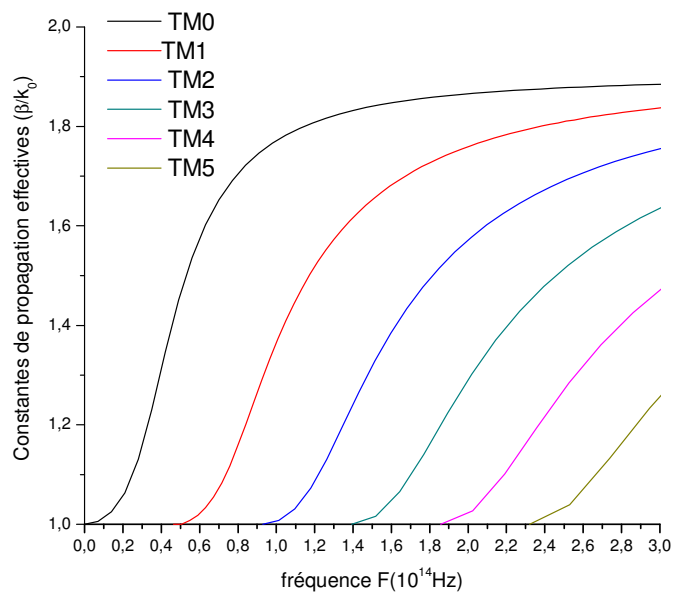


Figure II. 21: Représentation graphique des modes TM propagés dans une structure planaire symétrique d'indices ($n_1 = 1.9, n_2 = 1.0$) pour une épaisseur du cœur $h_2 = 2.0 \mu\text{m}$, $F < 3.10^{14} \text{Hz}$

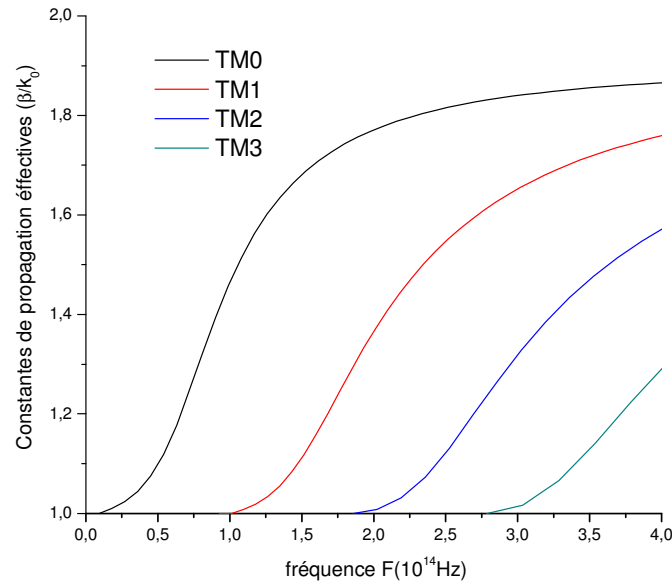


Figure II. 22: Représentation graphique des modes TM propagés dans une structure planaire symétrique d'indices ($n_1 = 1.9$, $n_2 = 1.0$) pour une épaisseur du cœur $h_3=1.0 \mu\text{m}$, $F < 3.10^{14}\text{Hz}$

Pour une meilleure perception de l'influence de l'épaisseur du cœur sur les modes propagés dans un guide plan symétrique, on superpose les trois graphes pour différentes valeurs d'épaisseurs du cœur.

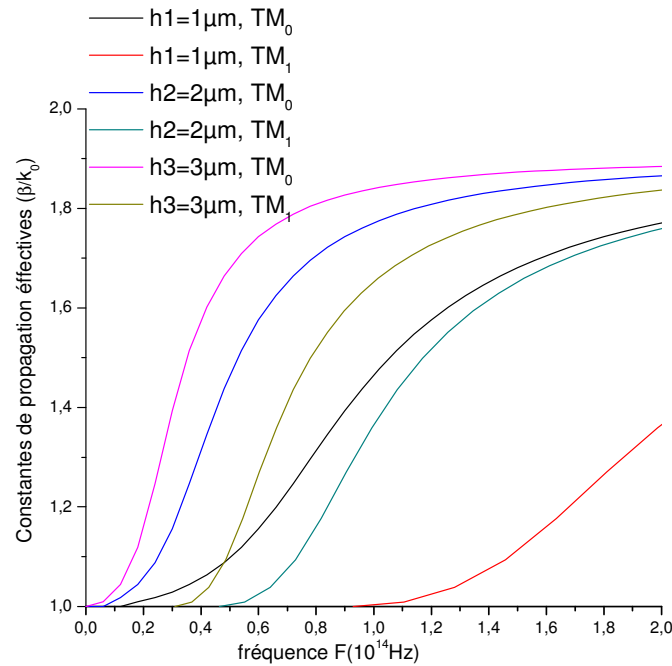


Figure II. 23 : Représentation des modes TM_0 , TM_1 du guide plan symétrique pour trois valeurs de l'épaisseur du cœur ($h_1=1.10^{-6}$ m, $h_2=2.10^{-6}$ m, $h_3=3.10^{-6}$ m), ($n_1 = 1.9$, $n_2 = 1.0$, $F < 3.10^{14}\text{Hz}$)

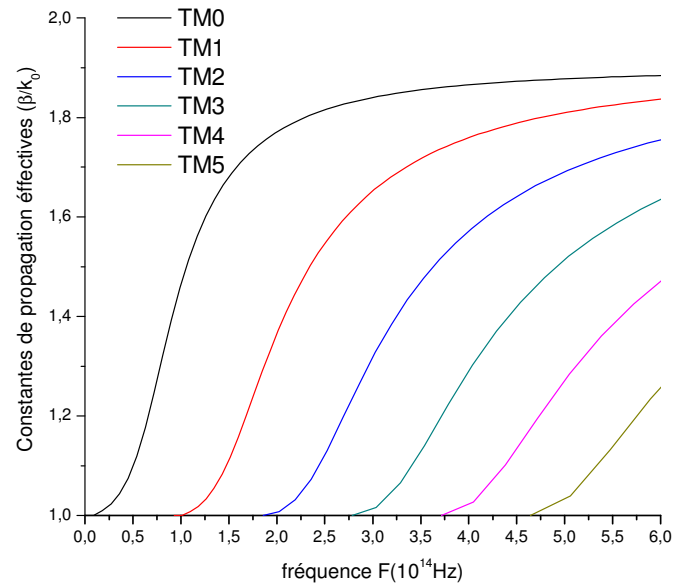


Figure II. 24: Représentation graphique des modes TM propagés dans une structure planaire symétrique d'indices ($n_1 = 1.9$, $n_2 = 1.0$, $F < 8.10^{14}$ Hz) pour une épaisseur du cœur $h_1 = 1.0 \mu\text{m}$, avec élargissement de la bande fréquentielle.

III.2.5.6 Commentaires et conclusions

Commentaires 1

Les figures (II. 2, 3, 4), représentent une comparaison entre les modes TE et TM d'une structure diélectrique planaire symétrique, nous constatons ce qui suit :

- Les modes TE et TM du guide planaire symétrique ont les mêmes fréquences de coupure.
- Les constantes de propagation des modes TE sont nettement plus supérieures que celles des modes TM.
- En diminuant la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine, les modes TE et TM se superposent.

Conclusions 1

- L'étude par l'approche électromagnétique des guides plans symétriques, nous a révélée 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, les modes d'ordres inférieurs ont la puissance la plus élevée, donc c'est le mode TE_0 qui transporte la plus grande partie de la puissance transmise par la structure.
- Au voisinage des fréquences de coupures, les constantes de propagation sont les plus petites, donc seulement une minime partie de la puissance transmise sera transportée dans la gaine.
- Aux fréquences élevées, les constantes de propagation sont les plus grandes, donc, la majeure partie de la puissance transmise est véhiculée dans le cœur.
- les modes TE transportent mieux la puissance que les modes TM.
- Pour les faibles différences entre l'indice du cœur et celui de la gaine, l'excitation par le mode TE ou le mode TM s'est avéré identique car le rendement dans les deux cas reste le même.

Commentaires 2

Les figures (II. 5, 6, 7, 8, 9), représentent l'influence de l'indice du cœur sur les modes du guide plan symétrique, nous constatons ce qui suit :

- Le mode TE_0 est toujours présent. Il a une fréquence de coupure nulle.
- Pour une plage donnée de fréquence, les modes d'ordre supérieur ont les constantes de propagation les plus petites et les fréquences de coupures les plus élevées.

- Le nombre de modes propagés augmente avec l'augmentation de l'indice du cœur.
- Les fréquences de coupures des modes diminuent avec l'augmentation de l'indice du cœur.
- L'augmentation en valeur des constantes de propagation des modes a pour cause l'augmentation de l'indice du cœur.

Conclusions 2

- Pour augmenter la puissance transportée, il faut augmenter l'indice du cœur.
- Pour avoir un nombre fini de modes propagés, il faut minimiser l'indice du cœur.
- Pour avoir des fréquences de coupure plus petites, il faut augmenter l'indice du cœur et inversement.

Commentaires 3

Les figures (II.10, 11, 12, 13, 14), représentent l'influence de l'indice de la gaine sur les modes du guide plan symétrique, on constate que :

- La diminution du nombre des modes propagés a pour cause l'augmentation de l'indice de la gaine.
- L'augmentation des fréquences de coupures des modes est due à l'augmentation de l'indice de la gaine.
- En élargissant la plage de fréquentielle, il y aura augmentation du nombre de modes même si l'indice de la gaine est grand.

Conclusion 3

- Pour avoir un nombre fini des modes guidés, il faut augmenter l'indice de la gaine.
- Pour diminuer les fréquences de coupures des modes, il faut diminuer l'indice de la gaine.
- Si on augmente la fréquence de travail, il faut augmenter l'indice de la gaine pour avoir une propagation confinée dans le cœur.

Commentaires 4

Les figures (II.15, 16, 17, 18, 19), représentent l'influence de la longueur d'onde de la source sur les modes du guide plan symétrique, on constate ce qui suit :

- L'augmentation des épaisseurs des coupures pour chaque mode est due à l'augmentation de la longueur d'onde de la source.
- 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 propagations des modes

Conclusion 4

- Pour avoir un nombre fini de modes propagés pour les petites longueurs d'ondes de la source, il faut minimiser l'épaisseur du cœur.
- Pour avoir une propagation guidée pour les grandes longueurs d'ondes de la source, il faut augmenter l'épaisseur du cœur.

Commentaires 5

Les figures (II.20, 21, 22, 23, 24), représentent l'influence de l'épaisseur du cœur sur les modes du guide plan symétrique, nous constatons ce qui suit :

- Le nombre des modes propagés augmente avec l'augmentation de l'épaisseur du cœur.
- Les fréquences des coupures des modes augmentent avec la diminution de l'épaisseur du cœur.
- En augmentant l'épaisseur du cœur, les constantes de propagation des modes augmentent.
- Si on augmente la plage fréquentielle, il apparaît d'autres modes même si l'épaisseur du cœur est très petite.

Conclusions 5

- Pour avoir un nombre limité de modes propagés dans une structure planaire, il faut minimiser l'épaisseur du cœur.
- Pour avoir une propagation des modes dans une structure très épaisse, il faut augmenter la fréquence de la source.

Tous les résultats obtenus concordent avec ceux de la littérature [1],[11]

II.2.6 Le guide plan asymétrique

Le cas du guide asymétrique est plus courant en optique intégrée ; le guide est schématisé en figure II.25.

Pour ce type de guide plan, l'indice du superstrat et celui du substrat ne sont pas les mêmes ; donc les déphasages φ_{R1} et φ_{R2} sur les deux interfaces (cœur/superstrat et cœur/substrat) ne sont pas égaux. Où n_{g1} : est l'indice de réfraction du superstrat (gaine1), et n_{g2} : est l'indice de réfraction du substrat (gaine 2) ; tel que : $n_{g1} > n_{g2}$.

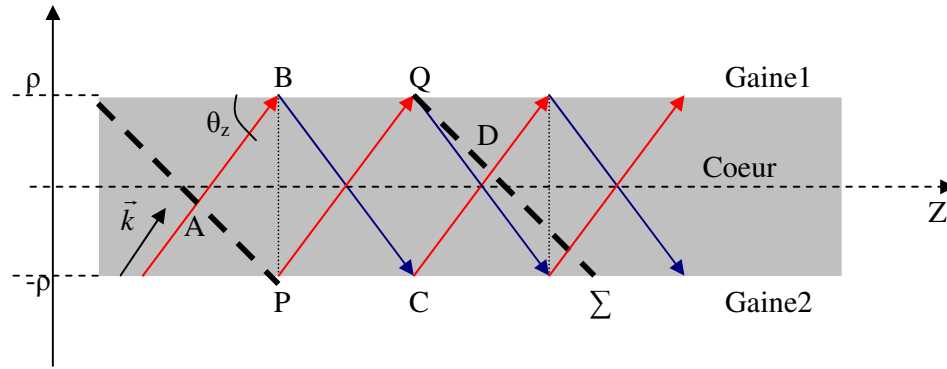


Figure II.25 : Réflexion totale aux interfaces du guide plan asymétrique.

L'équation de dispersion s'obtient en effectuant exactement le même raisonnement que pour le guide plan symétrique ; la seule différence réside dans les déphasages aux interfaces.

Dans le cas du guide plan asymétrique, on a deux coefficients de réflexion pour chacune des incidences (TE et TM). On a le coefficient de réflexion à l'interface cœur/gaine1 et celui à l'interface cœur/gaine2.

II.2.6.1 Coefficients et déphasage de réflexion pour une onde incidente transverse électrique

$$\Gamma_{N1} = \frac{n_c \cos \theta_i - j\sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g1}^2}}{n_c \cos \theta_i + j\sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g1}^2}} \Rightarrow \varphi_{R1} = -2 \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - n_{g1}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \beta^2}} \right) \quad (II.97)$$

$$\Gamma_{N2} = \frac{n_c \cos \theta_i - j\sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g2}^2}}{n_c \cos \theta_i + j\sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g2}^2}} \Rightarrow \varphi_{R2} = -2 \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta^2 - n_{g2}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \beta^2}} \right)$$

II.2.6.2 Coefficients de réflexion et déphasages pour une onde incidente transverse magnétique

$$\Gamma_{N1} = \frac{-n_{g1} \cos \theta_i + j n_c / n_{g1} \sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g1}^2}}{n_{g1} \cos \theta_i + j n_c / n_{g1} \sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g1}^2}} \Rightarrow \varphi_{R1} = -2 \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{\bar{\beta}^2 - n_{g1}^2}}{n_{g1}^2 \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right)$$

$$\Gamma_{N2} = \frac{-n_{g2} \cos \theta_i + j n_c / n_{g2} \sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g2}^2}}{n_{g2} \cos \theta_i + j n_c / n_{g2} \sqrt{n_c^2 \sin^2 \theta_i - n_{g2}^2}} \Rightarrow \varphi_{R2} = -2 \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{\bar{\beta}^2 - n_{g2}^2}}{n_{g2}^2 \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right)$$
(II.98)

Donc, on peut écrire :

$$(\varphi_R)_i = -2 \arctan \left(g_i \frac{\sqrt{\bar{\beta}^2 - n_{gi}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}^2}} \right) ; \quad i = 1, 2$$

$$g_i = 1 : \text{ pour } \vec{E} \text{ parallèle à l'interface} \quad (II.99)$$

$$g_i = \frac{n_c^2}{n_{gi}^2} : \text{ pour } \vec{H} \text{ parallèle à l'interface}$$

II.2.6.3 Les conditions de guidages

$$\sup(n_{g2}, n_{g1}) < \bar{\beta} < n_{\text{coeur}} \quad (II.100)$$

$$\varphi_{ABCD} - \varphi_{PQ} = 2\varphi_{AB} + \varphi_{R1} + \varphi_{R2} = 2m\pi$$

Relation nous permettant la déduction de l'équation de dispersion pour le guide plan asymétrique.

II.2.6.4 Equation de dispersion

$$\left(\frac{4\pi\rho}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2} \right) - \arctan \left(g_i \frac{\sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g1}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - \arctan \left(g_i \frac{\sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g2}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - m\pi = 0 \quad (II.101)$$

II.2.6.4.1 Equation de dispersion Pour le mode TE

$g_i = 1$, donc l'équation caractéristique est :

$$\left(\frac{4\pi\rho}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2} \right) - \arctan \left(\frac{\sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g1}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - \arctan \left(\frac{\sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g2}^2}}{\sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - m\pi = 0 \quad (II.102)$$

II.2.6.4.2 Equation de dispersion Pour le mode TM

$$g_i = \frac{n_c^2}{n_{gi}^2} \quad i = 1, 2$$

$$\left(\frac{4\pi\rho}{c} f \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2} \right) - \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g1}^2}}{n_{g1}^2 \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{\bar{\beta}_m^2 - n_{g2}^2}}{n_{g2}^2 \sqrt{n_c^2 - \bar{\beta}_m^2}} \right) - m\pi = 0 \quad (\text{II.103})$$

II.2.6.5 Les fréquences de coupure pour les modes TE

$$f_m = \frac{c \left(\arctan \left(\frac{\sqrt{n_{g1}^2 - n_{g2}^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}} \right) + m\pi \right)}{(4\pi\rho \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2})} \quad (\text{II.104})$$

II.2.6.6 Les fréquences de coupure pour les modes TM

$$f_m = \frac{c \left(\arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{n_{g1}^2 - n_{g2}^2}}{n_{g2}^2 \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}} \right) + m\pi \right)}{(4\pi\rho \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2})} \quad (\text{II.105})$$

D'où :

$$\lambda_m = \frac{4\pi\rho \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}}{m\pi + \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{n_{g1}^2 - n_{g2}^2}}{n_{g2}^2 \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}} \right)} \quad (\text{II.106})$$

$$2\rho_m = \frac{m\pi + \arctan \left(\frac{n_c^2 \sqrt{n_{g1}^2 - n_{g2}^2}}{n_{g2}^2 \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}} \right)}{2\pi/\lambda \sqrt{n_c^2 - n_{g1}^2}}$$

Sont l'épaisseur et la longueur d'onde de coupure pour le m^{iem} mode.

II.2.6.7 Comparaison entre les modes TE d'un guide plan symétrique et les modes TE d'un guide plan asymétrique

Pour cette comparaison, nous traçons les constantes de propagation effectives des modes TE en fonction de la fréquence pour une structure diélectrique planaire symétrique et asymétrique sur le même graphe. Cette comparaison est donc focalisée sur les constantes de propagation des modes, les fréquences de coupures, l'influence du substrat, et les modes du guide plan asymétrique.

Pour cela, la valeur d'indice du cœur est la même pour les deux types de guides, et l'indice du superstrat du guide asymétrique est égal à l'indice de la gaine du guide symétrique :

La variation de l'indice du substrat du guide plan asymétrique, a donnée les résultats représentés par les figures suivantes :

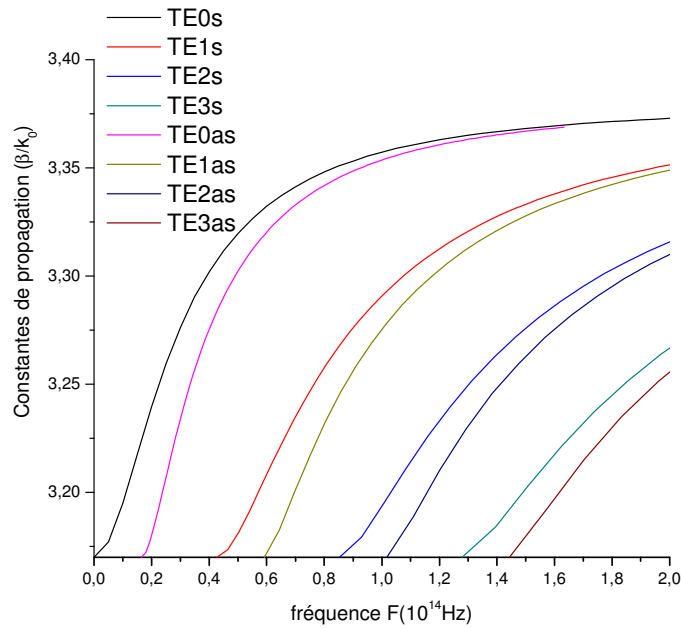


Figure II. 26 : Modes TE du guide plan symétrique et asymétrique pour les valeurs d'indices ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=3.17$, $n_{subs}=0.3$).

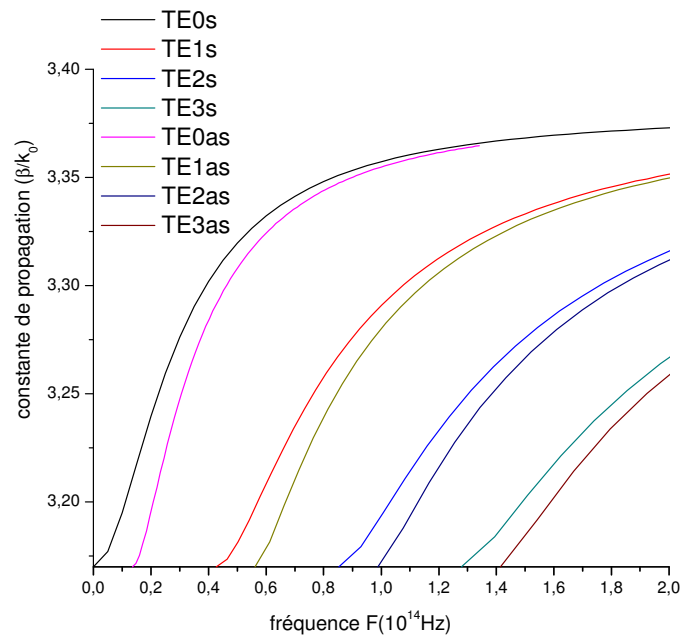


Figure II. 27 : Modes TE du guide plan symétrique et asymétrique pour les valeurs d'indices ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=3.17$, $n_{subs}=2.6$).

