

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



جامعة البليدة
UNIVERSITE DE BLIDA
معهد العلوم الدقيقة
INSTITUT DES SCIENCES EXACTES

MEMOIRE DE MAGISTER

Présenté par :

M^r. AMMI Sofiane

SPECIALITE : *PHYSIQUE.*
OPTION : *MATERIAUX ET COMPOSANTS.*

THEME

*ETUDE D'UN GUIDE DE LUMIERE
A DEUX DIMENSIONS.
Application aux réseaux de diodes laser*

Devant le jury :

M ^r . M .BENSEBTI, Maître de conférence, Université de Blida.	Président.
M ^r . M .T. BELAROUSSI, Maître de recherche, C.D.T.A.	Examineur
M ^r . K . FERDJANI, Maître de conférence, Université de Blida.	Examineur
M ^r . S . NACER, Chargé de cours, Université de Blida	Rapporteur

Septembre 2001

Septembre 2001

M. M. BENSEBTI, Maître de conférence, Université de Blida. **Président.**
 M. M. T. BELAROUSSI, Maître de recherche, C.D.T.A. **Examinateur**
 M. K. FERDJANI, Maître de conférence, Université de Blida. **Examinateur**
 M. S. NACER, Chargé de cours, Université de Blida. **Rapporteur**

Devant le jury :

**ETUDE D'UN GUIDE DE LUMIERE
 A DEUX DIMENSIONS.
 Application aux réseaux de diodes laser**

THEME

SPECIALITE : **PHYSIQUE**
 OPTION : **MATERIAUX ET COMPOSANTS**

M. AMMI Sofiane

Présenté par :

MEMOIRE DE MAGISTER

INSTITUT DES SCIENCES EXACTES

جامعة البليدة و العلوم الدقيقة

UNIVERSITE DE BLIDA

جامعة البليدة

MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
 ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

32-530-46-1

32-530-46-1

DEDICACES

A Dieu Tout Grâce,
pour nous avoir guidé et honoré par la lumière de la compréhension
et de nous avoir accordé la connaissance de la science. Louange à Dieu Tout
Puissant qui nous a donné santé et courage pour achever ce travail.

A mes parents
Qui m'ont élevé avec une tendresse infinie.
Qui m'ont inculqué le goût du travail et l'esprit de persévérance.
Qui par leur encouragement et leur amour m'ont permis d'arriver ici.
Je leur dois tout témoignage et toutes mes reconnaissances.

A mes Sœurs
Houria, Khokha, Hamida, Djamila, Fatiha, Wahiba
leurs sacrifices et leurs dévouements furent sans limites,
avec toutes mes tendresses.

A mon frère
Chaouki.

A Tout mes Amis(es)
sans exception.



REMERCIEMENTS

Le Docteur Saïd Nacer, promoteur de cette thèse, a suivi son élaboration depuis le début, il a toujours préféré guider plutôt que commander, stimuler la curiosité plutôt qu'imposer des choix, indiquer des voies possibles plutôt que proposer des chemins battus.

Je voudrais lui exprimer ma profonde gratitude pour cette attitude ouverte qui favorise l'imagination et l'initiative personnelle, et le remercier pour son aide, les précieux conseils, les encouragements et les nombreuses discussions toujours très fructueuses.

Je remercie très vivement Monsieur M. BENSEBTI qui a bien voulu être le Président de Jury de cette thèse ainsi que les membres de Jury Monsieur M.T. BELAROUSSI et Monsieur K. FERDJANI.

Mes remerciements s'adressent aux, Recteur de l'université de Blida, Directeur de l'institut des Sciences Exactes ainsi que toute la famille du Département de Physique.

Mes remerciement vont aussi particulièrement à M^{elle} H.Ammi , M^{elle} L.Chenini, M^r. A.Tahraoui, M^r. R. Boularesse, M^r. M. Kartali.

Je remercie également tout ceux qui m'ont aidé de près ou de loin à réaliser ce présent travail.

RESUME

RESUME

Notre travail consiste en l'étude d'un guide de lumière à une dimension puis à deux dimensions pour parvenir à une méthodologie de détermination des différentes caractéristiques du guide.

Des méthodes de calcul numériques (méthode des matrices de transfert « M.M.T », méthode des différences finies à une dimension « M.D.F.1 », méthode de l'indice effectif « M.I.E », méthode des différences finies à deux dimensions « M.D.F.2 ») ont été présentées et un logiciel a été développé, ce logiciel (« P.S.G.L » Programme de simulation des guides de lumière) permet, à partir des données du guide, de déterminer la constante de propagation (l'indice effectif), la distribution de la puissance optique dans tout le guide et le facteur de confinement, facteur très important dans l'estimation du courant de seuil dans les diodes laser. Enfin des exemples de simulation sur différents types de guides (Diode laser large, Diode laser à ruban enterré, Réseau de diodes laser à rubans enterrés) ont été réalisés.

ملخص

ان عملنا هذا يتمثل في دراسة موجة للضوء ذو بعد واحد ثم ذو بعدين لغرض التوصل إلى طريقة نموذجية لتحديد مختلف خصائص هذا الموجة.
عدة طرق تعتمد على الحساب الرقمي (طريقة مصفوفات التحويل - طريقة الفروق المنتهية ببعد واحد - طريقة القرينة الفعالة - طريقة الفروق المنتهية ببعدين) تم عرضهم و برنامج حاسوبي تم تطويره ، هذا البرنامج (برنامج لتحاكي الموجات الضوئية) يسمح من خلال إعطائه معطيات على موجة الضوء أن يحدد له ثابت الإنتشار (القرينة الفعالة) ثم توزيع الإستطاعة الضوئية في كل الموجة وكذلك عامل التحديد، الذي يلعب دورا هاما في تقييم تيار العتبة لموحدات الليزر .
في الأخير نعطي بعض الأمثلة التشبيهية على مختلف أنواع الموجات منها : موجة موحد ليزر عريض - موجة موحد ليزر بحاشية مغروسة - موجة شبكة موحدات ليزر بحاشية مغروسة ، الذين تم تحقيقهم.

ABSTRACT

Our work consists of study One-dimensional and Two-dimensional optical waveguides, so that we attain a methodology of determination different features of the guide.

Numerical methods of calculation (transfer matrices method " T.M.M ", one-dimensional finite difference method " F.D.M.1 ", effective index method " E.I.M ", two-dimensional finite difference method " F.D.M.2 " were presented and a software was developed, this software (P.S.G.L " Programme of simulation of light guides) permits, from the guide's data, to determine the propagation constant (the mode index), the distribution of the optic power in all the guides and the coefficient of confinement, very important factor in the evaluation of threshold current in the laser diodes. Finally some examples of simulation with different types of guides (Wide laser diode, Laser diode to buried stripe, Laser diodes arrays to buried stripe) were achieved.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

Chapitre I :

I- Rappels théoriques.

I-1 : Ondes électromagnétiques.

I-1-1 : Introduction.....	3
I-1-2 : Equation de Maxwell.....	3
I-1-3 : Equation d'onde.....	4
I-1-4 : Propagation des ondes électromagnétiques.....	5
I-1-4-a : Propagation dans le vide.....	5
I-1-4-b : Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique...5	

I-2 : Propagation dans un guide de lumière plan.

* Définition.....	8
I-2-1 : Guide de lumière à trois couches.....	8
I-2-1-a : Equation d'onde.....	9
I-2-1-b : Conditions aux limites.....	10
I-2-1-c : Equation aux valeurs propres.....	10
I-2-2 : Les modes de propagation.....	11
I-2-3 : Intensité lumineuse.....	11
I-2-4 : Facteur de confinement.....	12

I-3 : Rappel sur les lasers.

I-3-1 : Principe de fonctionnement.....	12
I-3-1-1 : Amplification de la lumière.....	13
I-3-1-2 : Pompage.....	14
I-3-1-3 : Cavité résonante.....	14
I-3-2 : Laser à semi-conducteur.....	15
I-3-2-1 : Laser à homojonction.....	16
I-3-2-2 : Laser à hétérojonction.....	17
I-3-2-3 : Laser à ruban.....	20
1) Laser à ruban à guidage par le gain.....	21
2) Laser à ruban à guidage par l'indice.....	21
3) Gain seuil.....	23
4) Courant de seuil.....	25
5) Diagramme de rayonnement.....	26
I-3-2-4 : Laser de puissance à réseau de ruban.....	27

Conclusion	28
-------------------------	----

chapitre II :**Etude d'un guide de lumière à une dimension.**

II-1 : Introduction.	29
II-2 : Guide de lumière plan multicouche.	
II-2-a : Définition.	30
II-2-b : Equation d'onde.	30
II-2-c : Résolution de l'équation.	31
II-3 : Méthode des matrices de transfert.	
II-3-1 : Conditions aux limites.....	32
II-3-2 : Présentation de la méthode (Résolution de l'équation aux valeurs propres).....	33
II-3-2 : Organigrammes de résolution d'un guide multicouche avec la méthode des matrices de transfert.	35
II-4 : Méthode des différences finies.	
II-4-1 : Description de la méthode.....	37
II-4-1-1 : Opérateurs aux différences finies.....	37
II-4-2 : Application à la discrétisation de l'équation d'onde pour un guide de lumière plan	
II-4-1-1 : Modèle de pas uniforme.....	38
a : Discrétisation de l'équation d'onde.....	38
b : Organigramme général de la MDF à pas uniforme.....	41
II-4-1-1 : Modèle de pas non-uniforme.....	42
a : La dérivée seconde dans ce modèle.....	43
b : Discrétisation de l'équation d'onde.....	43
c : Organigramme général de la MDF à pas non-uniforme.....	45
II-5 : Applications.	
II-5-1 : Organigramme général du logiciel « PSGL ».....	46
II-5-2 : Description de quelques types de guides plans.....	47
II-5-3 : Exemples de simulation	48
➤ Guide de lumière à trois couches.....	48
➤ Guide de lumière S.C.H «Separated Cladd Heterostructure ».....	52
➤ Guide de lumière parabolique.....	56
➤ Guide de lumière S.C.H graduel.....	59
II-5-4 : Interprétations des résultats.....	64
Conclusion	65

chapitre III :**Etude d'un guide de lumière à deux dimensions.**

III-1 : Introduction.	66
III-2 : Guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire).	
III-2-a : Définition.....	67
III-2-b : Equation d'onde.....	67
III-2-c : Résolution de l'équation.....	68
III-3 : Méthode de l'Indice Effectif.	
III-3-1 : Equation de propagation.....	69
III-3-2 : Description de la méthode.....	70
III-4 : Méthode des différences finies.	
III-4-1 : Description de la méthode.....	75
III-4-2 : Application à la discrétisation de l'équation d'onde pour un guide de lumière	
A deux dimensions :	76
III-4-2-1 : Le Maillage.....	76
III-4-1-1 : Discrétisation de l'équation d'onde.....	78
A : Modèle de pas uniforme.....	78
B : Modèle de pas non-uniforme.....	82
III-5 : Exemples de Simulation	
A. Diode Laser à Ruban Enterré	86
B. Réseau de Diodes Laser à Ruban.....	86
III-5-1 : Applications.	
➤ Guide de lumière d'une Diode Laser à Ruban Enterré.....	87
▪ Etude : Méthode des différences finies – Méthode de l'indice effectif.....	88
▪ Interprétation des résultats.....	98
➤ Guide de lumière d'un Réseau de Diodes Laser à Ruban.....	99
▪ Etude : Méthode des différences finies (2 rubans) – Méthode de l'indice effectif (2 ruban – 5 rubans)	99
▪ Interprétation des résultats.....	106
Conclusion	106
CONCLUSION GENERALE	107
BILIOGRAPHIE	109
ANNEXE	112

INTRODUZIONE GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Dans les années 1960 l'avènement des Lasers a suscité un immense espoir : il semblait enfin possible de remplacer, pour transmettre l'information, les signaux électriques par des signaux lumineux et d'augmenter ainsi formidablement les capacités des systèmes de communications. Ces avantages ont motivé la fabrication de produits révolutionnaires tels que les verres ultrapurs, des alliages semi-conducteurs très élaborés et des matériaux non linéaires.

La lumière monochromatique et cohérente émise par le Laser éliminait un handicap majeur de la communication par onde lumineuse classiques : les sources de lumière ordinaires n'étaient, en effet, pas modulable de manière suffisamment rapide pour véhiculer de grandes quantités d'information. L'énorme capacité d'information d'une source de lumière cohérente permettait d'imaginer une nouvelle technologie la photonique, l'analogie optique de l'électronique, où l'on transmettrait, recevrait et traiterait des signaux porteurs d'informations, et constitués de photons non plus d'électrons.

Les dix dernières années ont été marquées par une très forte interaction entre les techniques de télécommunication et les possibilités offertes par les composants optoélectroniques. C'est dans ce cadre que les diodes Lasers à semi-conducteur ont connu une spectaculaire évolution grâce à un entrelacement de progrès technologiques et de mise en œuvre de nouveaux concepts. Parallèlement au développement des différentes techniques d'épitaxie, sont apparus les concepts de diodes laser à ruban, de diodes laser à puits quantiques, de diodes laser multi-cavités, et de diodes laser à contre réaction répartie.

La technologie pour la conception des guides d'ondes optiques est très pointue et fait très largement appel à des matériaux nouveaux. Le besoin en méthodes numériques dans ce domaine est croissant.

L'avènement dans l'industrie de l'ordinateur et ses évolutions révolutionnaires ont complètement modifié les méthodes de production en raccourcissant les temps de développement et en s'affranchissant des tâches répétitives et fastidieuses pour laisser aux concepteurs les travaux les plus créatifs. De nouvelles techniques assistées par ordinateurs sont apparues, prenant le pas sur les méthodes traditionnelles et manuelles ; Elles permettent à la fois d'avoir une vue du produit fini, de le modifier le cas échéant, et de simuler son fonctionnement avant sa réalisation effective. Elles permettent encore de générer les programmes nécessaires assurant la réalisation de plusieurs phases complexes de plus en plus spécialisées.

A la suite de cet effort de recherche important, les champs d'applications classiques tels que télécommunications par fibres optiques, télémétrie, spectrométrie, ont été élargis par de nouveaux domaines comme le disque compact, le vidéo-disque, les imprimantes laser et les télécommunications optiques spatiales à long distance entre satellites.