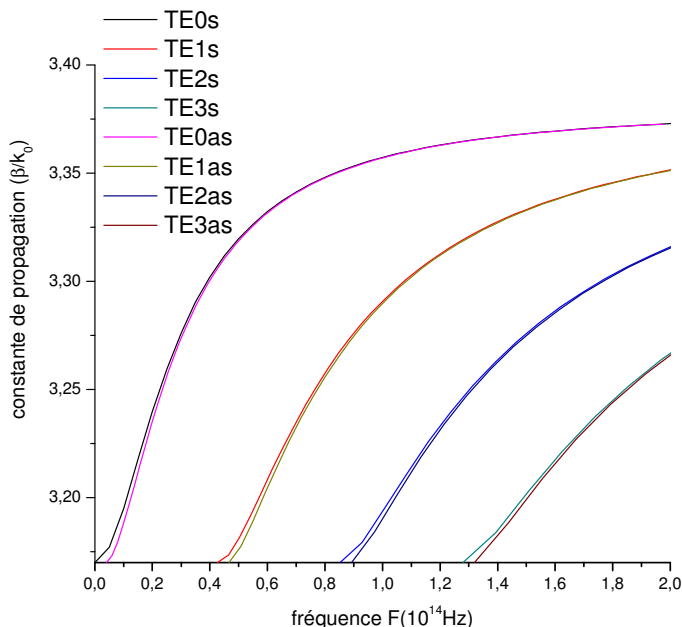


Figure II. 28 : Modes TE du guide plan symétrique et asymétrique pour les valeurs d'indices ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=3.17$, $n_{subs}=3.15$).

II.2.6.8 Comparaison des modes TE, et TM d'un guide plan asymétrique

Dans cette partie, on évalue la différence entre les modes TE et TM d'une structure diélectrique planaire asymétrique, en ce qui concerne : les constantes de propagation, les fréquences de coupures et lorsque les modes TE, TM se superposent.

Pour cela, nous traçons les constantes de propagation effectives $\bar{\beta}$ en fonction de la fréquence, en changeant à chaque fois la différence d'indice entre le cœur et la gaine.

Les résultats sont représentés par les figures suivantes :

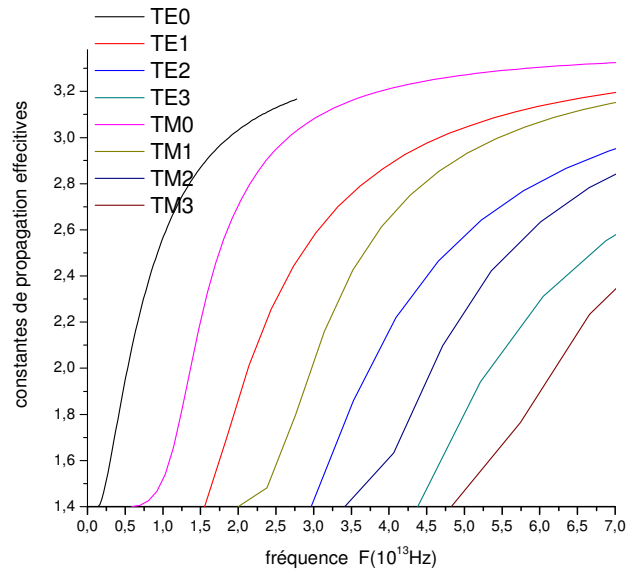


Figure II. 29 : Modes TE, TM du guide plan asymétrique avec ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=1.4$, $n_{subs}=1$).

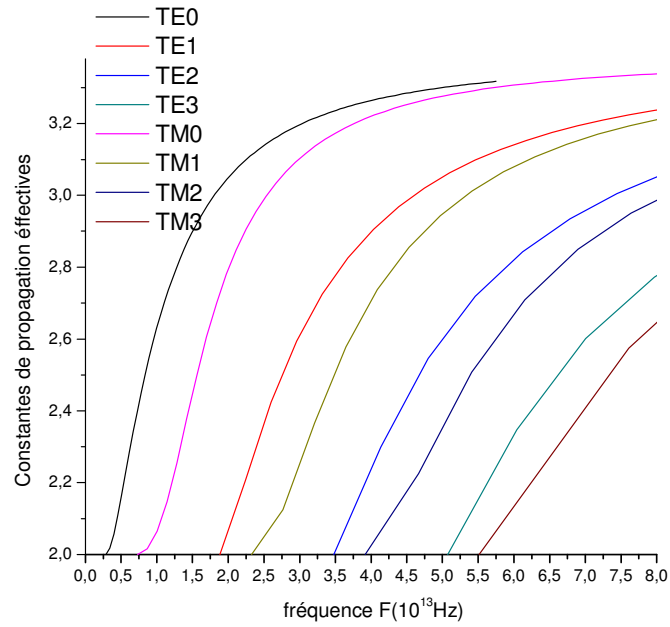


Figure II. 30 : Modes TE, TM du guide plan asymétrique avec ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=2$, $n_{subs}=1$).

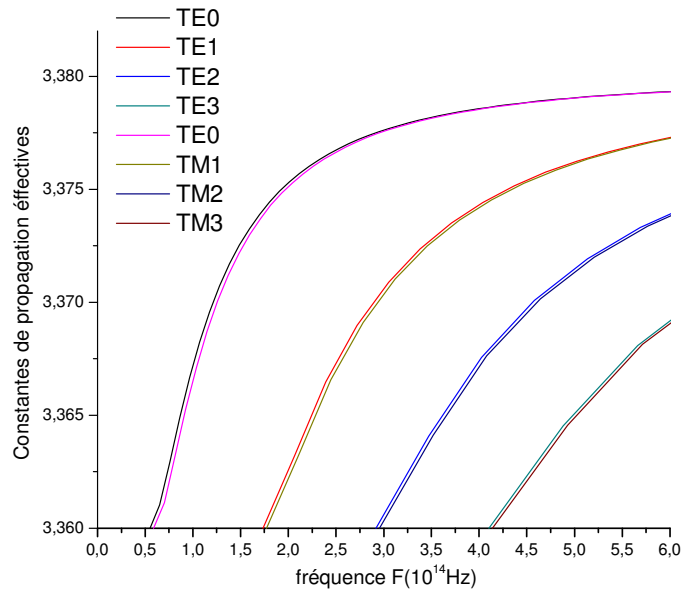


Figure II. 31 : Modes TE, TM du guide plan asymétrique avec ($n_c=3.38$, $n_{g=super}=3.36$, $n_{subs}=1$).

II.2.6.9 Influence des paramètres physiques du guide plan asymétrique et de la source sur les modes propagés

Dans cette partie, on évalue l'influence des paramètres physiques (indice du cœur, indice de la gaine, différence d'indice entre le substrat et le superstrat et l'épaisseur du cœur) du guide plan asymétrique, ainsi que la longueur d'onde de la source sur le nombre de modes, qui se propagent, sur les fréquences de coupures des modes et sur les constantes de propagation des modes. Des conséquences importantes sont soulignées.

II.2.6.9.1 Influence de l'indice du cœur sur les modes propagés

La variation de l'indice du cœur a mené aux résultats qui sont illustrés par les figures suivantes :

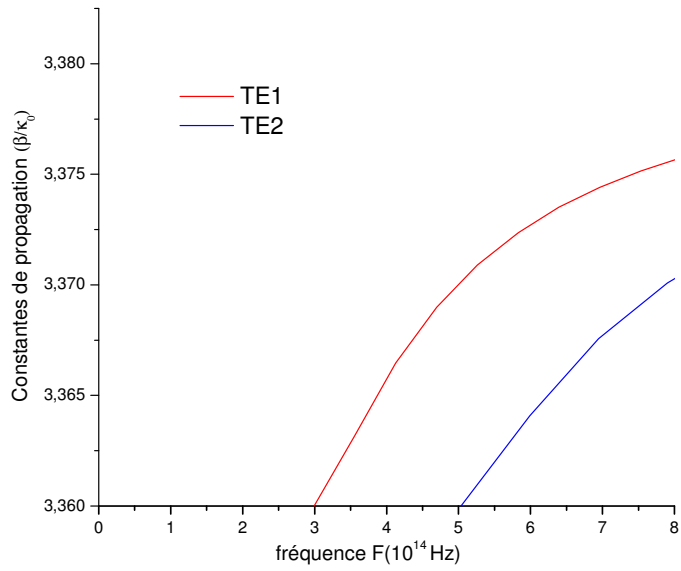


Figure II. 32 : Modes TE du guide plan asymétrique, ($n_c=3.38$, $n_{super}=3.36$, $n_{sub}=1$).

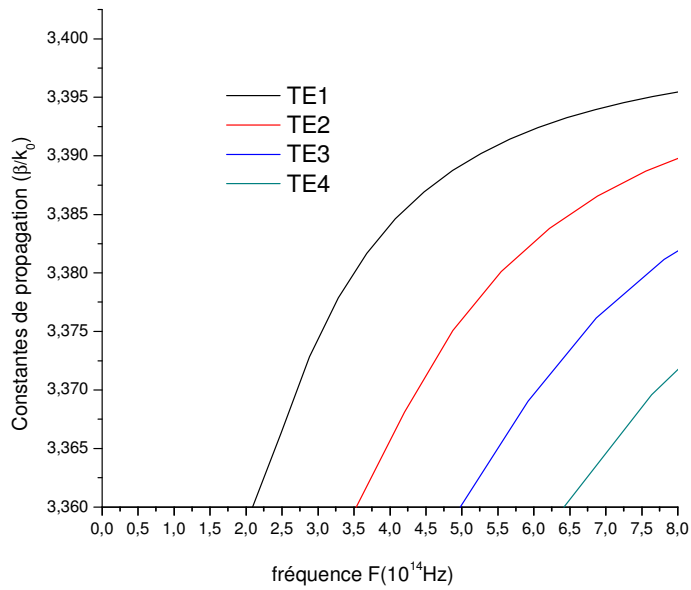


Figure II. 33 : Modes TE du guide plan asymétrique, ($n_c=3.4$, $n_{super}=3.36$, $n_{sub}=1$).

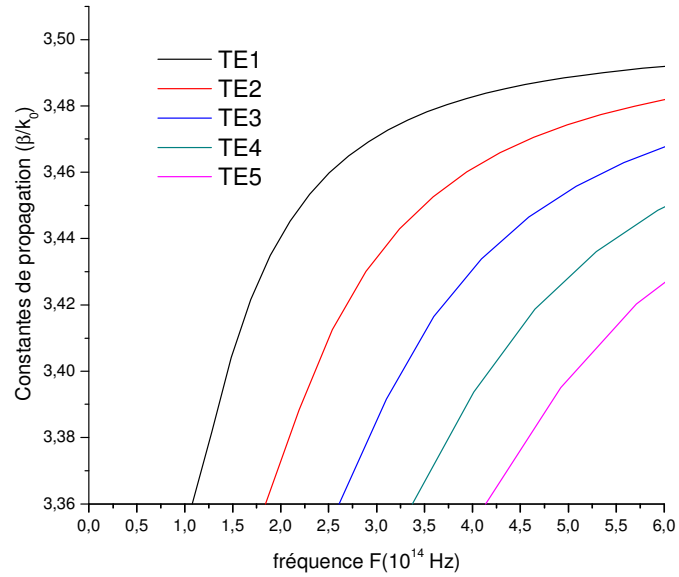


Figure II. 34 : Modes TE du guide plan asymétrique, ($n_c=3.5$, $n_{\text{super}}=3.36$, $n_{\text{sub}}=1$).

II.2.6.9.2 Influence de l'indice de la gaine sur les modes propagés

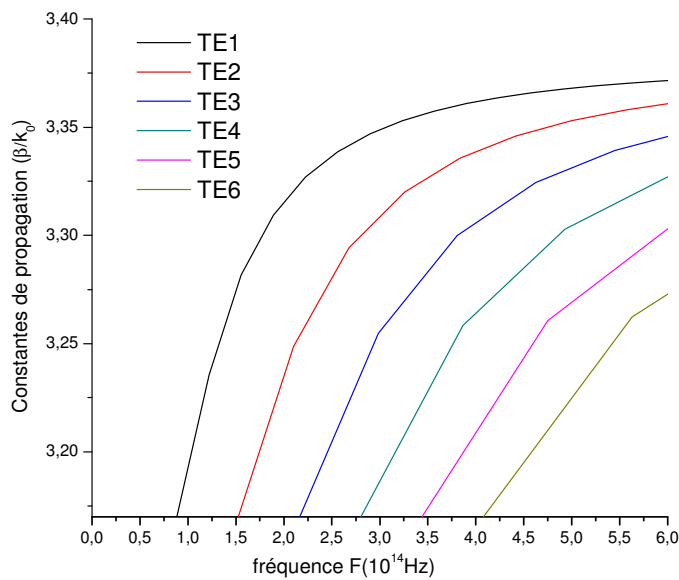


Figure II. 35 : Modes TE du guide plan asymétrique ($n_{\text{super}}=3.17$, $n_c=3.38$, $n_{\text{sub}}=1$), $F < 15 \cdot 10^{14}$

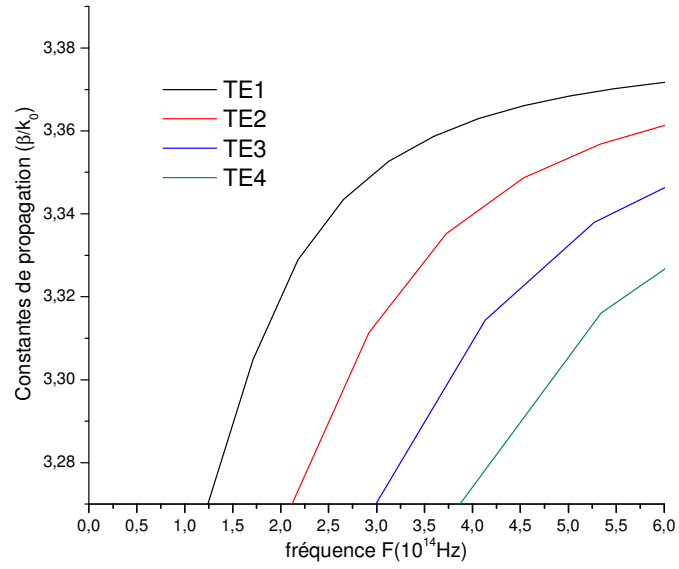


Figure II. 36 : Modes TE du guide plan asymétrique ($n_{\text{super}}=3.27$, $n_c=3.38$, $n_{\text{sub}}=1$), $F < 15 \cdot 10^{14}$

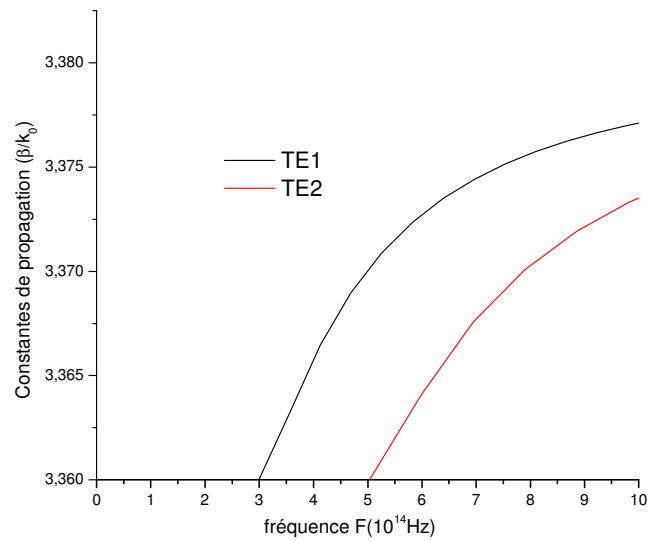


Figure II. 37 : Modes TE du guide plan asymétrique ($n_{\text{super}}=3.36$, $n_c=3.38$, $n_{\text{sub}}=1$), $F < 15 \cdot 10^{14}$

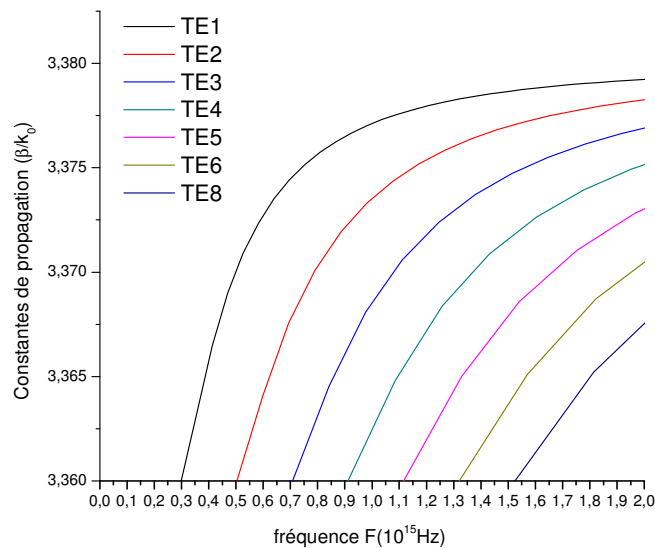


Figure II. 38 : Modes TE du guide plan asymétrique ($n_{\text{super}}=3.36$, $n_c=3.38$, $n_{\text{sub}}=1$), $F < 30.10^{14}$ Hz

II.2.6.9.3 Influence de La différence d'indice entre le cœur et la gaine

Dans ce cas on va augmenter l'indice du cœur et l'indice de la gaine du guide plan asymétrique de telle façon à maintenir la différence entre eux constante.

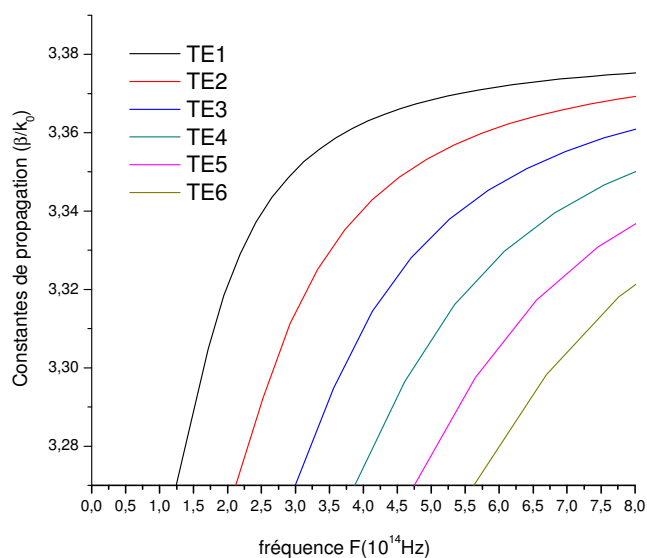


Figure II. 39 : Modes TE du guide plan asymétrique, $n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.27$, $n_{\text{sub}}=1$.

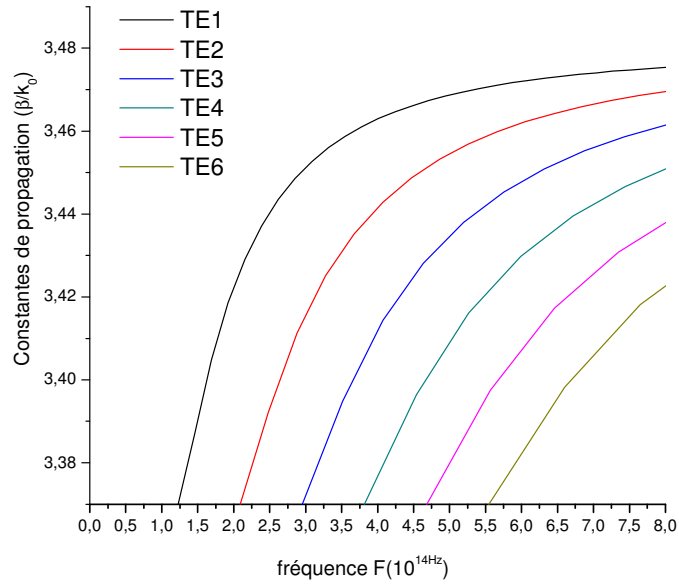


Figure II. 40 : Modes TE du guide plan asymétrique, $n_c=3.48$, $n_{super}=3.37$, $n_{sub}=1$.

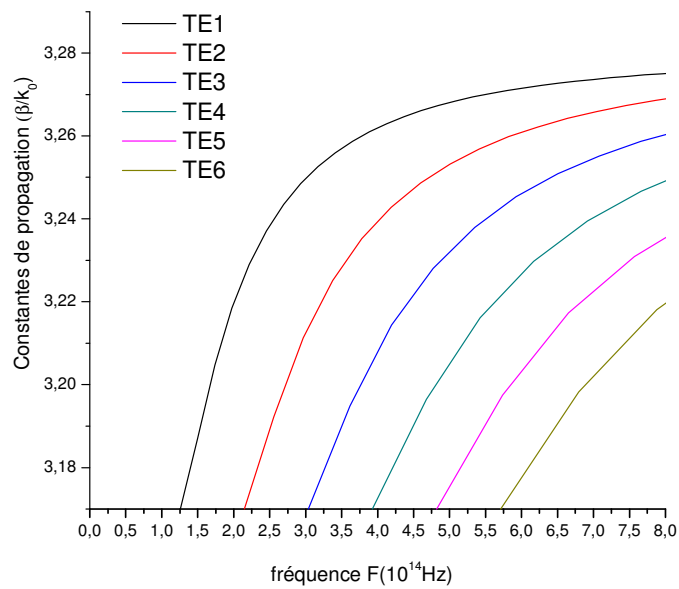


Figure II. 41 : Modes TE du guide plan asymétrique, $n_c=3.28$, $n_{super}=3.17$, $n_{sub}=1$.