Cependant plusieurs de ces nouveaux domaines nécessitent la mise en œuvre de sources laser à semi-conducteur délivrant des puissances optiques supérieures à quelques centaines de milliwatts. Pour satisfaire cet objectif, il a été proposé de faire une application sur des réseaux intégrés de plusieurs diodes laser mises en parallèle, cumulant les émissions stimulées de chaque diode laser élémentaire.

Le développement des composants optoélectroniques nécessite que soit maîtrisé le problème du guidage de la lumière. Notre travail s'inscrit dans ce contexte et consiste à simuler un guide de lumière à une dimension puis à deux dimensions en utilisant deux méthodes numériques pour la résolution de l'équation d'onde, et déterminer les caractéristiques du guide. La réalisation de tels calculs nécessite la mise en œuvre d'outils logiciels performants. L'étude décrite dans ce mémoire porte donc sur le développement d'un moyen de calcul informatique pour simuler des guides de lumières (guide diode laser larges, guide diode laser à ruban, réseau de diodes laser à ruban..).

Le présent mémoire s'articule de la manière suivante :

Le premier chapitre est un bref rappel théorique, nous y présenterons la théorie des ondes électromagnétiques, puis le phénomène de la propagation dans un guide de lumière plan. Enfin, un rappel sur les lasers en particulier les lasers à semi-conducteur comme la diode laser à ruban et les réseaux de diodes laser à ruban.

Le deuxième chapitre présente une étude unidimensionnelle d'un guide de lumière plans multicouche avec des méthodes de résolution numériques, méthode des différences finies (à pas uniforme – à pas non uniforme) et méthode des matrices de transfert.

Dans le troisième chapitre nous présenterons une étude bidimensionnelle d'un guide de lumière rectangulaire avec les méthodes numériques suivantes : méthode des différences finies (à pas uniforme – à pas non uniforme), méthode de l'indice effectif.

Enfin, nous terminons par une conclusion.

Chapitre I

Rappels théoriques

I-1 ONDES ELECTROMAGNETIQUES :



I-1-1 Introduction :

L'étude de la lumière a, depuis l'antiquité, suscité l'intérêt des savants, et les a amenés à se poser de nombreuses questions sur la nature de ce phénomène. Mais ce n'est qu'au dix-septième siècle que les premières lois de l'optique furent énoncées (propagation rectiligne de la lumière, lois de la réflexion et de la réfraction, etc).

Les résultats obtenus ont conduit les physiciens de l'époque à émettre deux hypothèses apparemment contradictoires sur la nature de la lumière.

Selon la première, soutenu par NEWTON, la lumière serait formée de corpuscules en mouvement dont les rayons lumineux seraient les trajectoires, cette « théorie corpusculaire » de la lumière a permis d'interpréter les phénomènes de réflexion et de réfraction (lois de SNELL DESCARTES).

La seconde théorie fut introduite par HUYGENS qui, en utilisant la notion de surface d'onde, a pu expliquer les mêmes phénomènes, c'est « La théorie ondulatoire » de la lumière [3].

I-1-2 Equations de MAXWELL :

Vers le milieu du dix-neuvième siècle, le physicien anglais JAMES CLERK MAXWELL a réussi à exprimer les lois de l'électromagnétisme en quatre équations qui portent son nom [1].

Les équations de Maxwell dans un milieu matériel homogène, de permittivité électrique ϵ , de perméabilité magnétique μ , de conductivité électrique σ , contenant des charges de densité volumique ρ , s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (I-1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (I-2)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (I-3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (I-4)$$

La synthèse des interactions qu'expriment les équations de Maxwell représente l'une des plus grandes réalisations de la physique et c'est ce qui place ces interactions dans une position privilégiée. Ce sont les mieux comprises de toutes les interactions et les seules qui puissent être exprimées sous une forme mathématique compacte et cohérente. Ceci a constitué une chance pour l'humanité dans la mesure où une grande part de notre civilisation moderne a été rendue possible par la compréhension des interactions électromagnétiques, car elles sont responsables de la plupart des processus naturels ou créés par l'homme qui affectent notre vie quotidienne [2][5].

I-1-3 Equation d'ondes :

Les équations de MAXWELL appliquées à un milieu connu et avec des conditions initiales et aux limites données, permettent théoriquement d'une manière rigoureuse de décrire les champs électromagnétiques sous certaines conditions. En combinant celles-ci, on va avoir l'Equation d'Onde dans un milieu matériel homogène (ϵ, μ) qui s'écrit :

$$\epsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \cdot \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = \Delta \vec{E} - \frac{1}{\epsilon} \cdot \vec{\nabla} \rho \quad (\text{I-5})$$

Dans le cas d'un milieu diélectrique homogène, en absence de charges et de courants ($J=0, \rho=0$) l'équation (I-5) se réduit à :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{équation d'onde pour un champ électrique}) \quad (\text{I-5*})$$

De la même manière, on trouve l'équation d'onde pour un champ magnétique:

$$\Delta \vec{H} - \epsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{équation d'onde pour un champ magnétique}) \quad (\text{I-5**})$$

Ces deux équations admettent comme solution générale :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot [A \cdot \exp(j(\omega t - \beta z)) + B \cdot \exp(j(\omega t + \beta z))] \quad (\text{I-6})$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \cdot [C \cdot \exp(j(\omega t - \beta z)) + D \cdot \exp(j(\omega t + \beta z))] \quad (\text{I-7})$$

I-1-4 Propagation des ondes électromagnétiques :

I-1-4- a : Propagation dans le vide : Dans ce cas, les équations précédentes s'écrivent :

$$\frac{d^2 \vec{E}}{dt^2} - \left(\frac{1}{\epsilon_0 \cdot \mu_0} \right) \cdot \Delta \vec{E} = 0 \quad (I-8)$$

$$\frac{d^2 \vec{H}}{dt^2} - \left(\frac{1}{\epsilon_0 \cdot \mu_0} \right) \cdot \Delta \vec{H} = 0 \quad (I-9)$$

Où : $\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \cdot \pi}$ Farad/mètre et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Henry/mètre.

Ces équations indiquent que les champs \vec{E} et \vec{H} se propagent avec la vitesse de la lumière :

$$c = \frac{1}{(\epsilon_0 \cdot \mu_0)^{\frac{1}{2}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad (I-10)$$

I-1-4-b : Propagation dans un milieu diélectrique :❖ **Vitesse de propagation et indice de réfraction :**

Les données expérimentales révèlent que la vitesse de propagation d'une onde électromagnétique à travers un milieu diélectrique est différente de sa vitesse de propagation dans le vide, et ceci est dû à l'absence de charges et de courant pour la propagation dans le vide; Cependant quand l'onde électromagnétique se propage dans un milieu diélectrique (matériel), même s'il n'y a ni charges libres ni courants, le champ électromagnétique dépendant du temps induit certaines charges et certains courants dans la substance par suite de la polarisation et de la magnétisation de la matière [1].

Donc si la substance est homogène et isotrope, l'effet de la polarisation et de la magnétisation de la matière, revient à remplacer la constante ϵ_0 et μ_0 dans les équations de Maxwell par la permittivité électrique ϵ et la perméabilité magnétique μ .

D'où la vitesse de propagation de l'onde devient :

$$v = \frac{1}{(\epsilon \cdot \mu)^{1/2}} \quad (I-11)$$

Le rapport entre la vitesse des ondes électromagnétiques dans le vide c et dans le milieu diélectrique v est appelé indice de réfraction ; désigné par n :

$$n = \frac{c}{v} = \left(\frac{\epsilon \cdot \mu}{\epsilon_0 \cdot \mu_0} \right)^{1/2}$$

Avec :

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_r \quad \text{et} \quad \frac{\mu}{\mu_0} = \mu_r$$

Où : ϵ_r et μ_r sont respectivement la permittivité et la perméabilité relatives du milieu.

On aura alors :

$$n = \frac{c}{v} = \left(\epsilon_r \cdot \mu_r \right)^{1/2} \quad (I-12)$$

❖ Milieu diélectrique avec pertes :

Soit un diélectrique avec pertes, ayant une conductivité nulle ($\sigma = 0$), et une permittivité électrique :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot (\epsilon' - j \cdot \epsilon'')$$

Où : ϵ' et ϵ'' sont déduits de l'angle de pertes δ , avec $\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ [5].

En remplaçant ϵ par son expression dans l'équation (I-5*), on trouve :

$$\nabla^2 E + \omega^2 \cdot \mu \epsilon_0 (\epsilon' - j \cdot \epsilon'') \cdot E = 0$$

Cette équation est appelée équation d'onde dans un milieu diélectrique avec pertes, on peut l'écrire sous la forme :

$$\Delta E + \beta^2 \cdot E = 0 \quad (I-13)$$

β : la constante de propagation complexe.

❖ Energie électromagnétique :

D'après les équations de Maxwell dans un milieu matériel homogène, on peut déduire l'expression suivante [6] :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) = -\frac{d}{dt} \left(\frac{\mu \cdot \vec{H}^2}{2} + \frac{\epsilon \cdot \vec{E}^2}{2} \right) - \vec{E} \cdot \vec{J} \quad (I-14)$$

Mais, on a :
$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot dV = \iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S}$$

l'équation (I-14) devient :

$$\iint_S (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} = - \frac{d}{dt} \left[\iiint_V \left(\frac{\mu \cdot \vec{H}^2}{2} + \frac{\epsilon \cdot \vec{E}^2}{2} \right) \cdot dV \right] - \sigma \cdot \iiint_V \vec{E}^2 \cdot dV \quad (I-15)$$

Où : $\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$

Nous définissons le vecteur de Poynting par le produit vectoriel : $\vec{R} = \vec{E} \wedge \vec{H}$, qui exprime le flux d'énergie électromagnétique [2].

- Dans la relation (I-14), on définit :
 - L'augmentation de l'énergie électromagnétique dans la matière (ϵ, μ) exprimée

par :
$$\frac{d}{dt} \left[\iiint_V \left(\frac{\mu \cdot \vec{H}^2}{2} + \frac{\epsilon \cdot \vec{E}^2}{2} \right) \cdot dV \right].$$

- L'énergie dissipée sous l'effet de la conductivité (effet Joule), exprimée
- par :
$$\sigma \cdot \iiint_V \vec{E}^2 \cdot dV.$$

- Pour un diélectrique (ϵ, μ) en mode TE, l'augmentation d'énergie dans une unité de volume sera égale à :
$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mu \cdot \vec{H}^2}{2} + \frac{\epsilon \cdot \vec{E}^2}{2} \right).$$

Par conséquent, la densité d'énergie totale obtenue par unité de temps est :

$$W_T = W_e + W_m = \left(\frac{\mu \cdot \vec{H}^2}{2} + \frac{\epsilon \cdot \vec{E}^2}{2} \right)$$

Sachant que : $\vec{E} = v \cdot \vec{B} = v\mu\vec{H}$ et $v = 1/(\epsilon \cdot \mu)^{1/2}$

La densité d'énergie totale vaut donc :

$$W_T = W_e + W_m = \epsilon \cdot E^2 \quad (I-16)$$

On a aussi :

$$P = \frac{dW}{dt} = \int_V \text{div} \vec{R} \cdot dV = \int_S \vec{R} \cdot d\vec{S}. \quad (I-17)$$

C'est la puissance rayonnée par l'onde électromagnétique à travers la surface S.

I-2 Propagation dans un guide de lumière plan :

C'est un guide de lumière qui est constitué de plusieurs couches superposées avec des indices de réfraction et des épaisseurs différents, Figure (I-1).

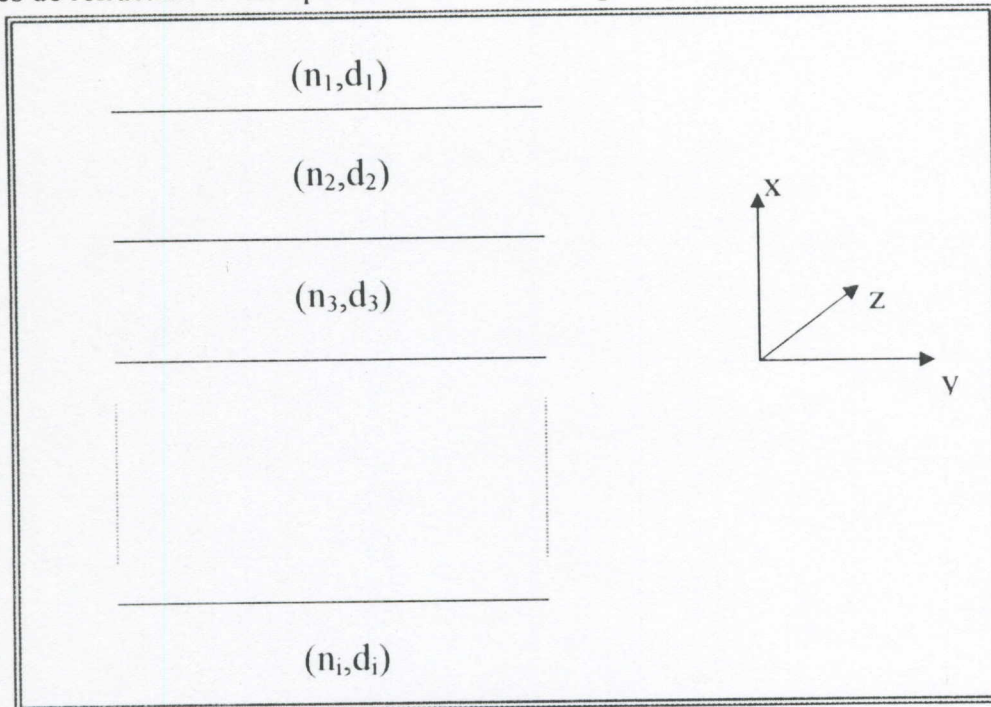


Figure (I-1) : Guide de lumière plan.

Pour qu'il y'ait guidage de la lumière, il faut que l'indice de réfraction de la couche centrale (active) soit supérieur à celui des couches latérales, où le champ est évanescent [7].