II.2.6.9.4 Influence de la longueur d'onde de la source sur la propagation des modes

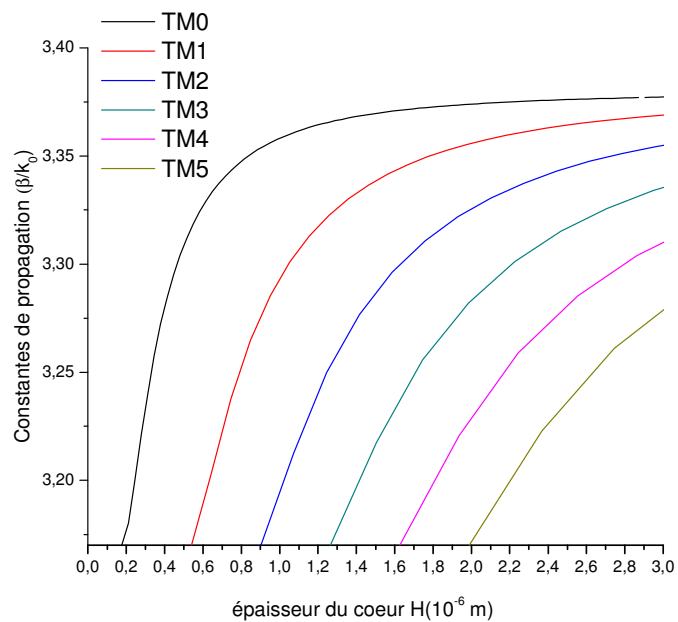


Figure II. 42 : Modes TM du guide plan asymétrique, $\lambda_0=0.85\mu\text{m}$, ($n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.17$, $n_{\text{sub}}=1$, $h<5.10^{-6}\text{m}$)

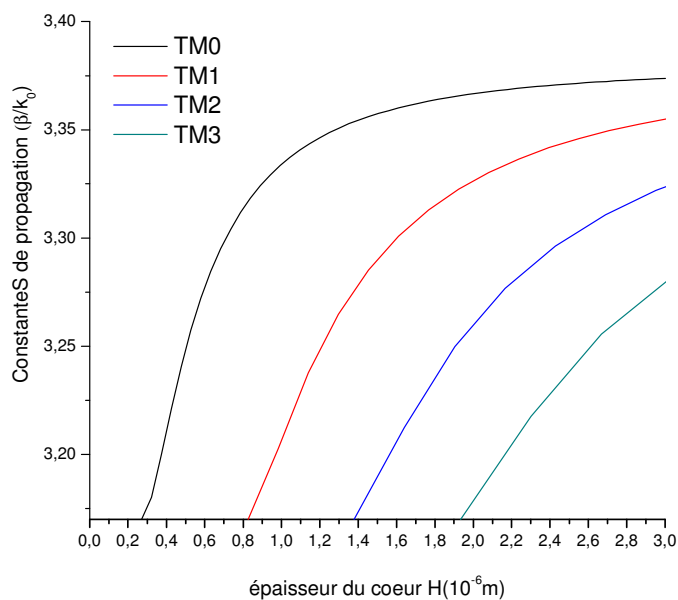


Figure II. 43 : Modes TM du guide plan asymétrique, $\lambda_0=1.3\mu\text{m}$, ($n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.17$, $n_{\text{sub}}=1$, $h<5.10^{-6}\text{m}$)

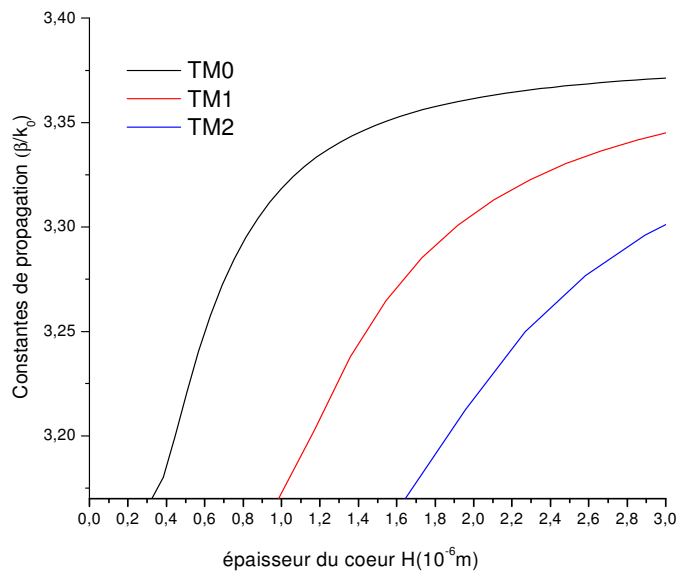


Figure II. 44 : Modes TM du guide plan asymétrique, $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$, ($n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.17$, $n_{\text{sub}}=1$, $h < 5.10^{-6}\text{m}$)

Les trois cas sont représentés sur le même graphe pour les modes TM_0 , TM_1 :

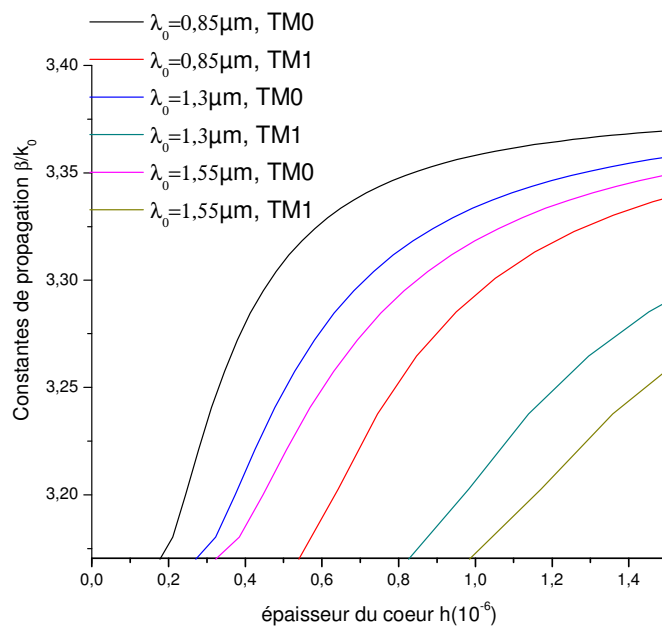


Figure II. 45 : Modes TM_0 , TM_1 du guide plan asymétrique, $\lambda_0=(0.85, 1.3, 1.55\mu\text{m})$, ($n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.17$, $n_{\text{sub}}=1$, $h < 5.10^{-6}\text{m}$)

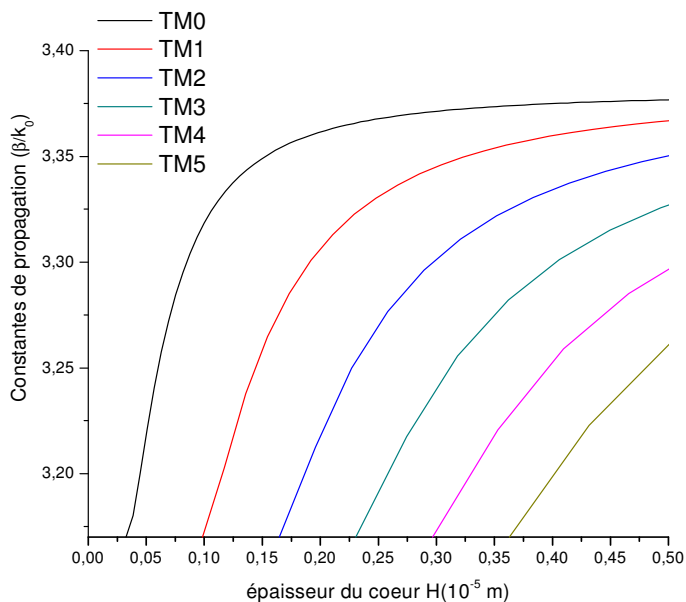


Figure II. 46 : Modes TM du guide plan asymétrique, $\lambda_0=1.55\mu\text{m}$, ($n_c=3.38$, $n_{\text{super}}=3.17$, $n_{\text{sub}}=1$, $h<1.10^{-5}\text{m}$)

II.2.6.9.5 Influence de l'épaisseur du cœur sur la propagation des modes

Les résultats sont présentés par les figures suivantes :

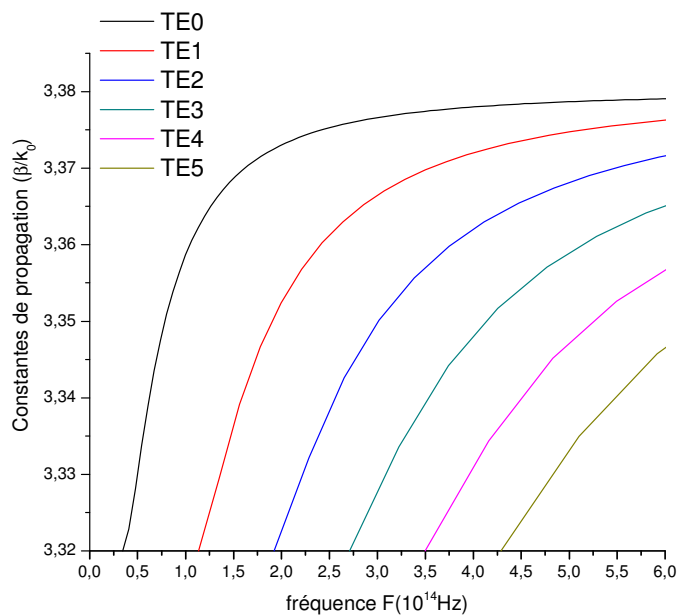


Figure II. 47 : Modes TE du guide plan asymétrique pour un épaisseur du cœur, $h_1=3.0\mu\text{m}$, ($n_n=3.38$, $n_{\text{sup}}=3.32$, $n_{\text{sub}}=1$, $F<10^{15}\text{Hz}$)

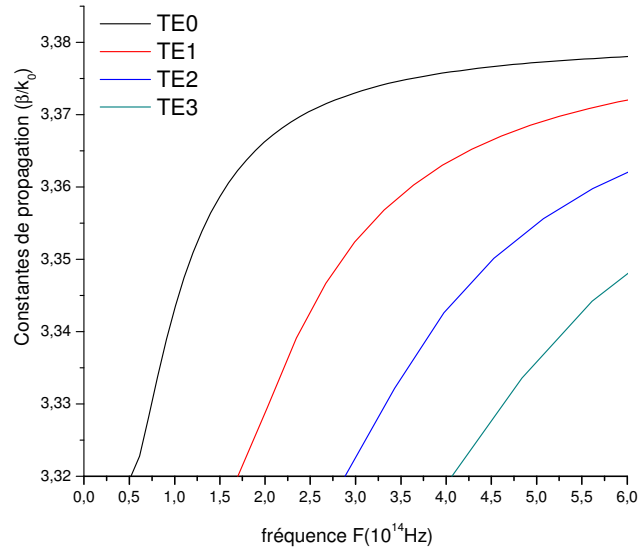


Figure II. 48 : Modes TE du guide plan asymétrique pour un épaisseur du cœur, $h_1=2.0 \mu\text{m}$, ($n_n=3.38$, $n_{\text{sup}}=3.32$, $n_{\text{sub}}=1$, $F<10^{15}\text{Hz}$)

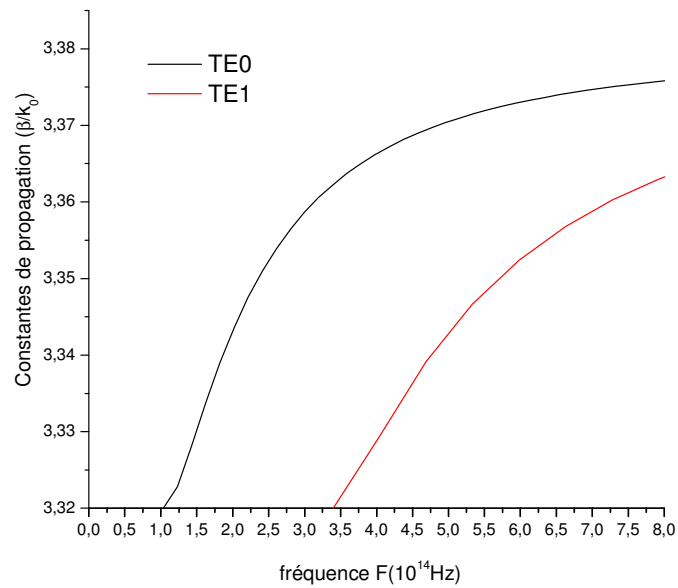


Figure II. 49 : Modes TE du guide plan asymétrique pour un épaisseur du cœur, $h_1=1.0 \mu\text{m}$, ($n_n=3.38$, $n_{\text{sup}}=3.32$, $n_{\text{sub}}=1$, $F<10^{15}\text{Hz}$)

Les trois cas sont représentés sur le même graphe pour les modes TE_0 , TE_1 :

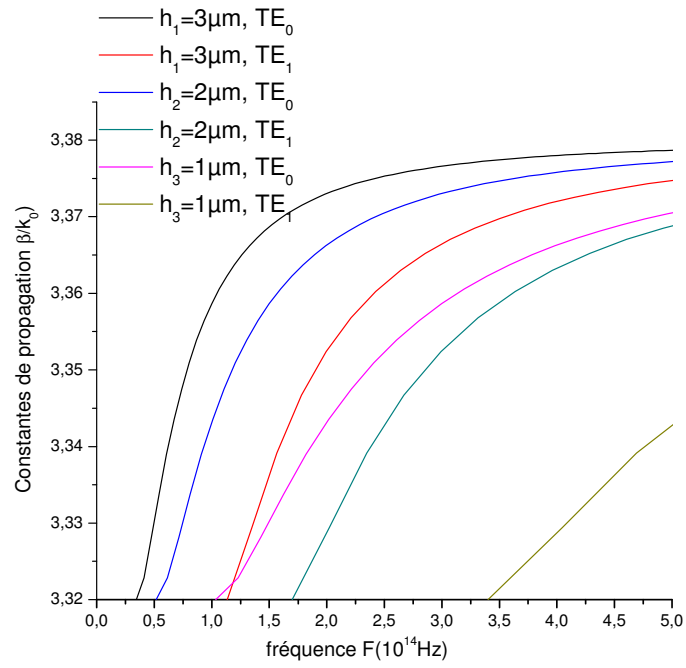


Figure II. 50 : Modes TE_0, TE_1 du guide plan asymétrique, $h = (3, 2, 1) \mu\text{m}$, ($n_n=3.38, n_{\text{sup}}=3.32, n_{\text{sub}}=1, F < 10^{15} \text{Hz}$)

III.2.6.10 Commentaires et conclusions

Commentaire 1

Les figures (II. 26, 27, 28) représentent les comparaisons entre les modes de la structure symétrique et celle asymétrique, on constate que :

- Les fréquences de coupures des modes du guide symétrique sont plus petites que celles du guide asymétrique.
- Les constantes de propagation du guide plan symétrique sont plus grandes que celles du guide plan asymétrique.
- L'indice du substrat a une très petite influence sur les fréquences de coupures des modes du guide asymétrique.
- Dès que l'indice du substrat se rapproche de celui du superstrat, les modes du guide symétrique et asymétrique se confondent, et le guide devient symétrique.

Conclusions 1

- Puisque les constantes de propagation du guide plan symétrique sont plus grandes que celles du guide plan asymétrique, donc les guides plans symétriques transportent mieux la puissance que les guides asymétriques.
- Puisque les fréquences de coupures du guide asymétrique sont plus grandes que celles du guide symétrique, donc les guides plans asymétriques sont mieux utilisés pour des applications en hautes fréquences.

Commentaire 2

Les figures (II. 29, 30, 31) représentent les comparaisons entre les modes TE et TM de la structure asymétrique, on constate que :

- Les constantes de propagation des modes TE sont supérieures à celles des modes TM.
- Les fréquences de coupures des modes TM sont plus élevées à celles des modes TE.
- En diminuant la différence d'indice entre le cœur et la gaine, les modes TE, TM ne sont plus distincts.

Conclusion 2

- Les modes TE transportent mieux la puissance que les modes TM.

➤ Puisque les fréquences de coupures des modes TM sont plus grandes que celles des modes TE, donc les modes TM sont mieux utilisés pour des applications en hautes fréquences.

Commentaire 3

Les figures (II. 32, 33, 34) représentent l'influence de l'indice du cœur de la structure asymétrique sur la propagation des modes. Nous constatons ce qui suit :

➤ L'augmentation de l'indice du cœur du guide plan asymétrique induit une augmentation importante du nombre de modes.

➤ Une légère augmentation de l'indice du cœur induit une diminution remarquable des fréquences de coupures des modes.

Conclusion 3

Dans le guide plan asymétrique, une petite augmentation de l'indice du cœur entraîne une grande augmentation du nombre de modes propagés et une grande diminution des fréquences de coupures des modes.

Commentaire 4

Les figures (II. 35, 36, 37, 38) représentent l'influence de l'indice de la gaine de la structure asymétrique sur la propagation des modes. Nous constatons ce qui suit :

➤ L'augmentation de l'indice de la gaine mène à une diminution du nombre de modes.

➤ L'augmentation de l'indice de la gaine mène à une augmentation des fréquences de coupure des modes.

Conclusion 4

➤ Une légère augmentation de l'indice du superstrat (gaine) entraîne une grande augmentation des fréquences de coupures des modes et une diminution importante du nombre de modes propagés.

➤ En hautes fréquences, il y'a propagation multi mode même si l'indice de la gaine est grand.

Commentaire 5

Les figures (II. 39, 40, 41) représentent la propagation des modes de la structure asymétrique pour une différence constante entre l'indice du cœur et celui de la gaine, D'après ces figures, on remarque que le nombre de modes propagés est le même et les fréquences de coupures des modes sont également les mêmes et cela pour chaque mode.

Conclusion 5

La différence d'indice entre le cœur et la gaine influe sur les caractéristiques de propagation des modes guidés dans une structure diélectrique planaire asymétrique.

Commentaire 6

Les figures (II. 42, 43, 44, 45,46) représentent l'influence de la longueur d'onde de la source sur la propagation des modes de la structure asymétrique, on remarque :

- L'augmentation de la longueur d'onde de la source implique une diminution du nombre de modes propagés.
- L'augmentation de la longueur d'onde de la source mène à une augmentation des épaisseurs de coupures des modes.
- En augmentant le diamètre du cœur à sa valeur maximale, des nouveaux modes de propagation apparaissent pour des longueurs d'onde de la source plus grandes.

Conclusion 6

Comme dans le cas du guide plan symétrique, pour les grandes longueurs d'ondes de la source, il faut augmenter l'épaisseur du cœur, et inversement.

Commentaire7

Les figures (II. 47, 48, 49, 50) représentent l'influence de l'épaisseur du cœur du guide plan asymétrique sur la propagation des modes, on constate que :

- Pour une plage de fréquence donnée, en diminuant le diamètre du guide plan, le nombre de modes propagés diminue.
- En diminuant le diamètre du guide plan asymétrique, les fréquences de coupures des modes augmentent.

Conclusion 7

Une petite diminution de l'épaisseur du cœur du guide plan asymétrique, entraîne une grande diminution du nombre de modes propagés et une grande augmentation des fréquences de coupures de chaque mode.

Tous nos résultats sont en accord avec ceux de la littérature [1], [11]

II.2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, on a étudié les guides d'ondes plans symétrique et asymétrique. La première partie est une étude par les équations de Maxwell d'une structure diélectrique planaire symétrique, dans cette partie, on a étudié les modes TE pair et impair, et les modes TM pair et impair, où on a calculé pour chaque type de mode : l'équation de dispersion, la puissance transportée dans le cœur, la puissance transportée dans la gaine, la puissance totale transportée et les composantes des champs électrique et magnétique en fonction de l'amplitude maximale des champs.

Dans la deuxième partie, on a étudié les guides plans symétrique et asymétrique par l'approche géométrique, dans cette étude, on calculé premièrement les équations de dispersions et les fréquences de coupures des modes TE et TM pour les deux structures, deuxièmement, on a résolue numériquement ces équations de dispersion et voir l'influence des paramètres physique et la longueur d'onde de la source sur le nombre de mode propagé, sur les fréquences de coupures et les constantes de propagation des modes pour les deux types de guide. Une comparaison entre les modes du guide plan symétrique et asymétrique d'un coté et entre les modes TE et TM de l'autre coté est effectuée. L'étude a permet de relevé les conséquences suivantes qui sont en accords avec les littératures [1], [11] :

- Les modes TE transportent mieux la puissance que les modes TM à cause de leurs constantes de propagation plus élevée.
- Les fréquences de coupures des modes de la structure asymétrique sont plus grandes que celles de la structure symétrique.
- Pour la structure asymétrique, les fréquences de coupures des modes TM sont plus grandes que celles des modes TE, intérêt pour les hautes fréquences d'exciter le mode TM.
- Les guides plans symétriques transportent mieux la puissance que les guides plans asymétriques à cause de leurs constantes de propagation plus élevée des modes.
- L'augmentation de l'indice du cœur favorise l'augmentation de nombre de modes guidés et la diminution des fréquences de coupures des modes pour les deux structures, et inversement.
- L'augmentation de l'indice de la gaine favorise la diminution du nombre de modes guidés et l'augmentation des fréquences de coupures des modes pour les deux structures, et inversement.
- L'augmentation de la longueur d'onde de la source induit la diminution de nombre de modes et l'augmentation des épaisseurs de coupures des modes pour les deux types de guide.

➤ L'augmentation de l'épaisseur du cœur induit l'augmentation de nombre de modes propagés et la diminution des fréquences de coupures des modes pour les deux type de guide et inversement.

Notant que, pour les quatre dernières conséquences, les guides plans asymétriques sont plus sensibles à l'influence des paramètres physique et à la longueur d'onde de la source que les guides plans symétriques, où une petite variation d'une d'eux entraîne une grande variation sur les caractéristiques des modes guidés.

Chapitre III

*Le guide plan asymétrique a matériau
chiral*

III.1 Le guide plan asymétrique à matériau chiral

III.1.1 Introduction

Depuis une vingtaine d'années, 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 optique négatif » [12]; une onde incidente franchissant la surface de séparation du vide et 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 ou magnétique, et d'inclusions diélectriques, magnétiques 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'inclusions d'échelles différents permet d'obtenir des milieux électromagnétiques isotropes, anisotropes, absorbants d'onde, réfléchissants, ou a bandes interdites à la transmission de l'onde.

Les composites chiraux ont été historiquement les premiers métas matériaux, leur capacité à absorber des ondes électromagnétiques a souvent été évoquée [13].

III.1.2 Rappels sur la chiralité

Par définition, un objet est chiral si on ne peut pas le superposer par translation ou rotation à son image dans un miroir plan [12] [14] [15]. 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 de polarisation d'une onde électromagnétique. Les matériaux chiraux existent à l'état naturel, on peut citer par exemple : le quartz ou les cristaux ferroélectriques. Les matériaux chiraux artificiels sont constitués principalement d'hélices métalliques noyées dans une matrice diélectrique [16]. 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. Dans le cas contraire, le matériau chiral peut être assimilé à un ensemble de structures diffractantes et diffusante et on ne peut pas parler de milieu effectif.

III.1.3 Les relations constitutives

Les équations de Maxwell ne contiennent pas en elles mêmes la propriété de chiralité mais seulement les propriétés d'induction électrique et d'induction 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 décrire les milieux chiraux. Ils sont tous équivalents et l'on peut trouver des relations pour passer d'un formalisme à l'autre [14]. Toutefois, les paramètres effectifs ont des significations différentes selon le type de relation utilisée.

III.1.4 Les applications des matériaux chiraux

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 guides d'ondes à cœur chiral sont examinés pour réduire les composants d'optique intégrée, 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 propagée.

III.1.5 Les méta matériaux optiques et la chiralité à deux dimensions

III.1.5.1 Introduction

Les structures optiques artificielles fabriquées à l'échelle méso-scopique, comme les cristaux à bandes interdites photoniques, les matériaux à indice diélectrique périodiques et les couches microstructures ont attiré une grande attention à cause de leurs importances potentielles dans la technologie d'optoélectronique pour fabriquer des nouveaux instruments et composants optiques [17] [18]. Le méta matériau plan chiral est un cas particulier de ces structures optiques artificielles qui ont des propriétés électromagnétiques intéressantes.

III.1.5.2 Les méta matériaux chiral planaires

La chiralité planaire est un cas spécial des structures chirales à deux dimensions. Les structures chirales planaires sont constituées d'un élément chiral qui ne possède pas une ligne de symétrie dans le plan de la structure (figure III.1)

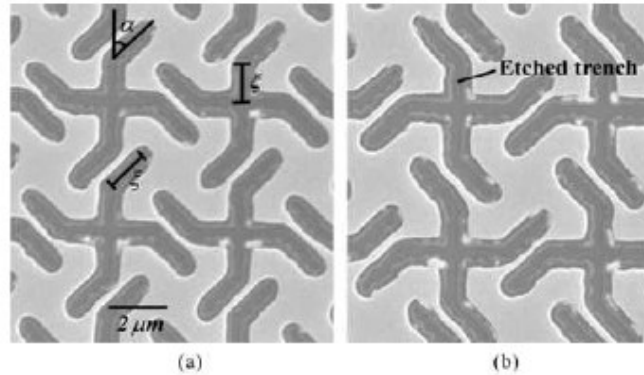


Figure III.1: Image d'une matrice : structure chiral gamma-dion (a) orientation droite et (b) orientation gauche, imprimé à couche Ti/Au/Ti déposé sur double substrats de silicium [19]

Les propriétés optiques du matériau chiral plan ont attiré l'attention des communautés scientifiques. Un matériau qui tourne le plan d'une lumière incidente polarisée linéairement est dit à activité optique. Cette dernière est expliquée comme suit : dans un cristal optique actif, la vitesse de propagation d'une lumière polarisée circulairement est différente selon les directions de rotation, le cristal donc a deux indices de réfraction différents pour la polarisation circulaires gauche et droite de la lumière [20].

III.1.5.3 Les activités optiques des méta matériaux chiraux plans

Les molécules chirales à trois dimensions ont l'habileté de changer l'état de polarisation de la lumière. De l'autre côté, les activités optiques du chiral à deux dimensions sont encore sous la recherche. [21]. Les questions qui se posent sont : est ce que un matériau chiral, constitué par des éléments chirales planaires distribués dans un plan, peut affecter l'état de polarisation de la lumière d'une manière similaire à celui tridimensionnel, et qu'elles sont les autres caractéristiques optiques que les structures planaires chirales peuvent nous donner [18]. Les publications théoriques sur ce sujet sont encore brèves.

Au début, Hecht et Barron prédirent une lumière incohérente circulaire différentielle Rayleigh et Ramman diffusée par un ensemble de molécules chiral planaire [19]. En suite, Armant et Davis ont calculés les champs diffusés d'une gamma-dion métallique dans le régime microonde [22]. 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 un plan.

III.1.6 Développement des équations de Maxwell dans une structure planaire chirale

On suppose le matériau bi anisotrope de paramètres :

$$\xi = \begin{bmatrix} \xi_x & 0 & 0 \\ 0 & \xi_y & 0 \\ 0 & 0 & \xi_z \end{bmatrix}; \mu = \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}; \varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

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 électrique et magnétique en fonction des composantes longitudinales

Pour cela, on utilise les relations constitutives suivantes [23].

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

Où :

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) &= \vec{E}(x, y) \cdot e^{-j\beta z} \\ \vec{H}(x, y, z) &= \vec{H}(x, y) \cdot e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Après certaines manipulations algébriques des équations de Maxwell nous aboutissons aux composantes transversales du champ électromagnétique suivantes :

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{A} \left[-j\beta(\beta_0^2(\mu_x \varepsilon_y + \xi_x \xi_y) - \beta^2) \frac{\partial E_z}{\partial x} - \omega \mu_0 \beta_0 \beta (\mu_y \xi_x - \mu_x \xi_y) \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \\ E_y &= \frac{1}{A} \left[-\beta_0(\beta_0^2 \xi_y (\mu_x \varepsilon_x + \xi_x^2) - \xi_x \beta^2) \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega \mu_0 (\beta_0^2 \mu_y (\varepsilon_x \mu_x + \xi_x^2) - \beta^2 \mu_x) \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \\ H_x &= \frac{1}{A} \left[-\beta \beta_0 \omega \varepsilon_0 (\varepsilon_y \xi_x - \varepsilon_x \xi_y) \frac{\partial E_z}{\partial x} - j\beta(\beta_0^2 (\varepsilon_x \mu_y + \xi_y \xi_x) - \beta^2) \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \\ H_y &= \frac{1}{A} \left[-j\omega \varepsilon_0 (\beta_0^2 \varepsilon_y (\mu_x \varepsilon_x + \xi_x^2) - \beta^2 \varepsilon_x) \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta_0 (\beta_0^2 \xi_y (\varepsilon_x \mu_x + \xi_x^2) - \beta^2 \xi_x) \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Où :

$$A = (\beta^4 + \beta_0^4 (\mu_x \mu_y \varepsilon_x \varepsilon_y + \xi_x^2 \xi_y^2 + \mu_y \varepsilon_y \xi_x^2 + \varepsilon_x \mu_x \xi_y^2) - \beta^2 \beta_0^2 (\mu_x \varepsilon_y + \varepsilon_x \mu_y + 2\xi_x \xi_y)) \quad (\text{III.5})$$

III.1.6.2 Détermination de la composante longitudinale du champ électrique

III.1.6.2.1 Pour le champ électrique

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + (\beta_0^2 (\mu_z \varepsilon_z + \xi_z^2) - \beta^2) E_z = 0 \quad (\text{III.6})$$

III.1.6.2.2 Pour le champ magnétique

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + (\beta_0^2 (\mu_z \varepsilon_z + \xi_z^2) - \beta^2) H_z = 0 \quad (\text{III.7})$$

La structure des guides d'ondes planaires que nous allons modéliser est la suivante :

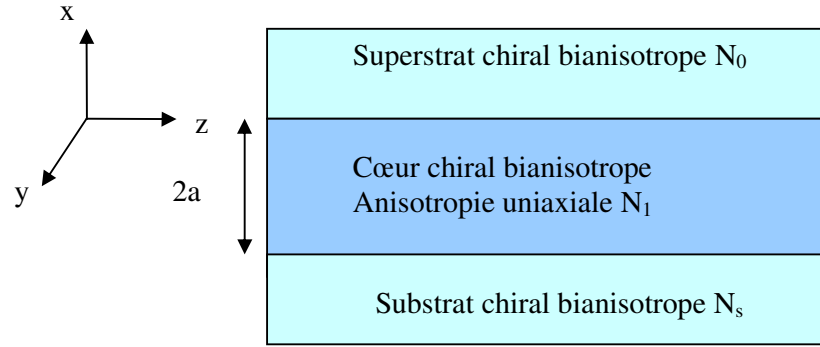


Figure III.2 : Guide d'onde plan optique asymétrique chiral

III.1.7 Mode TE

Dans ce cas $E_z=0$, les autres composantes des champs électrique et magnétique s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{-\omega \mu_0 \beta_0 \beta (\mu_y \xi_x - \mu_x \xi_y)}{A} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ E_y &= \frac{+j \omega \mu_0 (\beta_0^2 \mu_y (\varepsilon_x \mu_x + \xi_x^2) - \beta^2 \mu_x)}{A} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ H_x &= \frac{-j \beta (\beta_0^2 (\varepsilon_x \mu_y + \xi_y \xi_x) - \beta^2)}{A} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ H_y &= \frac{+ \beta_0 (\beta_0^2 \xi_y (\varepsilon_x \mu_x + \xi_x^2) - \beta^2 \xi_x)}{A} \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Les solutions de l'équation d'onde du champ magnétique dans les différentes couches sont :

$$H_z = \begin{cases} B \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} & (x > a) \\ B \sin(\kappa x - \phi) & (-a \leq x \leq a) \\ -B \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} & (x < -a) \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Où κ , σ , et ξ , sont les nombres d'onde le long de l'axe x dans la région du cœur et de la gaine, sont donnés par :

$$\begin{cases} \kappa = \sqrt{\beta_0^2 (\mu_{z1} \varepsilon_{z1} + \xi_{z1}^2) - \beta^2} \\ \sigma = \sqrt{\beta^2 - \beta_0^2 (\mu_{z0} \varepsilon_{z0} + \xi_{z0}^2)} \\ \xi = \sqrt{\beta^2 - \beta_0^2 (\mu_{zs} \varepsilon_{zs} + \xi_{zs}^2)} \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

III.1.7.1 Les composantes des champs dans les différentes couches

III.1.7.1.1 Dans le superstrat

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\omega \mu_0 \beta_0 \beta (\mu_{y0} \xi_{x0} - \mu_{x0} \xi_{y0})}{A_0} \sigma B \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\ E_y &= \frac{-j \omega \mu_0 (\beta_0^2 \mu_{y0} (\varepsilon_{x0} \mu_{x0} + \xi_{x0}^2) - \beta^2 \mu_{x0})}{A_0} \sigma B \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\ H_x &= \frac{j \beta (\beta_0^2 (\varepsilon_{x0} \mu_{y0} + \xi_{y0} \xi_{x0}) - \beta^2)}{A_0} \sigma B \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\ H_y &= \frac{-\beta_0 (\beta_0^2 \xi_{y0} (\varepsilon_{x0} \mu_{x0} + \xi_{x0}^2) - \beta^2 \xi_{x0})}{A_0} \sigma B \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Où :

$$A_0 = \left(\begin{aligned} &\beta^4 - \beta^2 \beta_0^2 (\mu_{x0} \varepsilon_{y0} + \varepsilon_{x0} \mu_{y0} + 2 \xi_{x0} \xi_{y0}) \\ &+ \beta_0^4 (\mu_{x0} \mu_{y0} \varepsilon_{x0} \varepsilon_{y0} + \xi_{x0}^2 \xi_{y0}^2 + \mu_{y0} \varepsilon_{y0} \xi_{x0}^2 + \varepsilon_{x0} \mu_{x0} \xi_{y0}^2) \end{aligned} \right)$$

III.1.7.1.2 Dans le substrat

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{\omega\mu_0\beta_0\beta\xi B(\mu_{ys}\xi_{xs} - \mu_{xs}\xi_{ys})}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
E_y &= \frac{-j\omega\mu_0\xi B(\beta_0^2\mu_{ys}(\varepsilon_{xs}\mu_{xs} + \xi_{xs}^2) - \beta^2\mu_{xs})}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
H_x &= \frac{+j\beta\xi B(\beta_0^2(\varepsilon_{xs}\mu_{ys} + \xi_{ys}\xi_{xs}) - \beta^2)}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
H_y &= \frac{-\beta_0\xi B(\beta_0^2\xi_{ys}(\varepsilon_{xs}\mu_{xs} + \xi_{xs}^2) - \beta^2\xi_{xs})}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)}
\end{aligned} \tag{III.12}$$

$$\text{Où : } A_s = \left(\begin{aligned} &\beta^4 - \beta^2\beta_0^2(\mu_{xs}\varepsilon_{ys} + \varepsilon_{xs}\mu_{ys} + 2\xi_{xs}\xi_{ys}) \\ &+ \beta_0^4(\mu_{xs}\mu_{ys}\varepsilon_{xs}\varepsilon_{ys} + \xi_{xs}^2\xi_{ys}^2 + \mu_{ys}\varepsilon_{ys}\xi_{xs}^2 + \varepsilon_{xs}\mu_{xs}\xi_{ys}^2) \end{aligned} \right)$$

III.1.7.1.3 Dans le cœur

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{-\omega\mu_0\beta_0\beta\kappa B(\mu_{y1}\xi_{x1} - \mu_{x1}\xi_{y1})}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
E_y &= \frac{j\omega\mu_0\kappa B(\beta_0^2\mu_{y1}(\varepsilon_{x1}\mu_{x1} + \xi_{x1}^2) - \beta^2\mu_{x1})}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
H_x &= \frac{-j\beta\kappa B(\beta_0^2(\varepsilon_{x1}\mu_{y1} + \xi_{y1}\xi_{x1}) - \beta^2)}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
H_y &= \frac{\beta_0\kappa B(\beta_0^2\xi_{y1}(\varepsilon_{x1}\mu_{x1} + \xi_{x1}^2) - \beta^2\xi_{x1})}{A_1} \cos(\kappa x - \phi)
\end{aligned} \tag{III.13}$$

$$\text{Où : } A_1 = \left(\begin{aligned} &\beta^4 - \beta^2\beta_0^2(\mu_{x1}\varepsilon_{y1} + \varepsilon_{x1}\mu_{y1} + 2\xi_{x1}\xi_{y1}) \\ &+ \beta_0^4(\mu_{x1}\mu_{y1}\varepsilon_{x1}\varepsilon_{y1} + \xi_{x1}^2\xi_{y1}^2 + \mu_{y1}\varepsilon_{y1}\xi_{x1}^2 + \varepsilon_{x1}\mu_{x1}\xi_{y1}^2) \end{aligned} \right)$$

III.1.7.2 Les conditions aux limites et équation de dispersion

A l'interface cœur superstrat, cœur substrat, les composantes transversales des champs électrique et magnétique sont continues. Après l'application de ces conditions et après certaines manipulations algébriques, on aboutit aux équations suivantes :

$$a \frac{2\pi}{C} f \sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2} = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \arctan(\varphi_1) + \frac{1}{2} \arctan(\varphi_2); \quad m = 0,1,2,3,\dots \tag{III.14}$$

Cette équation est l'équation de dispersion des modes TE d'un guide plan asymétrique à matériau chiral.

Où :

$$\varphi_1 = -\frac{A_{e0}}{2A_{e1}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2}}{\sqrt{\beta_e^2 - N_{0z}^2}} \left(\frac{(\mu_{y1} N_{1x}^2 - \beta_e^2 \mu_{x1})}{(\mu_{y0} N_{0x}^2 - \beta_e^2 \mu_{x0})} + \frac{(\xi_{y1} N_{1x}^2 - \beta_e^2 \xi_{x1})}{(\xi_{y0} N_{0x}^2 - \beta_e^2 \xi_{x0})} \right)$$

$$\varphi_2 = -\frac{A_{es}}{2A_{e1}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2}}{\sqrt{\beta_e^2 - N_{sz}^2}} \left(\frac{(\mu_{y1} N_{1x}^2 - \beta_e^2 \mu_{x1})}{(\mu_{ys} N_{sx}^2 - \beta_e^2 \mu_{xs})} + \frac{(\xi_{y1} N_{1x}^2 - \beta_e^2 \xi_{x1})}{(\xi_{ys} N_{sx}^2 - \beta_e^2 \xi_{xs})} \right)$$

$$A_{e1} = \left(\begin{array}{l} \beta_e^4 - \beta_e^2 (\mu_{x1} \varepsilon_{y1} + \varepsilon_{x1} \mu_{y1} + 2\xi_{x1} \xi_{y1}) \\ + \mu_{x1} \mu_{y1} \varepsilon_{x1} \varepsilon_{y1} + \xi_{x1}^2 \xi_{y1}^2 + \mu_{y1} \varepsilon_{y1} \xi_{x1}^2 + \varepsilon_{x1} \mu_{x1} \xi_{y1}^2 \end{array} \right)$$

$$A_{e0} = \left(\begin{array}{l} \beta_e^4 - \beta_e^2 (\mu_{x0} \varepsilon_{y0} + \varepsilon_{x0} \mu_{y0} + 2\xi_{x0} \xi_{y0}) \\ + \mu_{x0} \mu_{y0} \varepsilon_{x0} \varepsilon_{y0} + \xi_{x0}^2 \xi_{y0}^2 + \mu_{y0} \varepsilon_{y0} \xi_{x0}^2 + \varepsilon_{x0} \mu_{x0} \xi_{y0}^2 \end{array} \right)$$

$$A_{es} = \left(\begin{array}{l} \beta_e^4 - \beta_e^2 (\mu_{xs} \varepsilon_{ys} + \varepsilon_{xs} \mu_{ys} + 2\xi_{xs} \xi_{ys}) \\ + \mu_{xs} \mu_{ys} \varepsilon_{xs} \varepsilon_{ys} + \xi_{xs}^2 \xi_{ys}^2 + \mu_{ys} \varepsilon_{ys} \xi_{xs}^2 + \varepsilon_{xs} \mu_{xs} \xi_{ys}^2 \end{array} \right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{1z}^2 = (\mu_{z1} \varepsilon_{z1} + \xi_{z1}^2); \quad N_{sz}^2 = (\mu_{zs} \varepsilon_{zs} + \xi_{zs}^2); \quad N_{0z}^2 = (\mu_{z0} \varepsilon_{z0} + \xi_{z0}^2) \\ N_{0x}^2 = (\mu_{0x} \varepsilon_{0x} + \xi_{0x}^2); \quad N_{1x}^2 = (\mu_{1x} \varepsilon_{1x} + \xi_{1x}^2); \quad N_{sx}^2 = (\mu_{sx} \varepsilon_{sx} + \xi_{sx}^2) \end{array} \right.$$

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \beta_e$$

La résolution numérique de l'équation (III.14), nous donne les constantes de propagation effectives de chaque mode TE propagé dans le cœur du guide en fonction de la fréquence.

On choisit $N_{sz} > N_{0z}$, donc le substrat joue le rôle de la gaine.

III.1.7.3 La condition de guidage

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

$$N_{sz} \leq \beta_e \leq N_{1z} \tag{III.15}$$

III.1.7.4 Condition de coupure et fréquences de coupures des modes TE

Quand $N_{sz} > \beta_e$, le champ électromagnétique dans la gaine est oscillatoire le long de la direction transversale, c'est un mode de radiation. La relation $\xi = 0 \Rightarrow N_{sz} = \beta_e$ représente la condition sous laquelle les modes s'échappent et deviennent des modes non guidés.

En remplaçant cette condition dans l'équation de dispersion, on trouve les fréquences de coupures des modes TE dans le cœur chiral.

$$f_c = \frac{C}{4\pi a \sqrt{N_{1z}^2 - N_{sz}^2}} [n\pi + \arctan(\varphi)]; \quad n = 0,1,2,3,\dots \quad (\text{III.16})$$

Où :

$$\varphi = -\frac{A_{e0s}}{2A_{e1s}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - N_{sz}^2}}{\sqrt{N_{sz}^2 - N_{0z}^2}} \left(\frac{(\mu_{y1} N_{1x}^2 - N_{sz}^2 \mu_{x1})}{(\mu_{y0} N_{0x}^2 - N_{sz}^2 \mu_{x0})} + \frac{(\xi_{y1} N_{1x}^2 - N_{sz}^2 \xi_{x1})}{(\xi_{y0} N_{0x}^2 - N_{sz}^2 \xi_{x0})} \right)$$

$$A_{e1s} = \begin{pmatrix} N_{sz}^4 + \mu_{x1} \mu_{y1} \varepsilon_{x1} \varepsilon_{y1} + \xi_{x1}^2 \xi_{y1}^2 + \mu_{y1} \varepsilon_{y1} \xi_{x1}^2 + \varepsilon_{x1} \mu_{x1} \xi_{y1}^2 \\ -N_{sz}^2 (\mu_{x1} \varepsilon_{y1} + \varepsilon_{x1} \mu_{y1} + 2\xi_{x1} \xi_{y1}) \end{pmatrix}$$

$$A_{e0s} = \begin{pmatrix} N_{sz}^4 + \mu_{x0} \mu_{y0} \varepsilon_{x0} \varepsilon_{y0} + \xi_{x0}^2 \xi_{y0}^2 + \mu_{y0} \varepsilon_{y0} \xi_{x0}^2 + \varepsilon_{x0} \mu_{x0} \xi_{y0}^2 \\ -N_{sz}^2 (\mu_{x0} \varepsilon_{y0} + \varepsilon_{x0} \mu_{y0} + 2\xi_{x0} \xi_{y0}) \end{pmatrix}$$

III.1.7.5 Le cas isotrope

Pour une bi-isotropie nous considérant les paramètres:

$$\varepsilon_{c,s,0} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{c,s,0} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{c,s,0} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{c,s,0} \end{bmatrix}, \mu_{c,s,0} = \mu_0, \xi_{c,s,0} = \begin{bmatrix} \xi_r & 0 & 0 \\ 0 & \xi_r & 0 \\ 0 & 0 & \xi_r \end{bmatrix} \quad (\text{III.17})$$

$$f_c = \frac{C}{4\pi a \sqrt{N_{1z}^2 - N_{sz}^2}} \left(n\pi + \arctan \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_s - \varepsilon_0}}{\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_s}} \right) \right) \quad (\text{III.18})$$

$$\kappa a = \frac{n\pi}{2} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta_e^2 - N_0^2}}{\sqrt{N_1^2 - \beta_e^2}} \right) + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\sqrt{\beta_e^2 - N_s^2}}{\sqrt{N_1^2 - \beta_e^2}} \right) \quad (\text{III.19})$$

Revenons au cas démontré dans [1].