Le guide étant considéré infini suivant y , la variation du champ suivant cette direction peut être négligée.

I-2-1 : Guide de lumière plan à trois couches :

Nous considérons un guide de lumière, dont la forme est la plus simple, il s'agit d'un guide à trois couches, où les couches latérales sont considérées d'épaisseurs infinies comme il est représenté dans la figure (I-2).

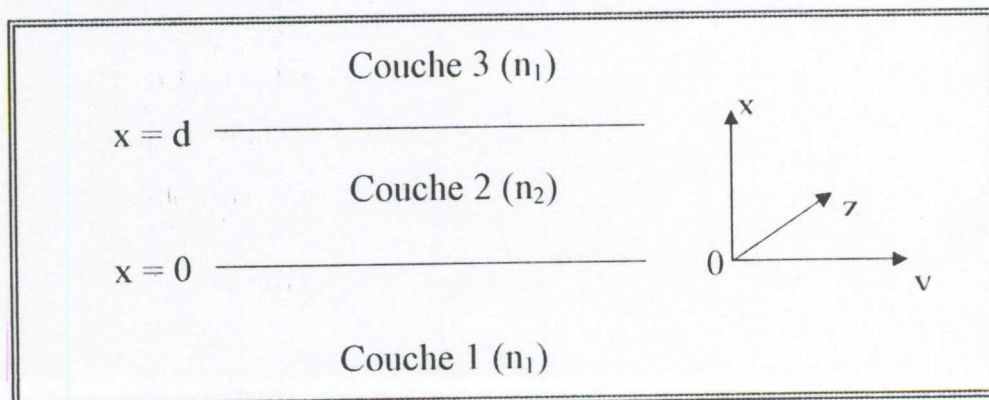


Figure (I-2) : guide de lumière à trois couches.

On étudie ce guide pour les modes TE qui sont décrits par l'expression du champ électrique E_y , se propageant dans la direction de l'axe (oz), par l'équation :

$$E_y(x,z,t) = E_y(x) \cdot \exp[j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)] \quad (I-18)$$

ω : la pulsation

β : la constante de propagation complexe.

I-2-1-a Equation d'onde :

Les composantes du champ électromagnétique obéissent aux expressions suivantes déduites des équations de Maxwell :

$$\left. \begin{aligned} E_x &= 0 \\ \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (n^2 \cdot k_0^2 - \beta^2) \cdot E_y &= 0 \\ E_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (I-19)$$

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \left(\frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \right) \cdot E_y \\ H_y &= 0 \\ H_z &= - \left(\frac{1}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \right) \cdot \frac{dE_y}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (I-19^*)$$

La solution générale de la deuxième équation de l'ensemble (I-19) est de la forme :

$$E_y(x) = A \cdot \exp(\alpha \cdot x) + B \cdot \exp(-\alpha \cdot x) \quad (I-20)$$

Avec : $\alpha = (\beta^2 - n^2 \cdot k_0^2)^{1/2}$

La méthode de détermination du champ électromagnétique dans le guide consiste à résoudre la deuxième équation du système (I-19) dans chaque couche où l'indice de réfraction est constant, ensuite à écrire les conditions aux limites aux interfaces.

Le champ $E_y(x)$ de l'équation (I-20) a pour expressions suivant les différentes couches :

$$E_y(x) = \begin{cases} A_1 \cdot \exp(px) & x \leq 0 \\ A_2 \cdot \exp(j \cdot h \cdot x) + B_2 \cdot \exp(-j \cdot h \cdot x) & 0 < x \leq d \\ A_3 \cdot \exp(-p(x-d)) & x > d \end{cases}$$

$$\text{Où : } p^2 = \beta^2 - n_1^2 \cdot k_0^2 \quad \text{et} \quad h^2 = n_2^2 \cdot k_0^2 - \beta^2.$$

I-2-1-b Conditions aux limites

Les composantes tangentielles du champ électromagnétique E_y et H_z doivent être continues aux interfaces [6].

Et comme H_z est proportionnel à dE_y/dx , donc les conditions aux limites se résument en la continuité du champ électrique et sa dérivée aux interfaces.

On applique les relations de continuité aux interfaces :

$$x = 0 \Rightarrow \begin{cases} A_1 = A_2 + B_2 \\ p \cdot A_1 = j \cdot h \cdot A_2 - j \cdot h \cdot B_2 \end{cases}$$

$$x = d \Rightarrow \begin{cases} A_2 \cdot \exp(j \cdot h \cdot d) + B_2 \cdot \exp(-j \cdot h \cdot d) = A_3 \\ j \cdot h \cdot A_2 \cdot \exp(j \cdot h \cdot d) - j \cdot h \cdot B_2 \cdot \exp(-j \cdot h \cdot d) = -p \cdot A_3 \end{cases}$$

I-2-1-c Equation aux valeurs propres :

D'après l'ensemble des équations précédentes, déduites des conditions aux limites, on a à résoudre le système à quatre équations suivant :

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & -1 \\ p & -j \cdot h & 0 & j \cdot h \\ 0 & \exp(j \cdot h \cdot d) & -1 & \exp(-j \cdot h \cdot d) \\ 0 & j \cdot h \cdot \exp(j \cdot h \cdot d) & p & -j \cdot h \cdot \exp(-j \cdot h \cdot d) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

La solution du système réside dans l'équation suivante :

$$\text{tg}(h \cdot d) = \frac{2}{\left(\frac{h}{p} - \frac{p}{h}\right)} \quad (I-21)$$

Cette dernière est appelée équation aux valeurs propres [8].

Cette équation aux valeurs propres admet plusieurs solutions (valeurs de β) qui représentent les différents modes de propagation du guide.

I-2-2 : Les modes de propagation :

- Mode TEM : Qui signifie transverse électrique et magnétique, dans ce cas, les champs existants n'ont de composantes que dans le plan transverse puisque ($E_z = H_z = 0$).
- Mode TE : (transverse électrique), dans ce cas le champ électrique \vec{E} est confiné dans le plan transverse ($E_z = 0, H_z \neq 0$).
- Mode TM : (transverse magnétique), dans ce cas seul le champ magnétique \vec{H} est confiné dans le plan transverse ($E_z \neq 0, H_z = 0$).

Mais, comme nous avons précisé dans l'équation (I-18), nous allons nous intéresser que de la propagation en mode TE.

I-2-3 : Intensité lumineuse :

Par définition, l'intensité lumineuse est l'énergie passante par unité de temps à travers une surface unité, on peut montrer qu'elle est proportionnelle dans le guide à $|E_y|^2$.

$$\text{On a : } I = W_T \cdot v$$

$$\text{Donc : } I = v \cdot \epsilon |E_y|^2 \quad (I-22)$$

I-2-4 : Facteur de confinement :

Pour différentes caractéristiques des matériaux utilisés dans la fabrication des guides, on obtient plusieurs choix.

Notre objectif est de sélectionner le meilleur en se basant sur certains critères, parmi :

- Le maximum de puissance dans la couche active.
- En tendant vers les extrémités du guide, les champs doivent être nuls, pour éviter les fuites d'ondes en dehors du guide.

Ces deux critères peuvent être contrôlés par un facteur très important appelé facteur de confinement.

On définit le facteur de confinement comme étant le rapport de la puissance dans la couche active et la puissance totale.

$$\Gamma = \frac{P_a}{\sum_{i=1}^N P_i} \quad (I-23)$$

Avec : $P_i = \int_{l_i}^{l_{i+1}} E^2 \cdot dx$ et $l_{i+1} - l_i = d_i$

Où :

P_a : puissance optique dans la couche active.

P_i : puissance optique dans la couche i .

d_i : épaisseur de la couche i .

N : Nombre de couches.

I-3 Rappel sur les Lasers :

La première source cohérente fut inventée au début des années soixante, c'est le Laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Cette invention eut le mérite de relancer l'idée d'utiliser la lumière pour transporter l'information.

L'importance du laser dans la recherche scientifique et dans l'industrie est due aux propriétés extraordinaires de sa lumière, comparées à toute autre source naturelle ou artificielle. Les propriétés les plus frappantes sont : Luminance(brillance) – directivité – cohérence – monochromaticité [9].

I-3-1 Principe de fonctionnement :

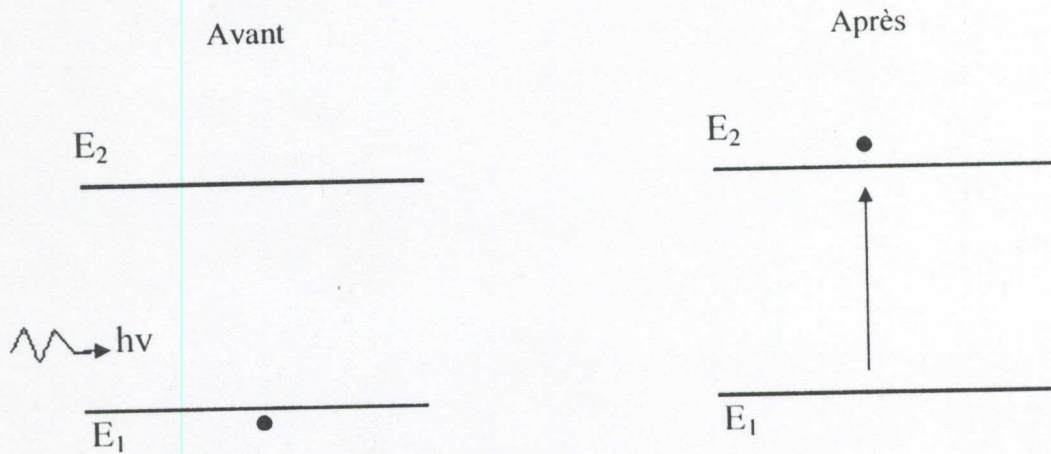
Le fonctionnement d'un laser en général nécessite la coexistence de trois éléments fondamentaux :

- Le milieu amplificateur.
- La source de pompage.
- La cavité résonante.

I-3-1-1 Amplification de la lumière :

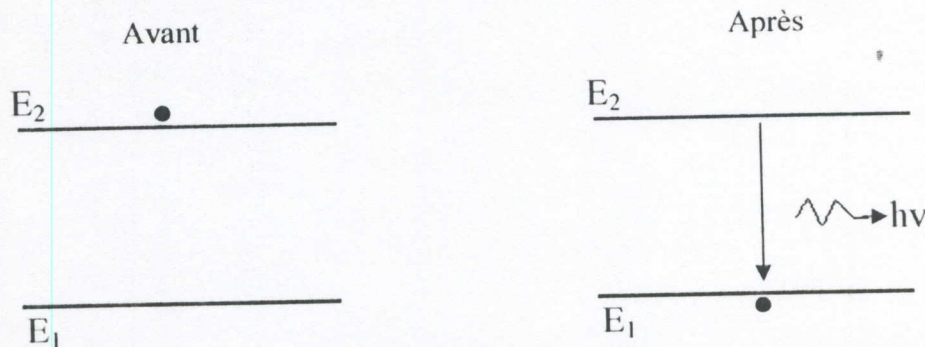
Considérons deux niveaux d'énergie d'un atome (état fondamental et état excité). Le passage de l'atome d'un état à un autre peut s'effectuer par trois mécanismes : l'absorption, l'émission spontanée, l'émission stimulée.

a- Absorption :



Certains électrons dans des atomes absorbent l'énergie d'un photon, $h\nu = E_2 - E_1$ pour passer de l'état fondamental à l'état excité.

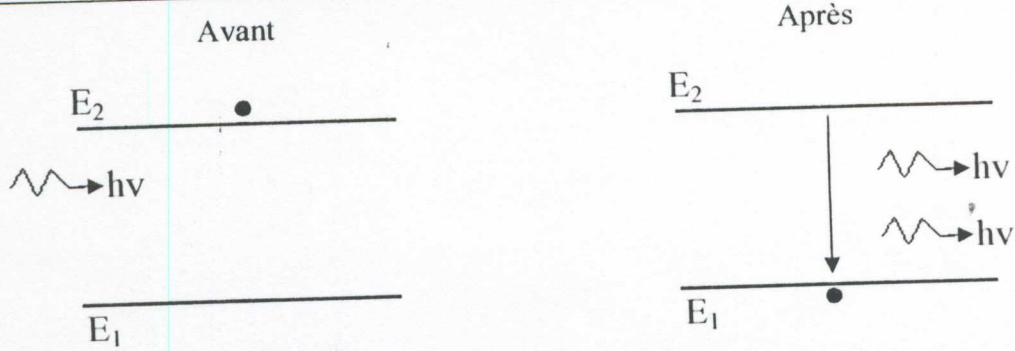
b- Emission spontanée :



Un électron excité est dans un état instable et finit par retomber spontanément à son état fondamental (stable) en émettant un photon de fréquence ν telle que : $h\nu = E_2 - E_1$.

c- Emission stimulée :

Einstein a supposé en 1927 qu'à l'émission spontanée venait s'ajouter une émission qu'il a appelée « stimulée » [9], car elle est provoquée par l'énergie électromagnétique présente dans la cavité. Il a fait l'hypothèse que la probabilité de ces transitions d'émission induite avait la même forme que celle des transitions d'absorption.



Si pendant que l'électron dans un atome est excité, un photon ayant l'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ arrive, il provoque instantanément son retour vers le niveau E_1 et donne l'émission d'un nouveau photon. Le photon émis est en phase avec le photon ayant provoqué la transition. Il y a amplification de la lumière puisque, à partir d'un seul photon, on obtient deux photons.

I-3-1-2 Pompage :

Lorsque la température T augmente, la population N_2 , du niveau d'énergie E_2 , se rapproche de N_1 sans pouvoir la dépasser. A l'équilibre thermodynamique, la population d'un niveau d'énergie élevé ne peut jamais dépasser celle d'un niveau d'énergie plus faible [10].

Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut que le niveau excité soit plus peuplé que le niveau fondamental, on dit qu'on a une inversion de population. Cette inversion de population est réalisée par l'opération de pompage, par l'action d'une source extérieure d'énergie. Dans le cas des lasers à semi-conducteurs, cette opération est réalisée par l'injection d'un courant électrique.

I-3-1-3 Cavité résonante :

La cavité laser est un oscillateur formé de deux surfaces semi-réfléchissantes parallèles, limitant un milieu amplificateur pour former une cavité Fabry-Perot.