En va utilisant la méthode de bisection pour résoudre l'équation de dispersion

III.1.8 Modes TM

Dans ce cas la composante longitudinale du champ magnétique est nulle, les autres composantes des champs s'écrivent donc comme suit :

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{-j\beta(\beta_0^2(\mu_x \varepsilon_y + \xi_x \xi_y) - \beta^2) \partial E_z}{A \partial x} \\
 E_y &= \frac{-\beta_0(\beta_0^2 \xi_y (\mu_x \varepsilon_x + \xi_x^2) - \xi_x \beta^2) \partial E_z}{A \partial x} \\
 H_x &= \frac{-\beta \beta_0 \omega \varepsilon_0 (\varepsilon_y \xi_x - \varepsilon_x \xi_y) \partial E_z}{A \partial x} \\
 H_y &= \frac{-j\omega \varepsilon_0 (\beta_0^2 \varepsilon_y (\mu_x \varepsilon_x + \xi_x^2) - \beta^2 \varepsilon_x) \partial E_z}{A \partial x}
 \end{aligned} \tag{III.20}$$

Les solutions de l'équation d'onde du champ électrique dans les différentes couches sont données :

$$E_z = \begin{cases} C \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} & (x > a) \\ C \sin(\kappa x - \phi) & (-a \leq x \leq a) \\ -C \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} & (x < -a) \end{cases} \tag{III.21}$$

III.1.8.1 Les composantes des champs dans les différentes couches

III.1.8.1.1 Dans le superstrat

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{j\beta\sigma C(\beta_0^2(\mu_{x0} \varepsilon_{y0} + \xi_{x0} \xi_{y0}) - \beta^2)}{A_0} \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\
 E_y &= \frac{\beta_0 \sigma C(\beta_0^2 \xi_{y0} (\mu_{x0} \varepsilon_{x0} + \xi_{x0}^2) - \xi_{x0} \beta^2)}{A_0} \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\
 H_x &= \frac{\beta \beta_0 \omega \varepsilon_0 \sigma C(\varepsilon_{y0} \xi_{x0} - \varepsilon_{x0} \xi_{y0})}{A_0} \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)} \\
 H_y &= \frac{j\omega \varepsilon_0 \sigma C(\beta_0^2 \varepsilon_{y0} (\mu_{x0} \varepsilon_{x0} + \xi_{x0}^2) - \beta^2 \varepsilon_{x0})}{A_0} \sin(\kappa a - \phi) e^{-\sigma(x-a)}
 \end{aligned} \tag{III.22}$$

III.1.8.1.2 Dans le substrat

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{j\beta\xi C(\beta_0^2(\mu_{xs}\varepsilon_{ys} + \xi_{xs}\xi_{ys}) - \beta^2)}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
E_y &= \frac{\beta_0\xi C(\beta_0^2\xi_{ys}(\mu_{xs}\varepsilon_{xs} + \xi_{xs}^2) - \xi_{xs}\beta^2)}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
H_x &= \frac{\beta\beta_0\omega\varepsilon_0\xi C(\varepsilon_{ys}\xi_{xs} - \varepsilon_{xs}\xi_{ys})}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)} \\
H_y &= \frac{j\omega\varepsilon_0\xi C(\beta_0^2\varepsilon_{ys}(\mu_{xs}\varepsilon_{xs} + \xi_{xs}^2) - \beta^2\varepsilon_{xs})}{A_s} \sin(\kappa a + \phi) e^{\xi(x+a)}
\end{aligned} \tag{III.23}$$

III.1.8.1.3 Dans le cœur

$$\begin{aligned}
E_x &= \frac{-j\beta\kappa C(\beta_0^2(\mu_{x1}\varepsilon_{y1} + \xi_{x1}\xi_{y1}) - \beta^2)}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
E_y &= \frac{-\beta_0\kappa C(\beta_0^2\xi_{y1}(\mu_{x1}\varepsilon_{x1} + \xi_{x1}^2) - \xi_{x1}\beta^2)}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
H_x &= \frac{-\beta\beta_0\omega\varepsilon_0\kappa C(\varepsilon_{y1}\xi_{x1} - \varepsilon_{x1}\xi_{y1})}{A_1} \cos(\kappa x - \phi) \\
H_y &= \frac{-j\omega\varepsilon_0\kappa C(\beta_0^2\varepsilon_{y1}(\mu_{x1}\varepsilon_{x1} + \xi_{x1}^2) - \beta^2\varepsilon_{x1})}{A_1} \cos(\kappa x - \phi)
\end{aligned} \tag{III.24}$$

III.1.8.2 Les conditions aux limites

A l'interface cœur superstrat, cœur substrat, les composantes transversales des champs électrique et magnétique sont continues. Après l'application de ces conditions et après certaines manipulations algébriques, on aboutit à l'équation suivante :

$$a \frac{2\pi}{C} f \sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2} = \frac{m\pi}{2} + \frac{1}{2} \arctan(\varphi_1) + \frac{1}{2} \arctan(\varphi_2); \quad m = 0, 1, 2, \dots \tag{III.25}$$

Où :

$$\begin{aligned}
\varphi_1 &= -\frac{A_{0e}}{2A_{1e}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2}}{\sqrt{\beta_e^2 - N_{0z}^2}} \left(\frac{(\xi_{y1}N_{1x}^2 - \xi_{x1}\beta_e^2)}{(\xi_{y0}N_{0x}^2 - \xi_{x0}\beta_e^2)} + \frac{(\varepsilon_{y1}N_{1x}^2 - \beta_e^2\varepsilon_{x1})}{(\varepsilon_{y0}N_{0x}^2 - \beta_e^2\varepsilon_{x0})} \right) \\
\varphi_2 &= -\frac{A_{se}}{2A_{1e}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - \beta_e^2}}{\sqrt{\beta_e^2 - N_{sz}^2}} \left(\frac{(\xi_{y1}N_{1x}^2 - \xi_{x1}\beta_e^2)}{(\xi_{ys}N_{sx}^2 - \xi_{xs}\beta_e^2)} + \frac{(\varepsilon_{y1}N_{1x}^2 - \beta_e^2\varepsilon_{x1})}{(\varepsilon_{ys}N_{sx}^2 - \beta_e^2\varepsilon_{xs})} \right)
\end{aligned}$$

Cette équation est l'équation de dispersion des modes TM d'un guide plan asymétrique à matériau chiral. La résolution numérique de cette équation, nous donne les constantes de propagation effectives de chaque mode TM propagé dans le cœur du guide en fonction de la fréquence.

On choisit $N_{sz} > N_{0z}$, donc le substrat joue le rôle de la gaine

III.1.8.3 La condition de guidage

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

$$N_{sz} \leq \beta_e \leq N_{1z}$$

III.1.8.4 Condition de coupure et fréquences de coupures des modes TM

La relation $\xi = 0 \Rightarrow N_{sz} = \beta_e$ représente la condition sous laquelle les modes sont coupés et rendent des modes non guidés.

On remplace dans l'équation de dispersion, on trouve les fréquences de coupures des modes TM dans le cœur chiral.

$$f_c = \frac{C}{4\pi a \sqrt{N_{1z}^2 - N_{sz}^2}} (n\pi + \arctan(\varphi)); \quad n = 0,1,2,3,\dots \quad (\text{III.26})$$

$$\text{Où : } \varphi = -\frac{A_{0es}}{2A_{1es}} \frac{\sqrt{N_{1z}^2 - N_{sz}^2}}{\sqrt{N_{sz}^2 - N_{0z}^2}} \left(\frac{(\xi_{y1} N_{1x}^2 - \xi_{x1} N_{sz}^2)}{(\xi_{y0} N_{0x}^2 - \xi_{x0} N_{sz}^2)} + \frac{(\epsilon_{y1} N_{1x}^2 - N_{sz}^2 \epsilon_{x1})}{(\epsilon_{y0} N_{0x}^2 - N_{sz}^2 \epsilon_{x0})} \right)$$

III.1.8.5 Le cas isotrope

Pour une bi isotropie, l'équation de dispersion devient :

$$a \frac{2\pi}{C} f \sqrt{N_1^2 - \beta_e^2} = \frac{n\pi}{2} + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\epsilon_1 \sqrt{\beta_e^2 - N_0^2}}{\epsilon_0 \sqrt{N_1^2 - \beta_e^2}} \right) + \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\epsilon_1 \sqrt{\beta_e^2 - N_s^2}}{\epsilon_s \sqrt{N_1^2 - \beta_e^2}} \right) \quad (\text{III.27})$$

$$f_c = \frac{C}{4\pi a \sqrt{N_1^2 - N_s^2}} \left(n\pi + \arctan \left(\frac{\epsilon_1 \sqrt{N_s^2 - N_0^2}}{\epsilon_0 \sqrt{N_1^2 - N_s^2}} \right) \right) \quad (\text{III.28})$$

La méthode de bissection a été utilisée pour la résolution de l'équation de dispersion (III.14) des modes TE et l'équation de dispersion (III.25) des modes TM.

III.2 Courbes, commentaires et conclusions

Pour évaluer l'influence des milieux bianisotropes sur la propagation dans les structures planes chirales, nous devons définir l'effet de la perméabilité, de la permittivité et de la chiralité bianisotrope sur les constantes de propagations effectives, les fréquences de coupures des modes fondamentaux TE_0 , TM_0 propagés dans la structure (figure.III.2).

Les résultats obtenus sont illustrés par les figures suivantes :

III.2.1. Comparaison avec le cas isotrope

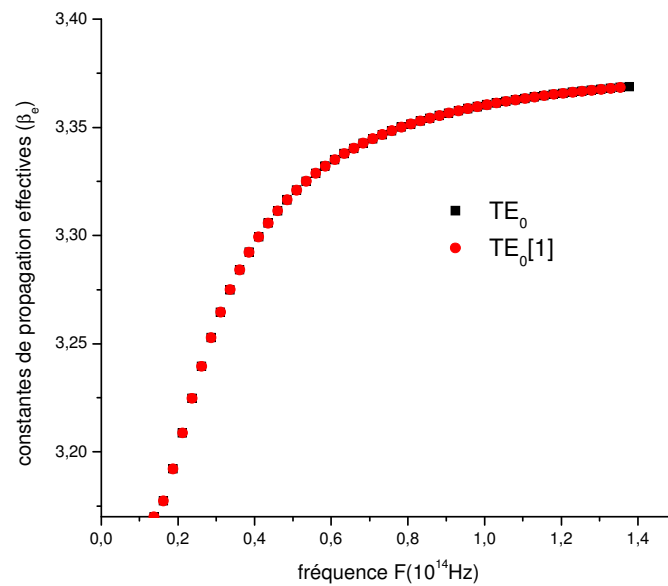


Figure III.3 : Comparaison des modes TE_0 du cas isotrope avec ceux de la référence [1].
($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.2. Modes TE : isotrope

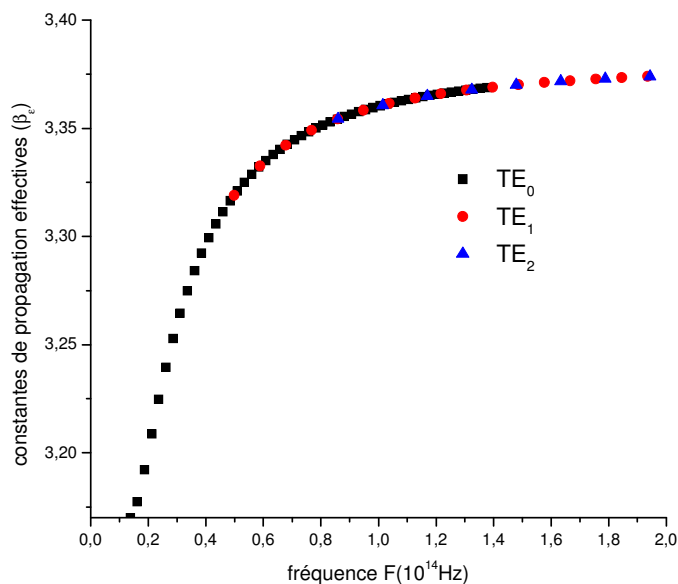


Figure III.4 : Modes TE propagés dans un guide plan asymétrique (cas isotrope).
 ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.3. Mode TE_0 , TM_0 cas isotrope

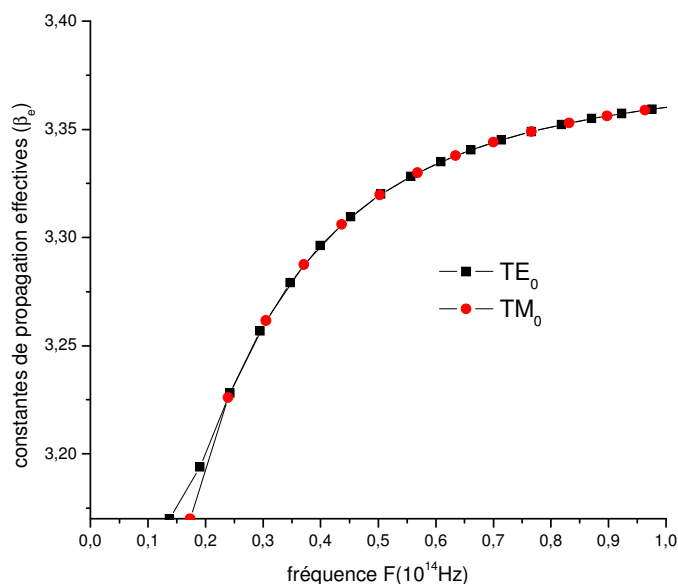


Figure III.5: Modes TE, TM propagés dans une guide plan asymétrique (cas isotrope).
 ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.4 Effet de la perméabilité axiale

III.2.4.1 Perméabilité du cœur

III.2.4.1.1 Perméabilité du cœur selon l'axe x

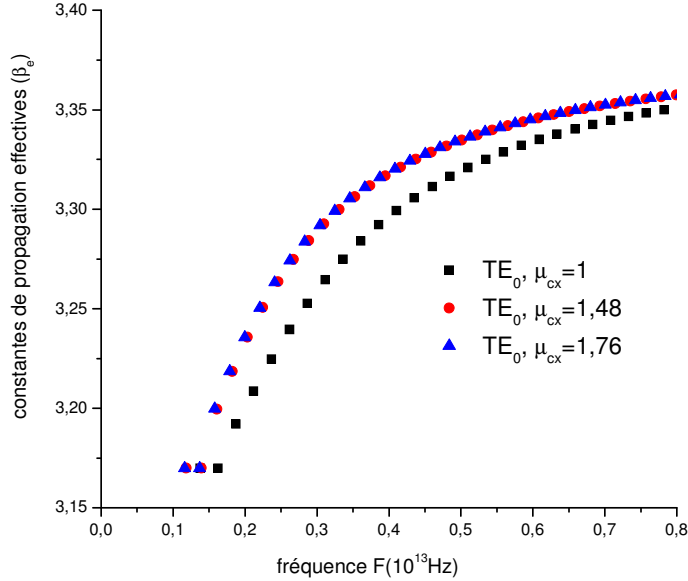


Figure III.6 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{cx} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_s= \mu_0=1$, $\xi_1= \xi_s= \xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.4.1.2 Perméabilité du cœur selon l'axe y

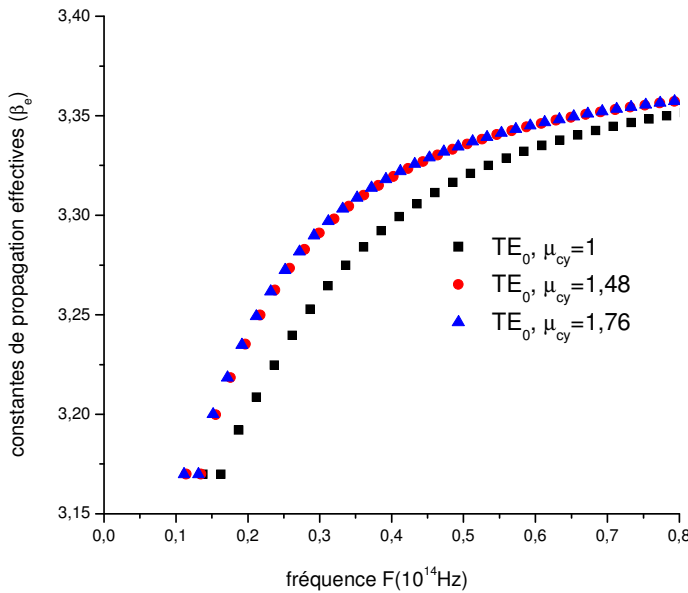


Figure III.7 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{cy} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_s= \mu_0=1$, $\xi_1= \xi_s= \xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

Pour mieux illustrer l'effet de la perméabilité du cœur, on trace la figure suivante :

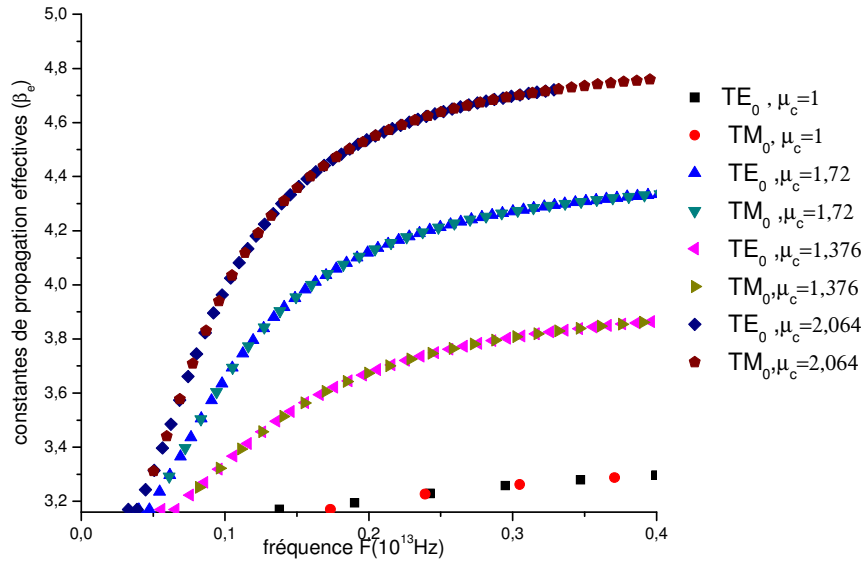


Figure III. 8 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 , TM_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_c , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_s=\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$).

III.2.4.2 Perméabilité du substrat

III.2.4.2.1 Perméabilité du substrat selon l'axe x

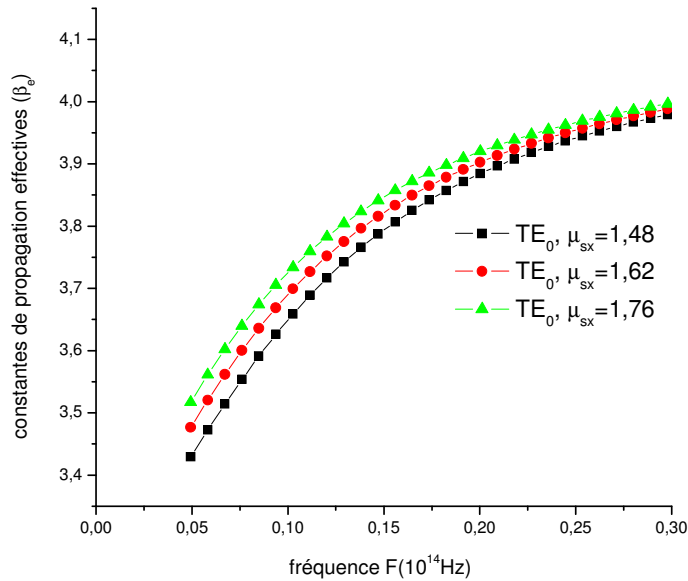


Figure III.9 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{sx} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=1.48$, $\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.4.2.2 Perméabilité du substrat selon l'axe y

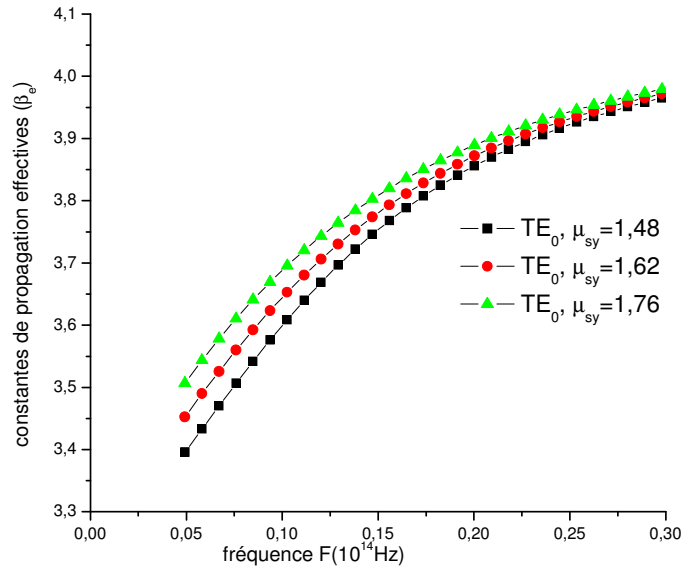


Figure III.10 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{sy} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=1.48$, $\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.4.2.3 Perméabilité du substrat selon l'axe z

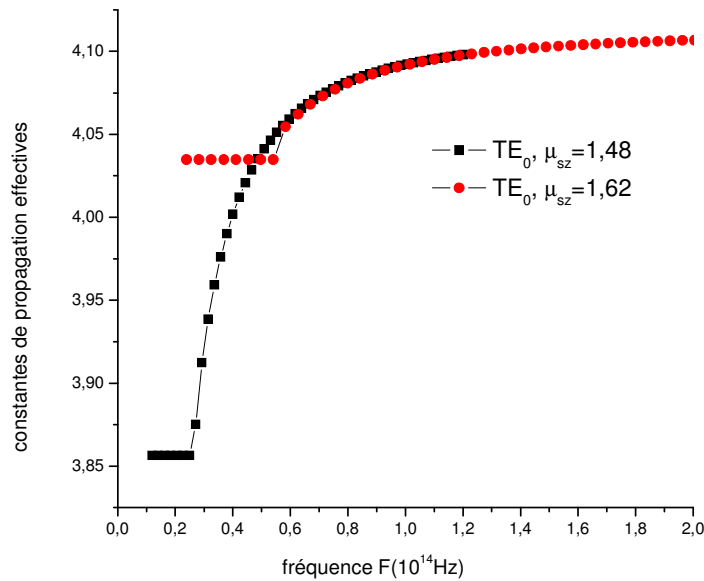


Figure III.11 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{sz} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=1.48$, $\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

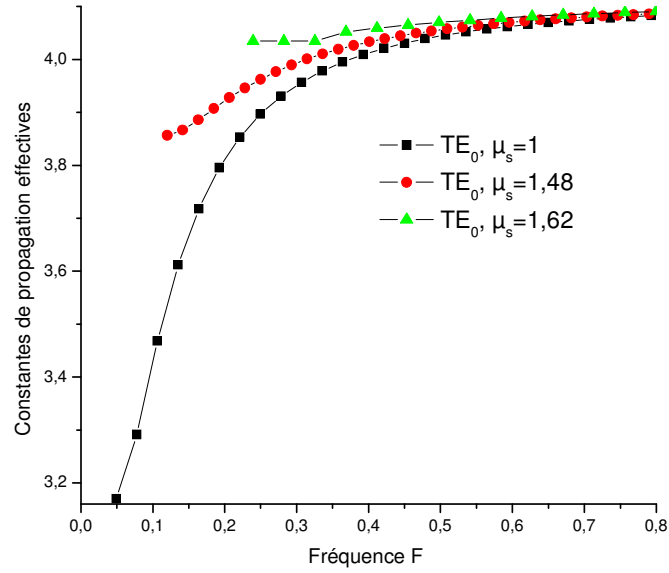


Figure III.12 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀, TM₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_s, (ε₁=11.4244, ε_s=10.0489, ε₀=1, μ₁=1.48, μ₀=1, ξ₁=ξ_s=ξ₀, 2a=3.54μm)