La cavité entre en oscillation lorsque le gain optique (émission stimulée et spontanée) de la cavité compense les pertes de la cavité (absorption du milieu et transmission des miroirs).

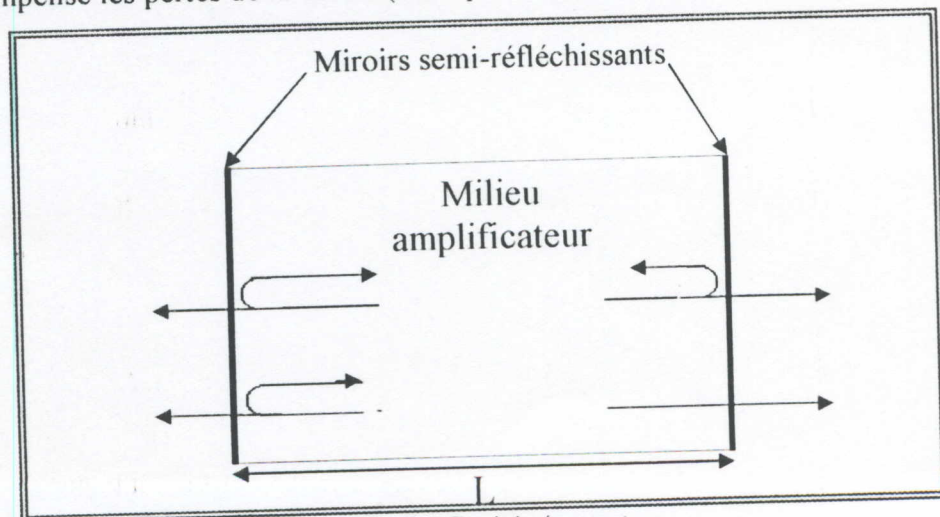


Figure (I-3) : Cavité résonante

L'oscillation dans la cavité résonante se réalise en respectant deux conditions, qui sont dites conditions de « seuil » d'oscillation. La première (sur l'amplitude) impose un gain minimum, qui détermine l'inversion de population. La seconde (sur la phase) fixe la rotation de phase de l'onde oscillante lors d'un aller et retour qui justifie l'introduction des modes de la cavité, et impose la fréquence exacte d'oscillation [11].

I-3-2 Laser à semi-conducteur :

a. Définition :

C'est un laser solide dont le matériau actif est un semi-conducteur, il présente certaines particularités en comparaison avec les autres lasers.

b. Particularités :

- Les faibles dimensions (forme d'un parallélépipède de $[300\mu\text{m} - 100\mu\text{m} - 100\mu\text{m}]$).
- La faible consommation.
- Le haut rendement.
- Le faible coût.
- Possibilité d'intégration (intégration dans une même puce du laser et du circuit de modulation [domaine de la micro-opto-électronique]).
- Considéré comme une source bien adaptée pour les systèmes de communication à fibre optique.
- Parmi ses inconvénients, la faiblesse de la puissance optique (quelques mW), ce qui limite son champ d'application.

c. Éléments fondamentaux du principe de fonctionnement :

Pour les lasers à semi-conducteur :

- Le milieu amplificateur est le semi-conducteur où on réalise une inversion de population.
- Le pompage est assuré par l'injection des porteurs à travers une jonction p-n polarisée en direct.
- La cavité résonnante formée par les faces clivées (plans cristallins) qui imitent la zone active.

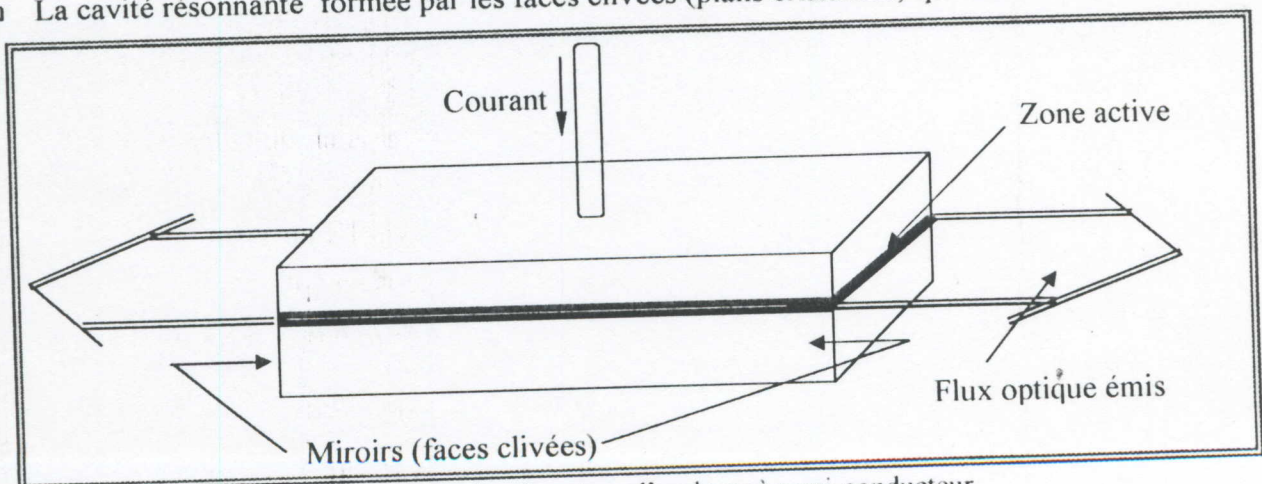


Figure (I-4) : Structure d'un laser à semi-conducteur.

I-3-2-1 Laser à homojonction :

C'est un laser réalisé par une jonction P-N constituée de matériaux de même types.

Figure(I-5).

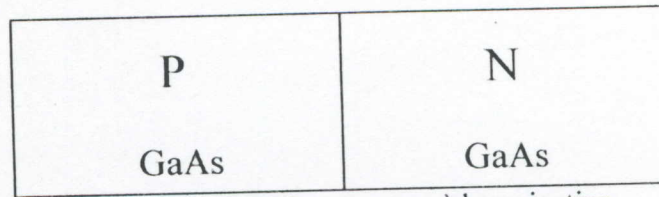


Figure (I-5) : structure à homojonction.

En polarisant dans le sens direct la jonction P-N d'un semi-conducteur à transition directe, les électrons injectés dans la région P vont diffuser sur une longueur de l'ordre de la longueur de diffusion des électrons ($3\mu\text{m}$ pour GaAs), épaisseur de la zone active. Dans cette dernière, on a des recombinaisons radiatives des paires (électron-trou). On peut donc concevoir un laser à semi-conducteur pour lequel l'inversion de population est créée par injection d'un courant dans une jonction.

La densité du courant J_s nécessaire pour avoir l'effet laser (densité de seuil) est liée à la densité d'électrons injectés ΔN par la relation [12] :

$$J_s = \frac{e \cdot d}{\tau} \cdot \Delta N \quad (I-24)$$

e : charge de l'électron.

d : épaisseur de la zone active (zone de recombinaison radiative).

τ : durée de vie des électrons.