III.2.4.3 Perméabilité du superstrat

III.2.4.3.1 Perméabilité du superstrat selon x

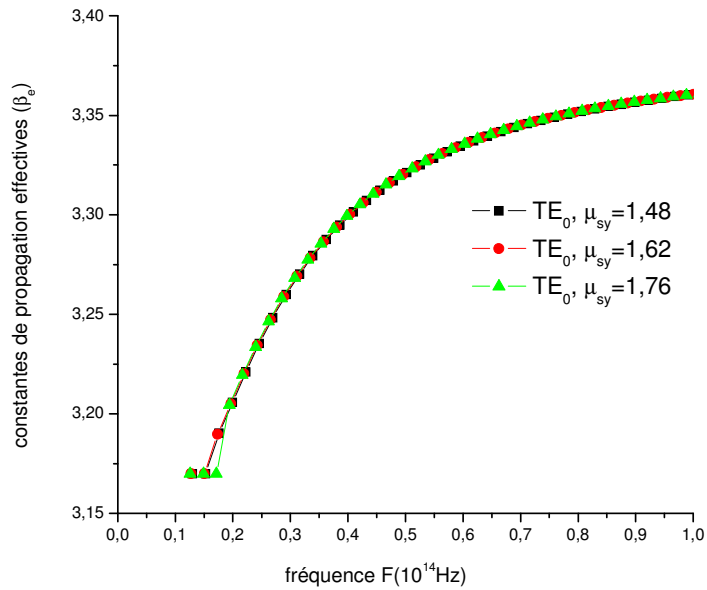


Figure III.13 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{0x}, (ε₁=11.4244, ε_s=10.0489, ε₀=1, μ₁=μ₀=1, ξ₁=ξ_s=ξ₀, 2a=3.54μm)

III.2.4.3.2 La perméabilité du superstrat selon y

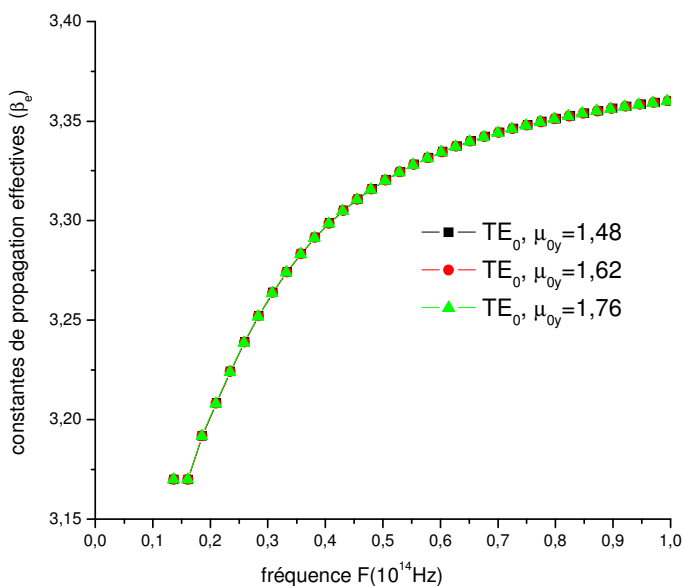


Figure III.14 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{sy} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.4.3.3 La Perméabilité du superstrat selon z

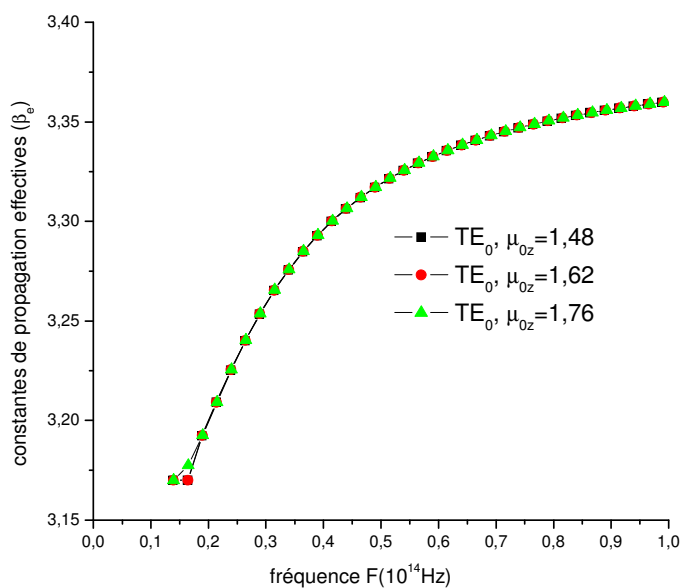


Figure III.15 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre μ_{sz} , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_1=\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu m$)

III.2.4.4 Effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du substrat

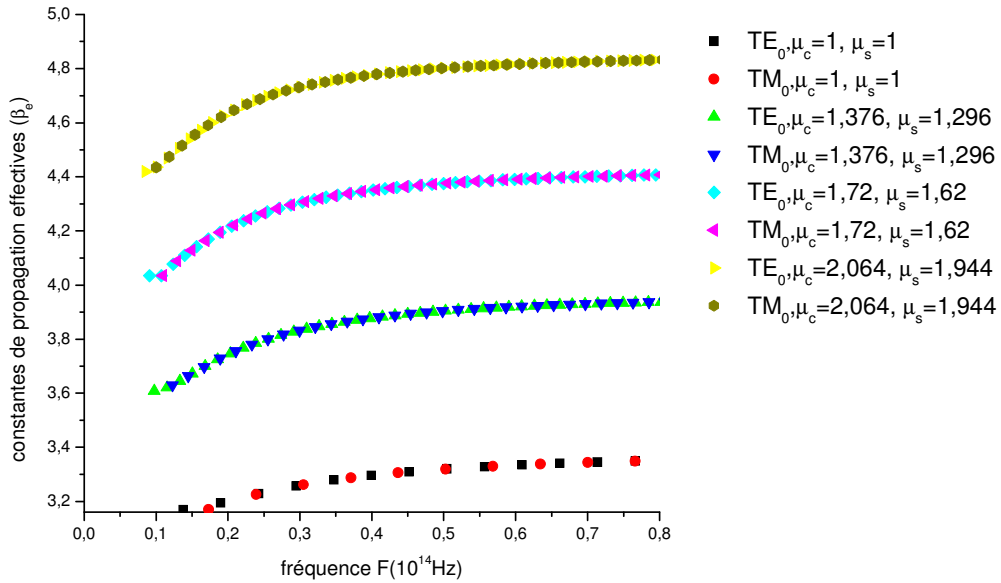


Figure III.16 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀, TM₀ en fonction de la fréquence, selon les paramètres μ_c et μ_s , ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.4.5 Comparaison de l'effet de la perméabilité du cœur avec ce combiné des perméabilités axiales du cœur et du substrat

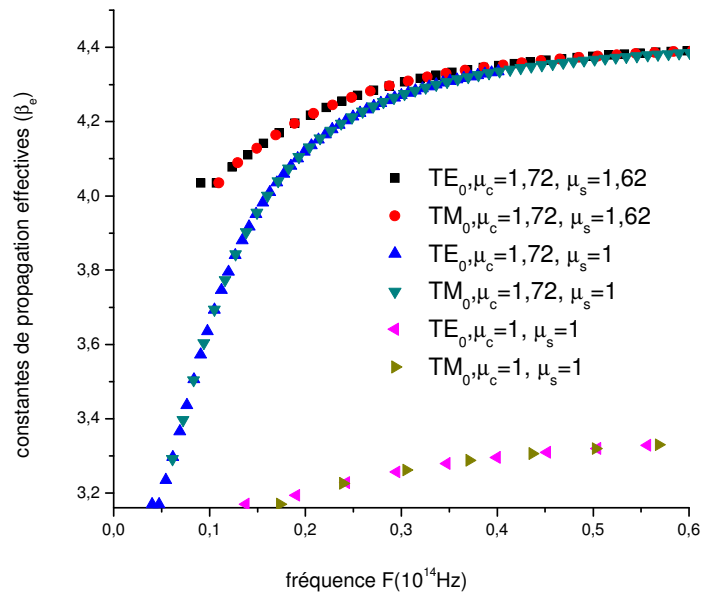


Figure III.17 : Constantes de propagation effectives des modes fondamentaux en fonction de la fréquence ($\epsilon_1=11.4244$, $\epsilon_s=10.0489$, $\epsilon_0=1$, $\mu_0=1$, $\xi_1=\xi_s=\xi_0$, $2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.4.6 Effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du superstrat

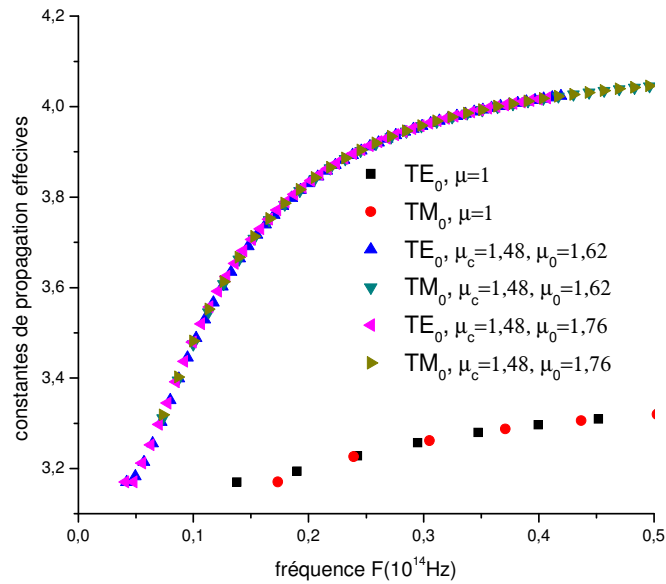


Figure III.18 : Constantes de propagation effectives des modes fondamentaux en fonction de la fréquence (comparaison aux cas : isotrope, cœur magnétique et cœur-superstrat magnétique) ($\epsilon_1=11.4244, \epsilon_s=10.0489, \epsilon_0=1, \mu_s=1, \xi_1=\xi_s=\xi_0, 2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.4.7 Effet combiné des perméabilités axiales du substrat et du superstrat

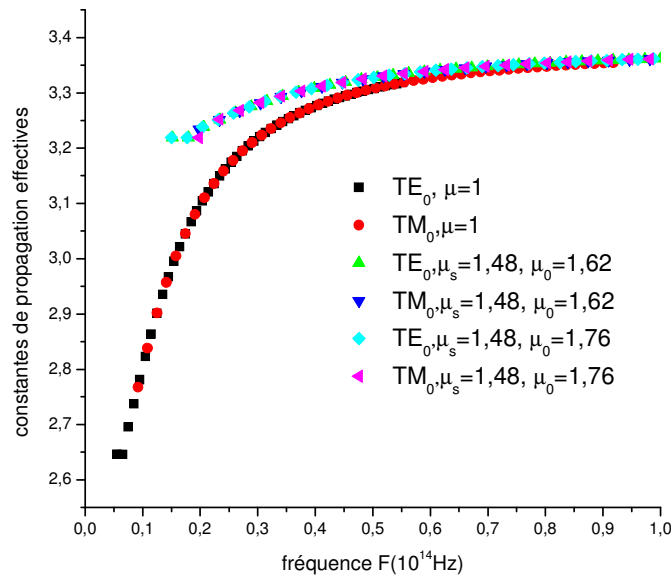


Figure III.19 : Constantes de propagation effectives des modes fondamentales en fonction de la fréquence (comparaison aux cas: isotrope, substrat magnétique et substrat-superstrat magnétique) ($\epsilon_1=11.4244, \epsilon_s=10.0489, \epsilon_0=1, \mu_1=1.48, \xi_1=\xi_s=\xi_0, 2a=3.54\mu\text{m}$)

III.2.5 Effet de la permittivité

III.2.5.1 Influence de la permittivité cœur

III.2.5.1.1 Influence de la permittivité cœur suivant x

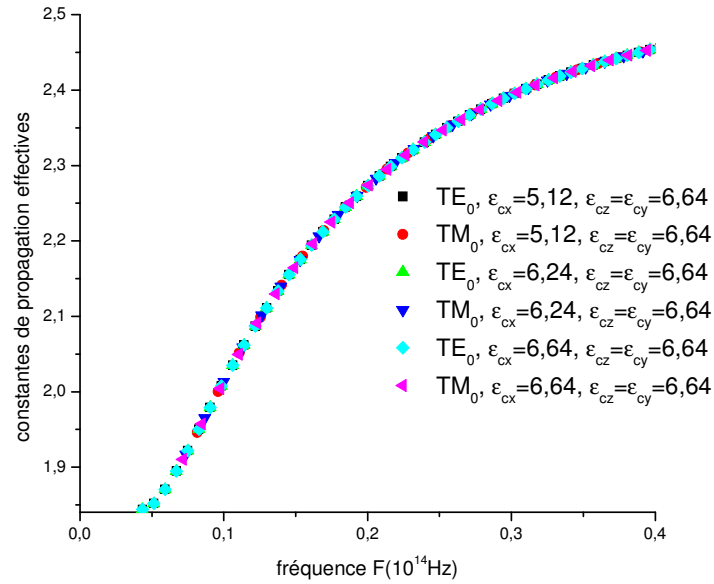


Figure III.20: Constantes de propagation effectives des modes TE_0 , TM_0 en fonction de la fréquence selon, les paramètres ϵ_{cx} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_s = 5.12$, $\epsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.1.2 Influence de la permittivité cœur suivant z

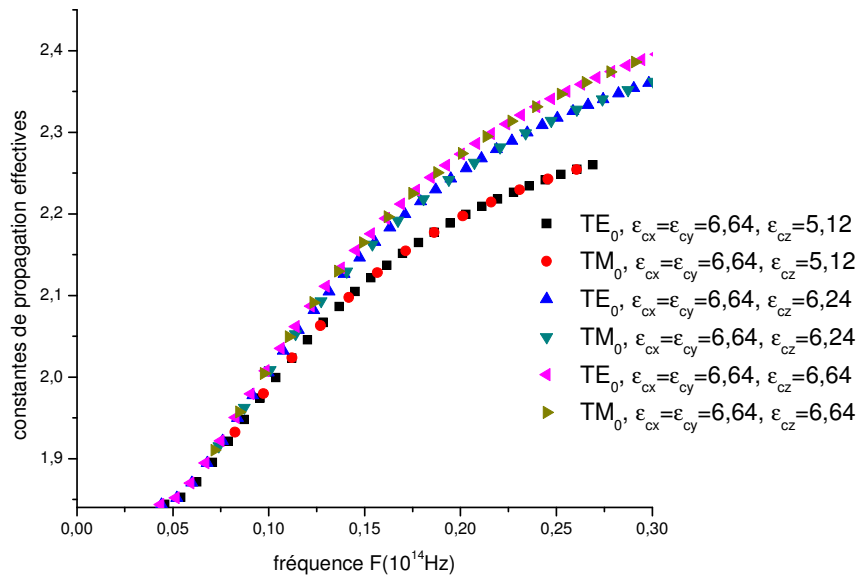


Figure III.21 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 , TM_0 en fonction de la fréquence selon, les paramètres ϵ_{cz} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_s = 5.12$, $\epsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.1.3 Variation de la permittivité bi isotrope du cœur

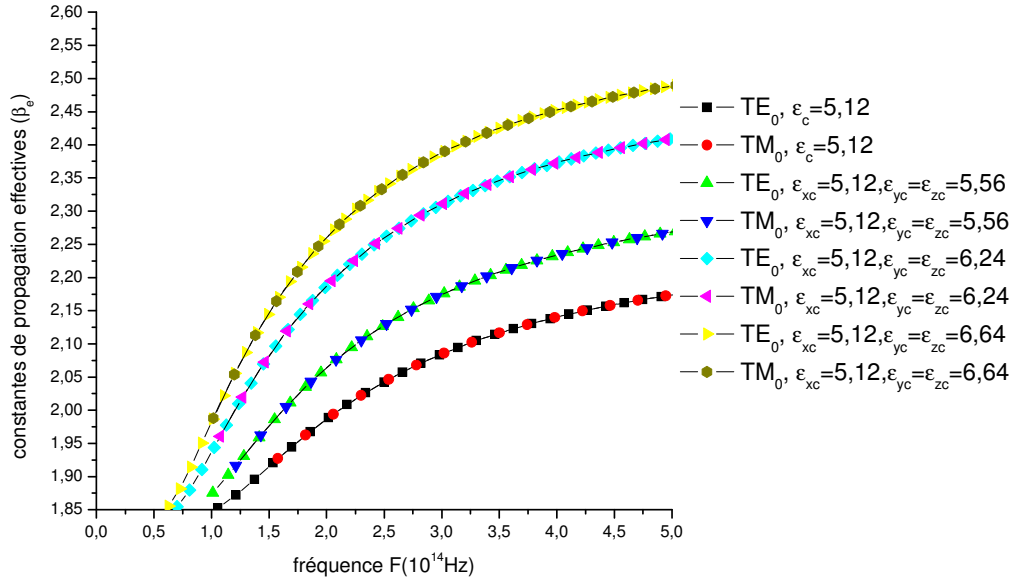


Figure III. 22 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0, TM_0 en fonction de la fréquence, selon les paramètres ϵ_{yc} et ϵ_{zc} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_s = 5.12$, $\epsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.2 Effet de la permittivité du substrat

III.2.5.2.1 Effet de la permittivité du substrat selon x

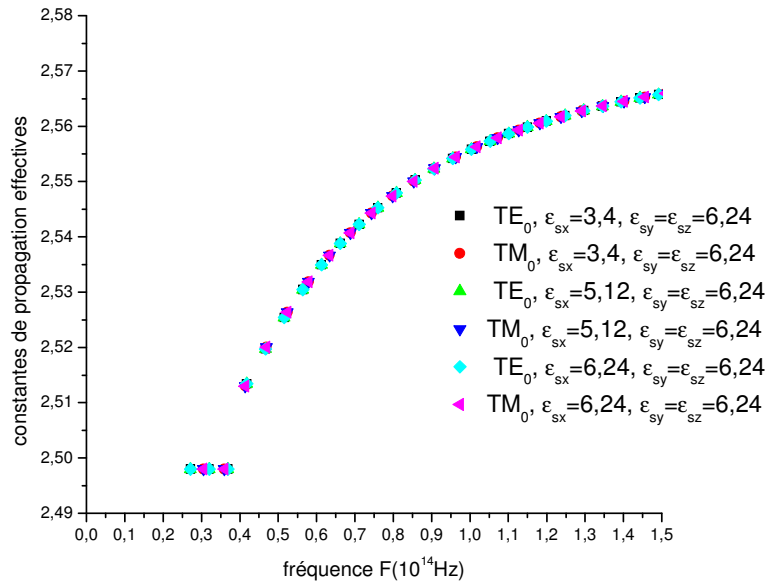


Figure III.23 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0, TM_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ϵ_{sx} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_l = 6.64$, $\epsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.2.2 Effet de la permittivité du substrat suivant z

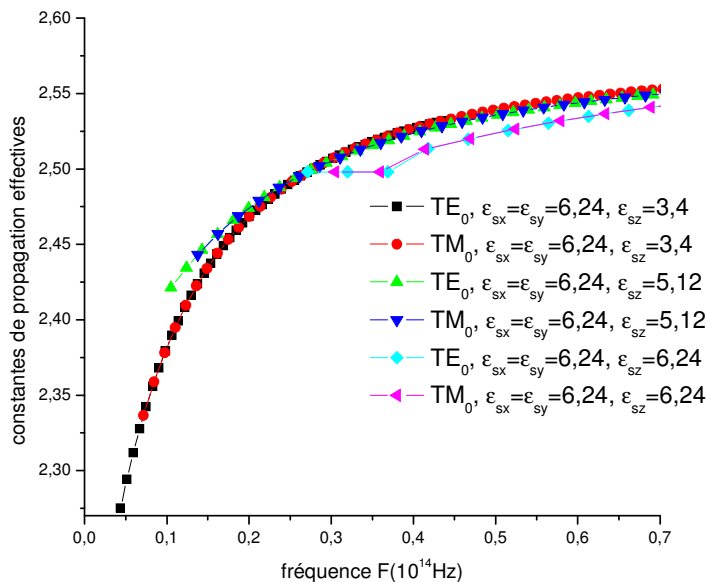


Figure III.24 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 , TM_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ε_{sz} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\varepsilon_1 = 6.64$, $\varepsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$).

III.2.5.3 Effet de la permittivité du superstrat

III.2.5.3.1 Effet de la permittivité du superstrat suivant x

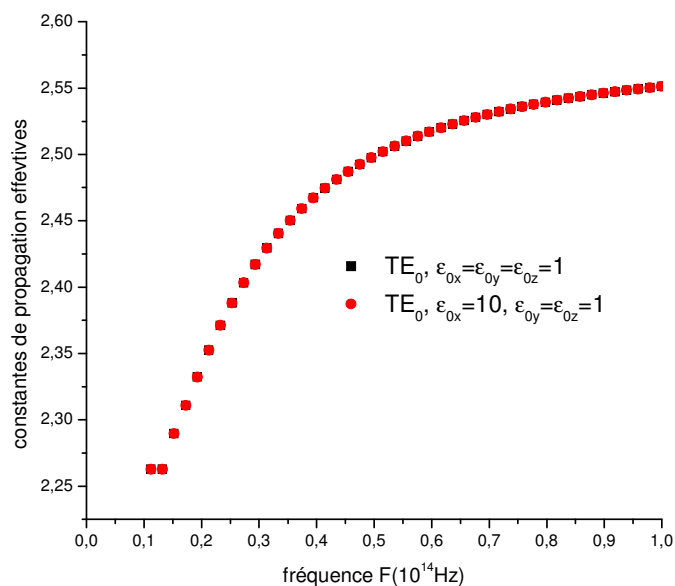


Figure III.25 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 , TM_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ε_{0x} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\varepsilon_1 = 6.64$, $\varepsilon_s = 5.12$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$).

III.2.5.3.2 Effet de la composante z de la permittivité du superstrat

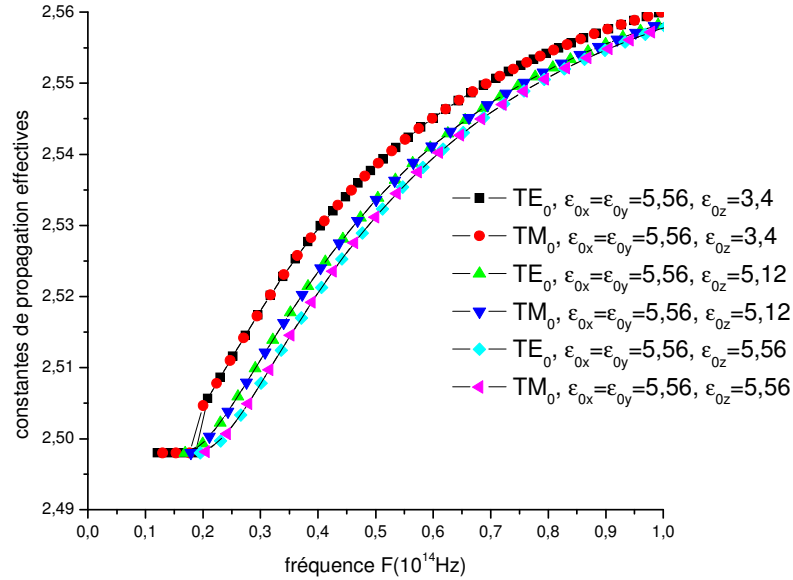


Figure III.26 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀, TM₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre ϵ_{0z} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_1 = 6.64$, $\epsilon_s = 6.24$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.3.3 Effet de la permittivité du superstrat suivant y

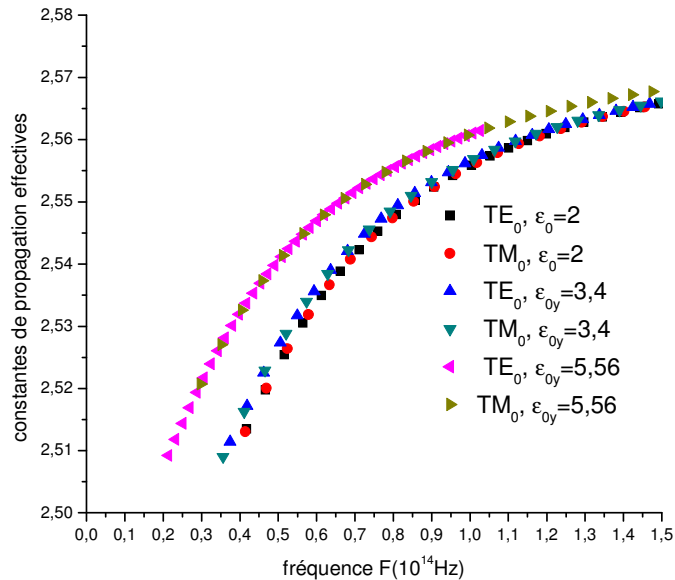


Figure III.27 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀, TM₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre ϵ_{0y} , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_1 = 6.64$, $\epsilon_s = 6.24$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu\text{m}$)

III.2.5.3.4 Variation de la permittivité bi isotrope du superstrat

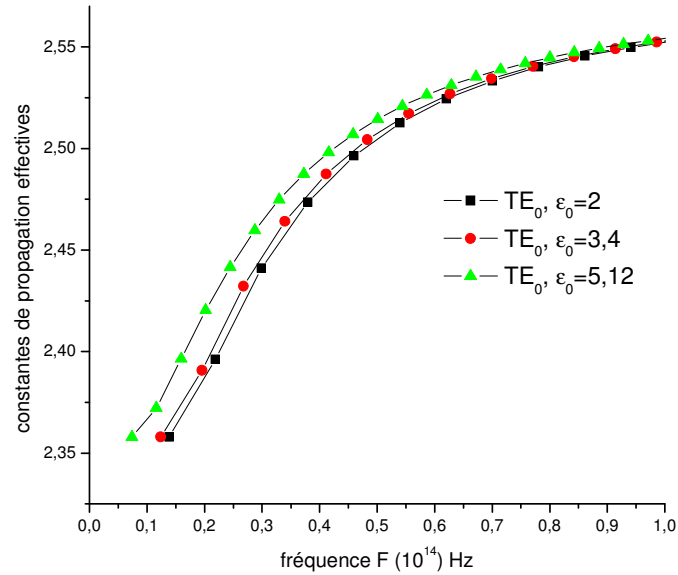


Figure III. 28 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre bi isotrope ϵ_0 , ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_1 = 6.64$, $\epsilon_s = 6.24$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu m$)

III.2.5.4 Comparaison des influences des composantes de la permittivité z : du cœur, du substrat et cœur - substrat

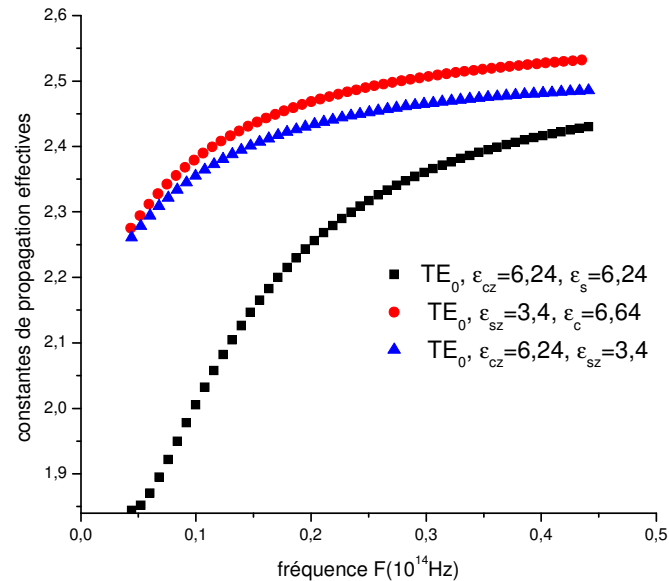


Figure III.29 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1$, $\epsilon_0 = 3.4$, $\xi_1 = \xi_s = \xi_0$, $2a = 3.54 \mu m$)

III.2.5.4 Comparaison des influences des composantes de la permittivité ϵ : du substrat, du superstrat et substrat - superstrat

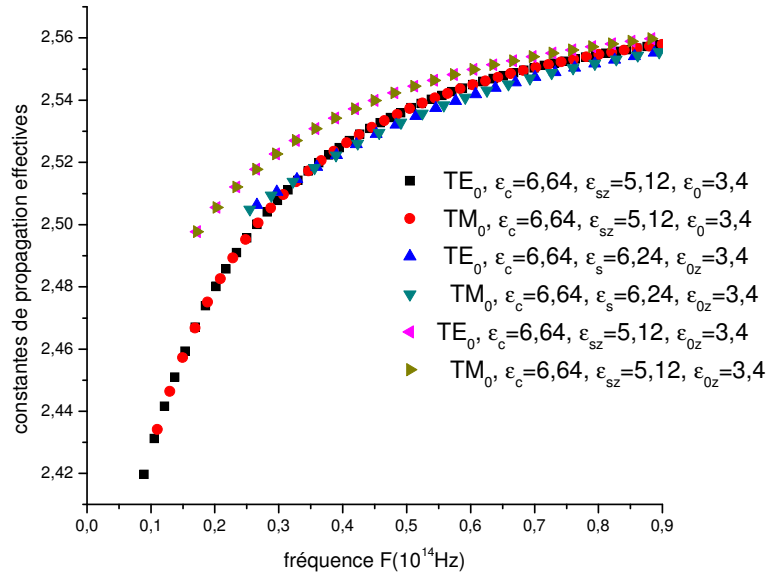


Figure III.30 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0, TM_0 en fonction de la fréquence selon les variations des paramètres : $\epsilon_s, \epsilon_0, \epsilon_s$ et ϵ_0 .

III.2.6 Effet de la chiralité
III.2.6.1 Chiralité bi isotrope

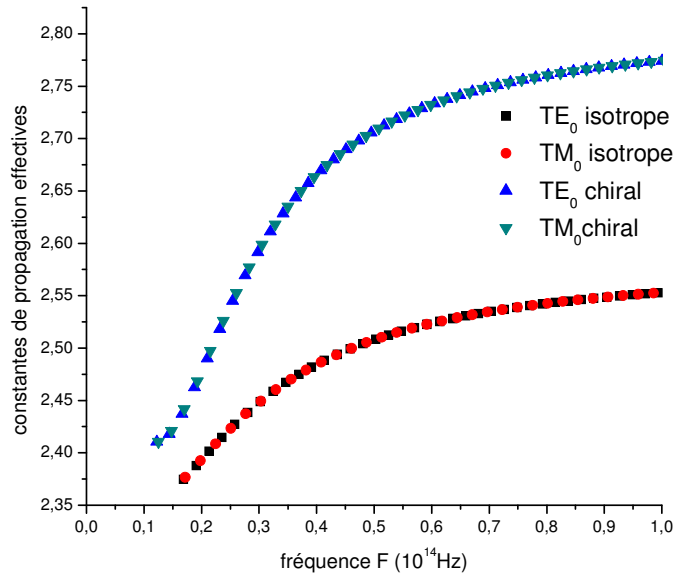


Figure III. 31 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0, TM_0 en fonction de la fréquence, (comparaison des cas : isotrope et chiralité bi isotrope) ($\xi_1=1.1, \xi_s=0.7, \xi_0=0.4$) où : ($\mu_1=\mu_s=\mu_0=1, \epsilon_1=6.64, \epsilon_s=5.56, \epsilon_0=3.4, 2a=3.54 \mu m$).

III.2.6.2 Variation de la chiralité du cœur

III.2.6.2.1 Variation de la chiralité du cœur suivant x

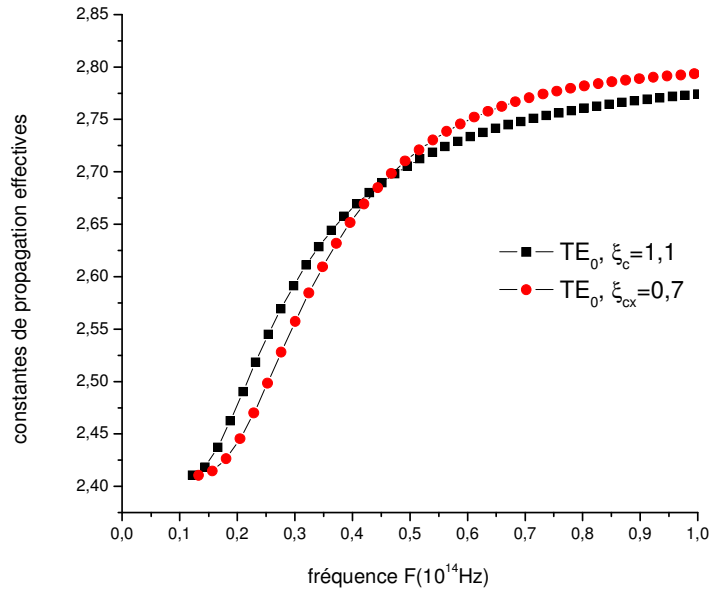


Figure III.32 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀, TM₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{1x} , ($\xi_s=0.7$, $\xi_0=0.4$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6.64$, $\varepsilon_s=5.56$, $\varepsilon_0=3.4$, $2a=3.54$ μm).

III.2.6.2.2 Variation de la chiralité du cœur suivant z

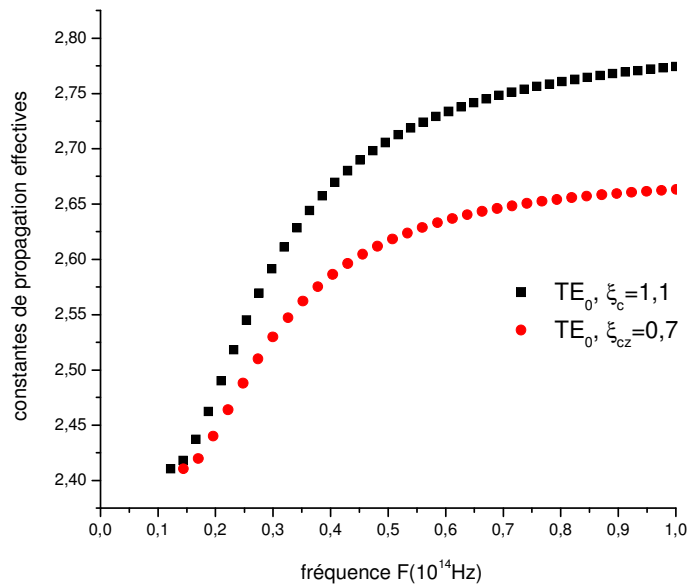


Figure III.33 : Constantes de propagation effectives des modes TE₀ en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{1z} , ($\xi_s=0.7$, $\xi_0=0.4$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6.64$, $\varepsilon_s=5.56$, $\varepsilon_0=3.4$, $2a=3.54$ μm).

III.2.6.3 Variation de la chiralité du substrat

III.2.6.3.1 Variation de la chiralité du substrat suivant x

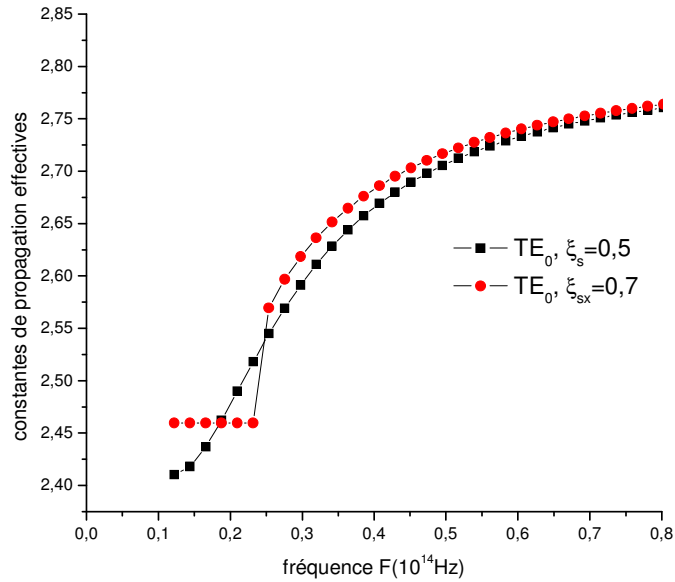


Figure III.34 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{sx} , ($\xi_1=1,1$, $\xi_0=0,4$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6,64$, $\varepsilon_s=5,56$, $\varepsilon_0=3,4$, $2a=3,54 \mu\text{m}$).

III.2.6.3.2 Variation de la chiralité du substrat suivant y

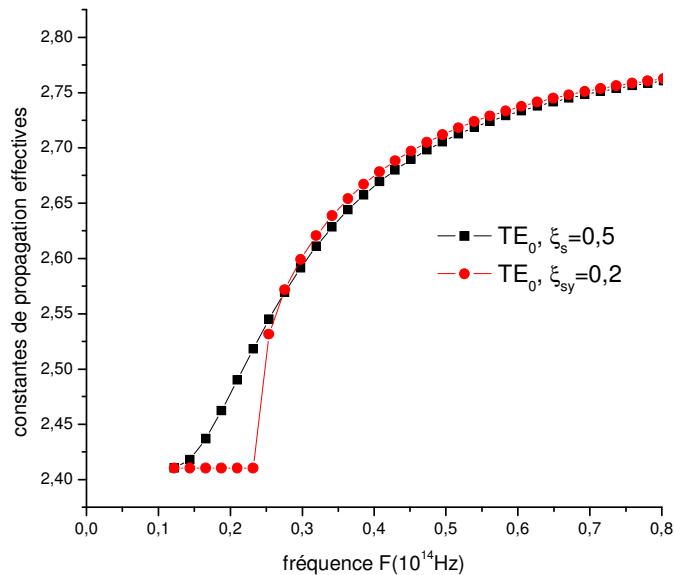


Figure III.35 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{sy} , ($\xi_1=1,1$, $\xi_0=0,4$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6,64$, $\varepsilon_s=5,56$, $\varepsilon_0=3,4$, $2a=3,54 \mu\text{m}$).

III.2.6.3.3 Variation de la chiralité du substrat suivant z

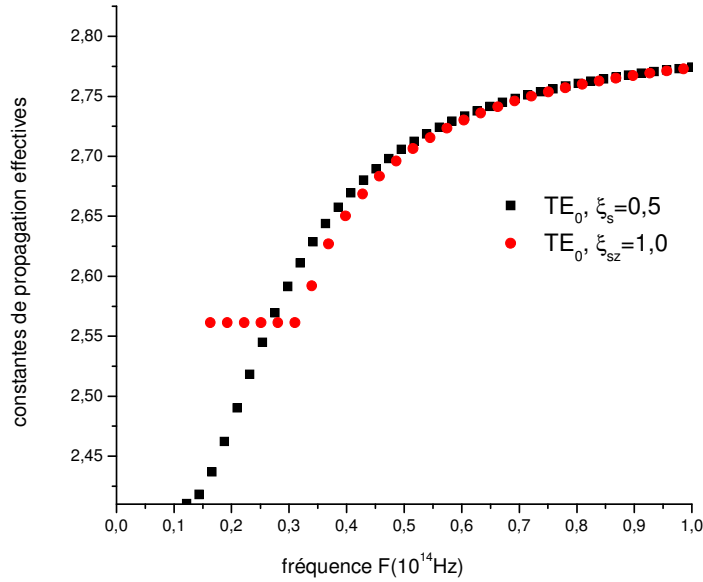


Figure III. 36 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{sz} , ($\xi_1=1.1$, $\xi_0=0.4$, $\mu_1 = \mu_s = \mu_0=1$, $\epsilon_1=6.64$, $\epsilon_s=5.56$, $\epsilon_0=3.4$, $2a=3.54 \mu m$).

III.2.6.4 Variation de la chiralité du superstrat

III.2.6.4.1 Variation de la chiralité du superstrat suivant x

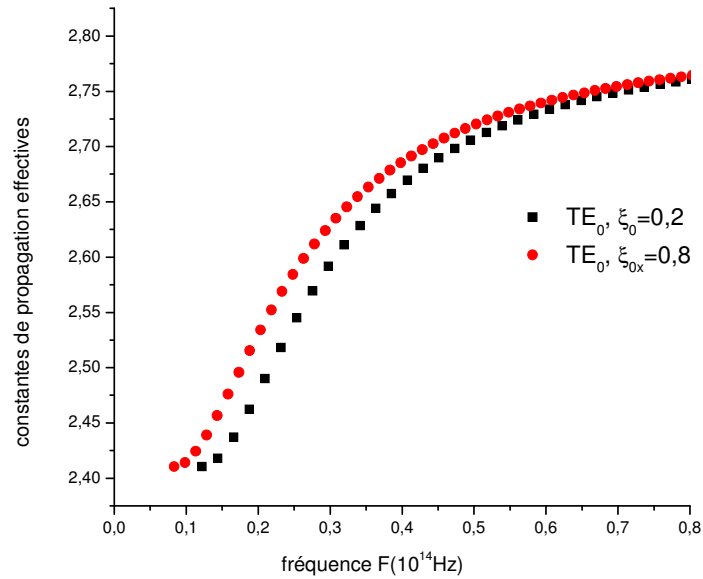


Figure III.37 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{0x} , ($\xi_1=1.1$, $\xi_s=0.7$, $\mu_1 = \mu_s = \mu_0=1$, $\epsilon_1=6.64$, $\epsilon_s=5.56$, $\epsilon_0=3.4$, $2a=3.54 \mu m$).

III.2.6.4.2 Variation de la chiralité du superstrat suivant y

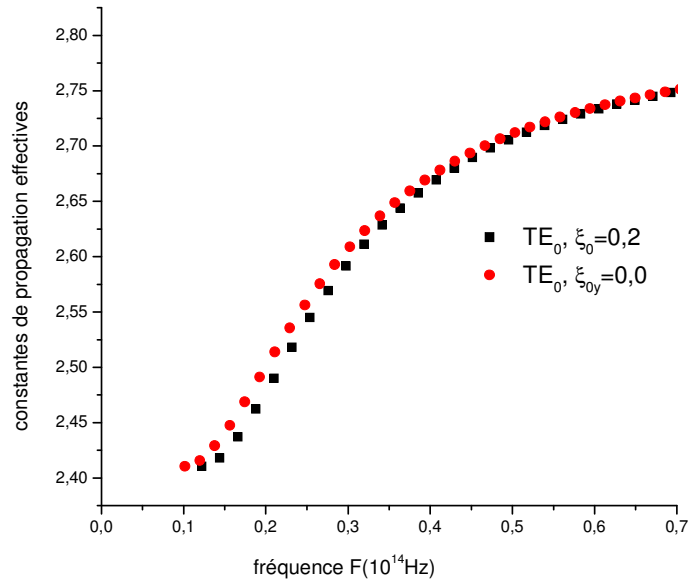


Figure III.38 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{0y} , ($\xi_1=1.1$, $\xi_s=0.7$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6.64$, $\varepsilon_s=5.56$, $\varepsilon_0=3.4$, $2a=3.54 \mu\text{m}$).

III.2.6.4.3 Variation de la chiralité du superstrat suivant z

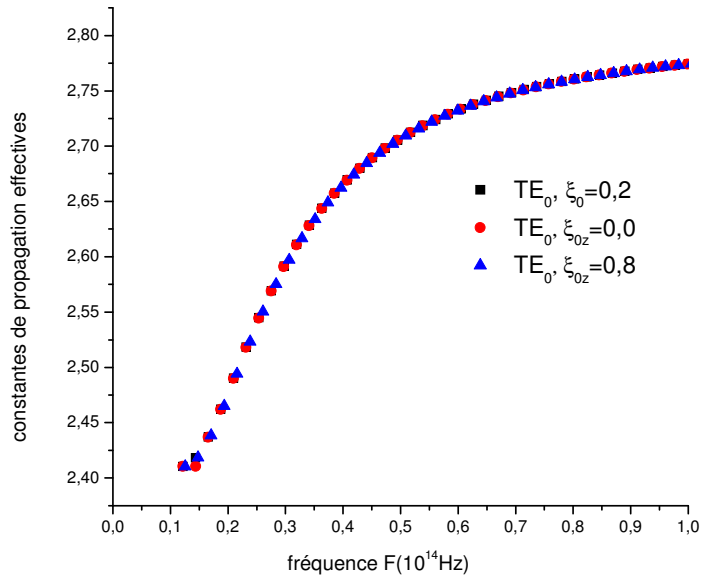


Figure III.39 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence, selon le paramètre ξ_{0z} , ($\xi_1=1.1$, $\xi_s=0.7$, $\mu_1=\mu_s=\mu_0=1$, $\varepsilon_1=6.64$, $\varepsilon_s=5.56$, $\varepsilon_0=3.4$, $2a=3.54 \mu\text{m}$).

III.2.6.5 Les trois couches sont chirales

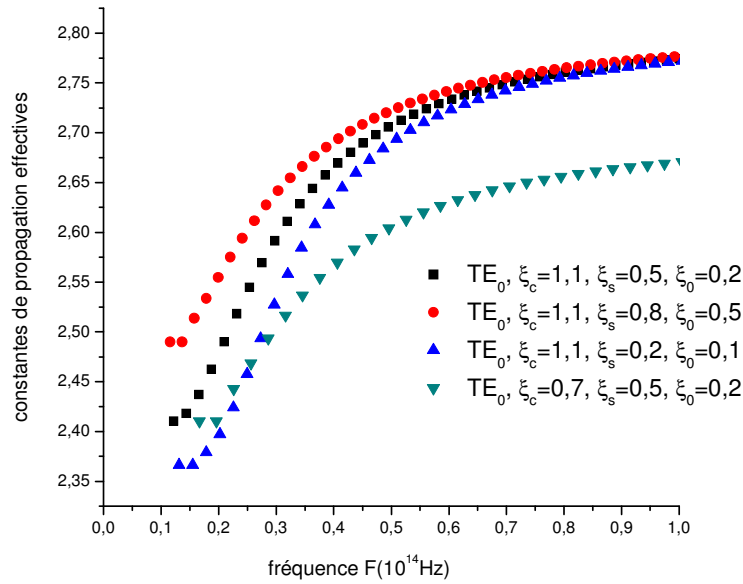


Figure III.40 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence ($\mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1, \epsilon_1 = 6.64, \epsilon_s = 5.56, \epsilon_0 = 3.4, 2a = 3.54 \mu\text{m}$).

III.2.7 Chiralité perméabilité permittivité des trois couches

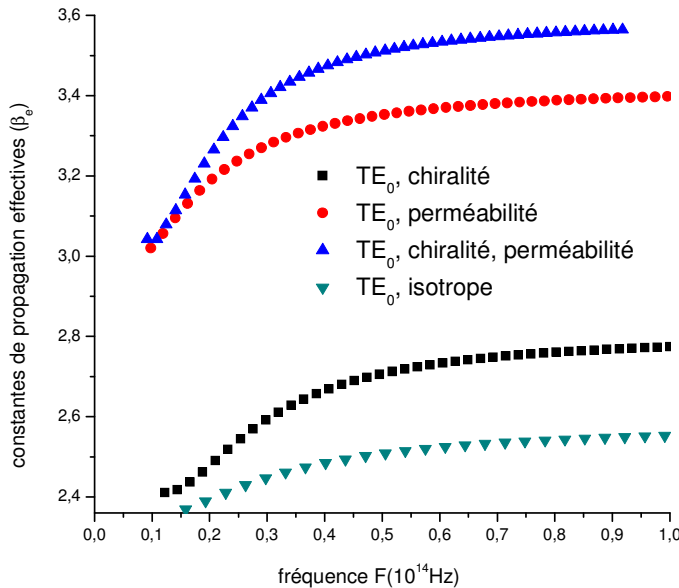


Figure III.41 : Constantes de propagation effectives des modes TE_0 en fonction de la fréquence ($\xi_1 = 1.1, \xi_s = 0.7, \xi_0 = 0.4, \mu_1 = 1.76, \mu_s = 1.62, \mu_0 = 1.48, \epsilon_1 = 6.64, \epsilon_s = 5.56, \epsilon_0 = 3.4, 2a = 3.54 \mu\text{m}$). Avec la comparaison au cas isotrope ($\xi_1 = \xi_s = \xi_0, \mu_1 = \mu_s = \mu_0 = 1, \epsilon_1 = 6.64, \epsilon_s = 5.56, \epsilon_0 = 3.4$)

III.2.8 Commentaires et conclusions

Les figures (III.6, 7, 8), représentent l'effet de la perméabilité du cœur selon les axes x et y sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- Les fréquences de coupures des modes diminuent avec l'augmentation de la perméabilité axiale du cœur selon les axes x et y.
- Les constantes de propagation des modes augmentent avec l'augmentation de la perméabilité du cœur selon les axes x et y.
- Selon l'axe z, les constantes de propagation ne changent pas.

Les figures (III.9, 10, 11,12), représentent l'effet de la perméabilité du substrat selon les axes x et y sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- L'augmentation des constantes de propagation des modes est due à l'augmentation de la perméabilité du substrat selon les axes x et y.
- Les fréquences de coupures des modes augmentent avec l'augmentation de la perméabilité du substrat selon l'axe z.

Les figures (III.13, 14, 15), représentent l'effet de la perméabilité du superstrat selon les axes x, y et z sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- La variation de la perméabilité du superstrat n'a pas une grande influence sur les constantes de propagation des modes ; Mais introduit une légère diminution des fréquences de coupures.

Les figures (III.16, 17), représentent l'effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du substrat, nous constatons que :

- Si le cœur et le substrat sont des milieux magnétiques, il est souhaitable d'augmenter les constantes de propagation et les fréquences de coupures des modes par rapport au cas où le cœur seul est magnétique.

Les figures (III.18, 19), représentent l'effet combiné des perméabilités axiales du cœur et du superstrat et ceux du substrat et superstrat, nous constatons que :

- La perméabilité du superstrat n'a pas une grande influence sur les constantes de propagation des modes ; Mais introduit une légère augmentation des fréquences de coupures des modes TM.

Ces résultats sont en concordance avec ceux de la littérature [22], [23].

Les figures (III.20, 21, 22), représentent l'effet de la permittivité du cœur selon les axes x et z sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- La variation de la permittivité selon l'axe x n'influe pas sur les constantes de propagation des modes, mais son augmentation induit une légère diminution de leurs fréquences de coupures.
- L'augmentation de la permittivité du cœur selon l'axe z induit une augmentation des constantes de propagation des modes, et une diminution de leurs fréquences de coupures surtout pour les modes TE.

Les figures (III.23, 24), représentent l'effet de la permittivité du substrat selon les axes x et z sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- La variation de la permittivité selon x présente une influence négligeable sur les modes propagés.
- L'augmentation de la permittivité du substrat selon l'axe z induit une augmentation importante des fréquences de coupures des modes et une légère diminution de leurs constantes de propagation.

Les figures (III.25, 26, 27, 28), représentent l'effet de la permittivité du superstrat selon les axes x, z et y sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

- La variation de la permittivité du superstrat selon x présente une influence négligeable sur les modes propagés.
- L'augmentation de la permittivité du superstrat selon l'axe z induit une augmentation des fréquences de coupures des modes et une diminution de leurs constantes de propagation.
- L'augmentation de la permittivité du superstrat selon l'axe y induit une augmentation des constantes de propagation des modes et une diminution de leurs fréquences de coupures.

L'effet combiné de la permittivité du cœur et du substrat selon z est un cas intermédiaire entre l'effet de la permittivité selon z du cœur et du substrat figure (III.29).

L'effet combiné de la permittivité du superstrat et du substrat selon z est d'augmenté les constantes de propagation des modes et de diminué leurs fréquences de coupures figure (III.30).

C'est résultats sont convenables aux littératures [24], [25], [26].

La figure (III.31) montre la comparaison entre le cas isotrope et le cas où les trois couches sont chirales isotropes. Nous constatons une grande augmentation des constantes de propagation des modes et une légère diminution de leurs fréquences de coupures.

Les figures (III.32, 33), représentent l'effet de la chiralité du cœur selon les axes x et z sur la propagation des modes, nous constatons ce qui suit :

➤ Pour les fréquences proches de la fréquence de la coupure du mode, la diminution de la chiralité du cœur selon x entraîne une légère diminution des constantes de propagation par contre, pour les hautes fréquences, elle induit une augmentation de ces constantes.

➤ La diminution de la chiralité du cœur selon z favorise une diminution remarquable des constantes de propagation des modes et une légère augmentation de leurs fréquences de coupures.

Les figures (III.34, 35, 36), représentent l'effet de la chiralité du substrat selon les axes x, y et z sur la propagation des modes, nous constatons que:

➤ L'augmentation de la chiralité du substrat selon les axes x et z induit une légère diminution des constantes de propagation des modes.

➤ L'augmentation de la chiralité du substrat selon l'axe y induit une légère augmentation des constantes de propagation des modes.

Les figures (III.37, 38, 39), représentent l'effet de la chiralité du superstrat selon les axes x, y et z sur la propagation des modes, nous constatons que:

➤ L'augmentation de la chiralité du superstrat selon l'axe x favorise l'augmentation des constantes de propagation et la diminution de leurs fréquences de coupures.

➤ L'augmentation de la chiralité du superstrat selon l'axe y favorise une diminution des constantes de propagation et l'augmentation de leurs fréquences de coupures.

➤ La variation de la chiralité du superstrat selon l'axe z n'a pas une influence importante sur les modes de propagation.

La figure (III.40), montre l'augmentation isotrope de la chiralité du substrat et du superstrat induit une augmentation des constantes de propagation des modes mais elle n'a presque aucune influence sur leurs fréquence de coupures, par contre, la diminution isotrope de la chiralité du cœur induit une diminution importante des constantes de propagation et une augmentation des fréquences de coupures des modes.

Donc, c'est la chiralité du cœur qui a la grande influence sur la propagation des modes de la structure planaire.

Les résultats sont convenables aux littératures [25], [26].

La figure (III.41), représente la comparaison entre l'effet de la perméabilité, l'effet de la chiralité et le cas isotrope. Elle montre que la chiralité et la perméabilité influent surtout sur les constantes de propagation des modes, et que la perméabilité a la plus grande influence. L'influence de la chiralité sur les fréquences de coupures est plus importante que celle de la perméabilité.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce mémoire est consacré à l'étude des structures de transmission en optique, dont les fibres optiques et les guides d'ondes plans, qui sont les dispositifs de base pour l'acheminement de l'information optique et pour la conception des composants optiques, qui leur seront associés.

Dans une première étape de ce travail, nous avons étudié les fibres optiques selon l'approche électromagnétique, un développement analytique des équations de Maxwell nous a mené à l'établissement de l'équation de dispersion d'une fibre optique. L'étude de cette dernière nous a éclaircie le fait que les modes propagés étaient les modes TE, TM et les modes hybrides (EH, HE). Ces modes ne sont plus distincts lorsque l'indice du cœur et celui de la gaine diffère nettement l'un de l'autre. Alors que dans le cas inverse les modes deviennent à polarisation linéaire, état électromagnétique propice pour calculer les différentes composantes des champs électrique et magnétique, afin de tracer leurs constantes de propagation normalisées.

Dans la deuxième étape de ce travail, nous avons étudiés les guides plans symétrique et asymétrique par l'approche géométrique, et par l'approche électromagnétique, les guides plans symétrique. Cette dernière nous a permis de calculer les composantes des champs électrique et magnétique, d'établir l'équation de dispersion, et en déduire la puissance totale transmise, ainsi que les modes (pairs, impairs) TE et TM. Tout cela a été effectué dans la région du cœur et celle de la gaine.

Par l'approche optique géométrique nous avons étudiés les structures diélectriques planes symétriques et asymétriques. Ce qui nous a permis d'établir les équations de dispersion et en déduire par la suite les fréquences de coupures des modes TE, TM pour chaque type de guide. Par la méthode de bisection nous avons également pu résoudre les équations caractéristiques des modes TE, TM, pour pouvoir par la suite évaluer l'influence des paramètres physiques du guide et de la longueur d'onde de la source d'excitation sur les modes propagés respectivement dans les deux structures.

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

- Les modes TE transportent mieux la puissance que les modes TM car leurs constantes de propagation sont plus élevés.
- Les fréquences de coupures des modes de la structure asymétrique sont plus grandes que celles de la structure symétrique, ce qui est un intérêt pour fonctionner en hautes fréquences.

Conclusion générale

➤ La structure asymétrique présente des fréquences de coupures des modes TM plus grandes que celles des modes TE, ce qui est un intérêt pour exciter les modes TM aux hautes fréquences.

➤ Les guides plans symétriques transportent mieux la puissance que les guides plans asymétriques à cause des valeurs plus élevées de leurs constantes de propagation.

➤ L'augmentation de l'indice du cœur favorise l'augmentation : du nombre de modes guidés, de leurs constantes de propagation, et la diminution de leurs fréquences de coupures pour les deux structures, et inversement.

➤ L'augmentation de l'indice de la gaine favorise la diminution : du nombre de modes guidés et l'augmentation des fréquences de coupures des modes pour les deux structures, et inversement.

Ces deux derniers résultats nous permettent de jouer sur les indices du guide, afin de concevoir des guides qui fonctionnent en haute fréquence.

➤ L'augmentation de la longueur d'onde de la source d'excitation induit la diminution : du nombre de modes, de leurs constantes de propagation, et l'augmentation des épaisseurs de coupures des modes pour les deux types de guide.

➤ L'augmentation de l'épaisseur du cœur induit l'augmentation : du nombre de modes propagés, de leurs constantes de propagation, et la diminution des fréquences de coupures des modes pour les deux type de guides et inversement.

Donc, ces deux dernières conclusions, nous permettent de déduire que l'augmentation en fréquence, reste conditionner par la miniaturisation des structures et inversement.

Notant également que, selon les quatre dernières conséquences, les guides plans asymétriques sont plus sensibles à l'influence des paramètres physiques et à la longueur d'onde de la source d'excitation que les guides plans symétriques, donc les guides plans asymétriques sont plus performants en hautes fréquences.

La troisième étape de notre travail est une étude du guide plan asymétrique chiral. Nous avons calculé les composantes des champs électrique et magnétique dans la région du cœur et celle de la gaine constituée d'un matériau chiral bianisotrope. Nous avons déduit les équations de dispersions des modes TE, TM, après application des conditions aux limites, ces équation ont été résolues numériquement par la méthode de la bisection. Les résultats obtenus par cette étude nous ont permis de conclure ce qui suit :

Conclusion générale

- L'augmentation de la perméabilité du cœur selon l'axe x et y induit la diminution des fréquences de coupures des modes et l'augmentation de leurs constantes de propagation.
- L'augmentation de la perméabilité du substrat selon l'axe x et y induit l'augmentation des constantes de propagation des modes. par contre, les fréquences de coupures augmentent selon l'augmentation de la perméabilité du substrat suivant z.
- La perméabilité du superstrat n'a pas d'influence sur la propagation des modes.
- L'augmentation de la permittivité du cœur selon x et z favorise la diminution des fréquences de coupures des modes.
- L'augmentation de la permittivité du cœur selon z favorise l'augmentation des constantes de propagation des modes, mais aucune variation apparente selon x.
- La permittivité du substrat et du superstrat selon l'axe x, n'a pas une grande influence sur les fréquences de coupures et les constantes de propagation des modes.
- La permittivité du superstrat selon l'axe y, induit une diminution des fréquences de coupures des modes et une augmentation de leurs constantes de propagation.
- L'augmentation de la permittivité du substrat selon l'axe z induit une grande augmentation des fréquences de coupure des modes et une petite diminution de leurs constantes de propagation.
- L'augmentation de la permittivité du superstrat selon l'axe z induit une petite augmentation des fréquences de coupure des modes et une petite diminution de leurs constantes de propagation.
- L'augmentation de la chiralité du cœur suivant l'axe x et z favorise une petite diminution des fréquences de coupures des modes et une augmentation de leurs constantes de propagation spécialement selon l'axe z.
- L'augmentation de la chiralité du substrat selon l'axe z favorise une augmentation des fréquences de coupures des modes. Mais selon les axes x et y, il n'y a pas une influence importante.
- L'augmentation de la chiralité du superstrat selon l'axe x et y induit une diminution des fréquences de coupures des modes et une augmentation de leurs constantes de propagation. Mais selon l'axe z, il n'y a pas une grande influence.

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

Références

Références

- [1]: **Katsunari Okamoto:** Fundamentals of Optical Waveguides, Laboratory Ltd Ibaraki, Academic Press is an imprint of Elsevier, 2006, Japan.
- [2]: **Casimer M. DeCusatis and Carolyn J. Sher DeCusatis:** Consultant: Fiber Optic Essentials, Distinguished Engineer, IBM Corporation, Poughkeepsie, New York. Academic Press is an imprint of Elsevier, 2006.
- [3]: **Ray Tricker:** Optoelectronic and Fiber Optic Technology, ISBN 0 7506 5370 1, Newnes, First published 2002.
- [4]: **D. Samiha :** Modélisation d'une structure à guide d'onde imprimée sur diélectrique bianisotropique (le chiral) selon la technique de la matrice exponentielle généralisée application au résonateur micro-ondes, Mémoire de Magister en Electronique. Université Mentouri, Constantine 2007.
- [5]: **Gonzalo Plaza, Francisco Mesa, and Manuel Horno:** Computation of Propagation Characteristics of Chiral Layered Waveguides, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, VOL. 45, NO. 4, April 1997
- [6]: **D. Bacon T.C.K. Rao:** Propagation modes of a cylindrical waveguide loaded by a coaxial chiral cylinder, IEE Proc.-Microw. Antennus Propdg., VOL 145, NO. 3, June University of Massachusetts Lowell, Lowell, USA 1998.
- [7]: **Jens Reinert**, Associate Member, IEEE, **Gerald Busse**, Associate Member, IEEE, and **Arne F. Jacob**, Member, IEEE: Waveguide Characterization of Chiral Material: Theorie, IEEE Transactions on microwave theory and Techniques, VOL. 47, NO. 3, March 1999, Technische Universitat Braunschweig, D-38023 Braunschweig, Germany.
- [8]: **Yin Wenyan, Wang Wenbing, and Li Pao:** Guided Electromagnetic Waves in Gyrotropic Chirowaveguides, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, VOL. 42, NO. 11, November 1994.
- [9]: **Zerrouk Sidi Ali Mebarek :** Supports de transmission et composants micro-ondes Institut des télécommunications, 1995, Oran, Algérie, ISBN : 9961.0.0094.3.
- [10]: **OLIVIER Jacquin :** Cours d'optique guidée, Université Joseph Fourier, France 2005.
- [11]: **Pierre-André Bélanger:** Les fibres optiques, suppléments d'électromagnétisme appliqué, Université Laval, Canada, 1992.
- [12]: **OLIVIER Reynet :** Métamatériaux à base d'éléments ferromagnétiques et électroniques, Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2003.

- [13]: **F.Mariotte, B.Sauviac et J.Ph.Héliot** : Modélisation de matériaux chiraux à structures hétérogènes (modèle MTWC) théorie, validations expérimentales et applications, J Phys. III France 5 (1995) 1537-1564.
- [14]: **A. Lakhtakia, V. K. Varadan, and V.V. Varadan**: Lecture notes in Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA, Managing Editor:W. Beiglbock.
- [15]: **Frédéric Mariotte, Bruno Sauviac** : French Atomic Energy Commission, CENESTA, **Sergei A. Tretyakov** : St Petersburg State Technical University, Radiophysics: Modeling Effective Properties of Chiral Composites. IEEE Antennas and Propagation Magazine, VOL. 38, NO. 2, April 1996.
- [16]: **K.Aydin, Mehmet Bayindir, and E.Ozbay**: Microwave transmission through metamaterials in free space, Department of physics, Bilkent University, Bilkent, 06533 Ankara, Turkey 2002.
- [17]: **Nikolay I. Zheludev, Aris Papakostas, Adrian Potts, Harry J. Coles and Darren M. Bagnall**: Layered chiral metallic meta-materials, Proceedings of SPIE VOL. 4806 (2002), University of Southampton, SO17 1BJ.
- [18]: **A. Potts, A. Papakostas, D.M. Bagnall, N.I. Zheludev**: Planar chiral meta-materials for optical applications, A. Potts et al. / Microelectronic Engineering 73–74 (2004) 367–371, University of Southampton, Highfield, Southampton SO17 1BJ, UK, 2004.
- [19]: **Wen Zhang**: Optical activities and applications of planar chiral metamaterials, school of electronics and computer science, University of Southampton, PhD Thesis, September 2006.
- [20]: **S. Takahashi, A. Potts, D. Bagnall, N.I. Zheludev, A.V. Zayats**: Near-field polarization conversion in planar chiral nanostructures, S. Takahashi et al. / Optics Communications 255 (2005) 91–96, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, United Kingdom, 2005.
- [21]: **A. Papakostas, A. Potts, D.M. Bagnall, S. L. Prosvirnin, H. J. Coles, and N. I. Zheludev**: Optical Manifestations of Planar Chirality, Doi: 10.1103/PhysRevLett.90.107404(4), University of Southampton, SO17 1BJ, United Kingdom, March 2003.
- [22]: **A. Toscano, G. Ungarelli and L. Vegni**: Characteristics of propagation in the parallel Plate waveguide partially filled with a chiral material, 0-7803-0730-5/92 © 1992 IEEE. University of Roma "La Sapienza".
- [23]: **T.Q.Ho and B. Beker**: Effects of misalignment on propagation characteristics of

transmission lines printed on anisotropic substrate, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, VOL. 40, NO. 5, May 1992.

[24]: 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, I E E Proceedings-H, VOL.138, NO. 4, August 1991.

[25]: J.C. da, S.Lacava, F.Lumini: An alternative formulation for guided electromagnetic fields in grounded chiral slabs, Progress In Electromagnetics Research, PIER 16, 285-304, Brazil, 1997

[26]: Abhay R. Samant and Keith W. Whites, Member, IEEE: 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 المدكرة عبارة عن دراسة تفصيلية للبنيات الناقلة للمعلومة الضوئية و المتمثلة في الألياف البصرية بنوعها ذو مؤشر الإنكسار التدريجي و بالقفز، في حالة النقل الضعيف، الأحادي و المتعدد. كما أنها دراسة لبنيات النقل المستوية، المتماثلة و غير المتماثلة، و هذا في حالة المعادن المنتظمة، و المعادن الكيرالية ذات اللانظام المحوري. هذا البحث عولج بطريقتين؛ الطريقة الضوئية الدقيقة، و النظرية الكهرومغناطيسية. الطريقة المختارة للحل الرقمي لمعادلات الإنتشار، كانت طريقة تقسيم المجال. النتائج المتحصل عليها بواسطة هذه الدراسة، ترجمت و قورنت بسابقتها المتواجدة في المراجع المعتمدة لبنيات متماثلة.

Résumé

Ce mémoire est une évaluation des structures de transmission en optique telles que : les fibres optiques (a gradient, a saut d'indice), a faible guidage, mono et multimodes, les guides plans diélectriques symétrique et asymétrique, cas des matériaux isotrope et chiral bianisotrope. Cette recherche était menée selon deux approches ; celle de l'optique géométrique et électromagnétique. La méthode de résolution numérique, des équations de dispersion, adoptée était celle de la bisection. Les résultats obtenus par cette étude étaient interprétés et comparés à ceux de la littérature pour des structures similaires

Abstract

This work is a study of transmission structures in optic like: step index, graded index optical fibers single mode and multimode bay weak guidance, the work is also a study of planar symmetric and asymmetric optical waveguides, in the case of isotropic materials and chiral bianisotropic materials. This search was trained by two theories, geometrical optic and electromagnetic theory. The selected method of the numerical resolving of dispersions equations was the bisection. Obtained results by this study was interpreted and compared with who's of literatures studied similar structures.