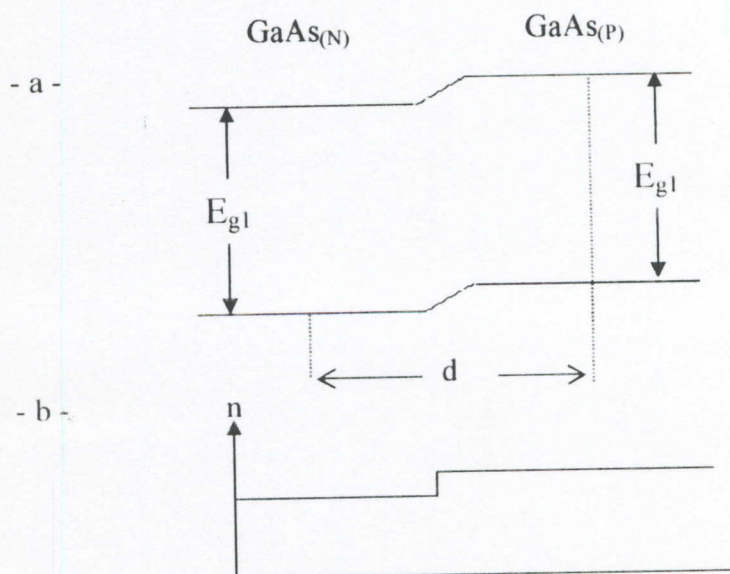


Figure (I-6) : Laser à homojonction.

a - Diagramme de bandes.

b - Profil d'indice de réfraction.

Dans le cas de GaAs, on a $J_s \approx 5.10^4 \text{ A/cm}^2$. Cette densité de courant est trop importante pour pouvoir faire fonctionner ce laser en continu et à température ambiante.

I-3-2-2 Laser à hétérojonction :

C'est un laser réalisé par une jonction P-N qui se compose de matériaux de types différents.

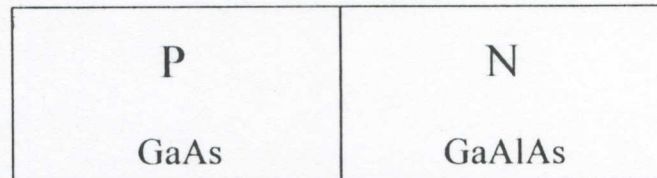


Figure (I-7) : structure à hétérojonction.

- Hétérojonction simple :

Pour diminuer le plus possible J_s , il faut agir sur l'épaisseur de la zone active «d». On y arrive en ajoutant une barrière de potentiel empêchant les électrons injectés de trop pénétrer dans la zone P. C'est ce qu'on appelle le confinement électronique.

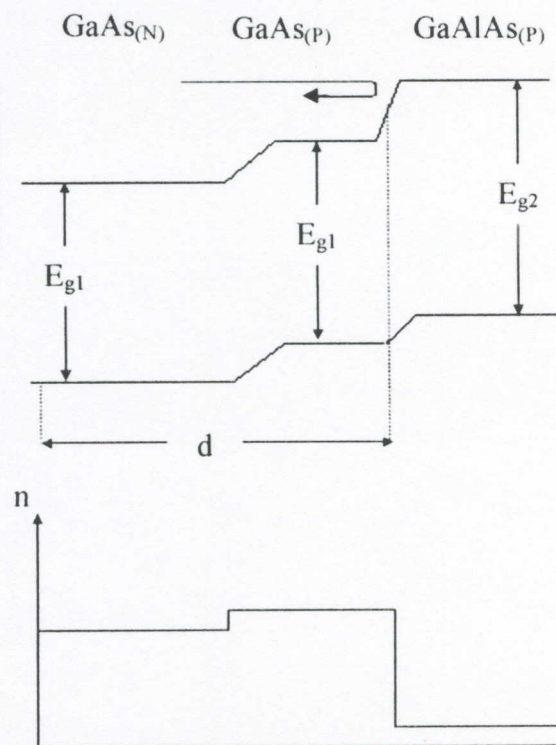


Figure (I-8) : Laser à Hétérojonction simple.

- Double hétérojonction :

Elle est constituée de trois couches de matériaux semi-conducteurs différents. On a au centre, une couche de GaAs qui est la zone active et qui est située entre deux couches de GaAlAs.

Cette structure associe l'effet du confinement optique (onde électromagnétique) par la différence de l'indice de réfraction entre les couches de GaAs et GaAlAs, au confinement électronique.

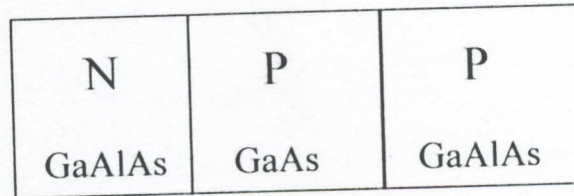


Figure (I-9) : Double hétérojonction.

Un photon produit dans la couche GaAs a plus de chance d'y rester étant guidé par la structure à saut d'indice.

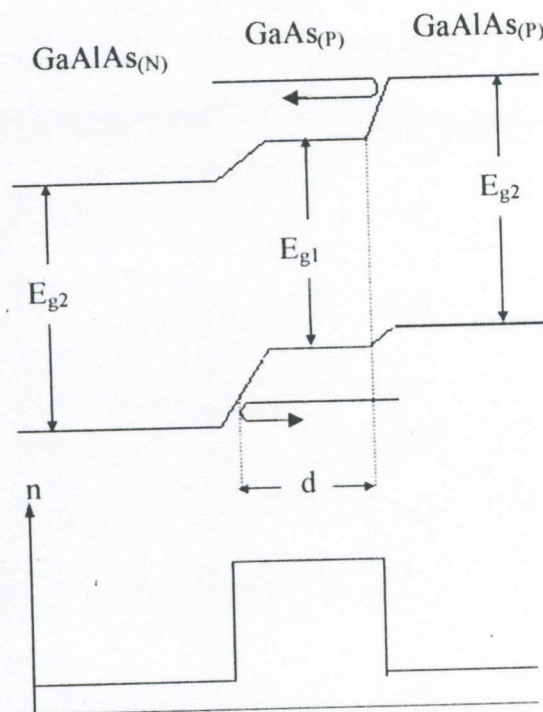


Figure (I-10) : Laser à double hétérojonction.

L'emploi de cette structure a permis d'abaisser la densité de courant de seuil J_s , jusqu'à 10^3 A/cm^2 , et de faire fonctionner les diodes lasers en continu et à température ambiante [13].

Qualitativement, l'émission lumineuse d'une diode laser peut être décrite par les régimes suivants :

1. A bas niveau de polarisation (courant), l'émission lumineuse est d'origine spontanée.
2. L'émission stimulée prend naissance lorsque la polarisation est suffisante pour provoquer une inversion de population et transforme donc la zone active en milieu amplificateur.
3. Le gain optique de la zone active croît ensuite avec la polarisation jusqu'à compenser les pertes de la cavité résonante. Cette dernière entre alors en oscillation et l'émission laser apparaît.

Au-delà du seuil, la diode laser émet un rayonnement constitué de modes longitudinaux dont les longueurs d'onde et les intensités résultent de la superposition des modes de la cavité et du gain du milieu amplificateur. (Figure I-11).

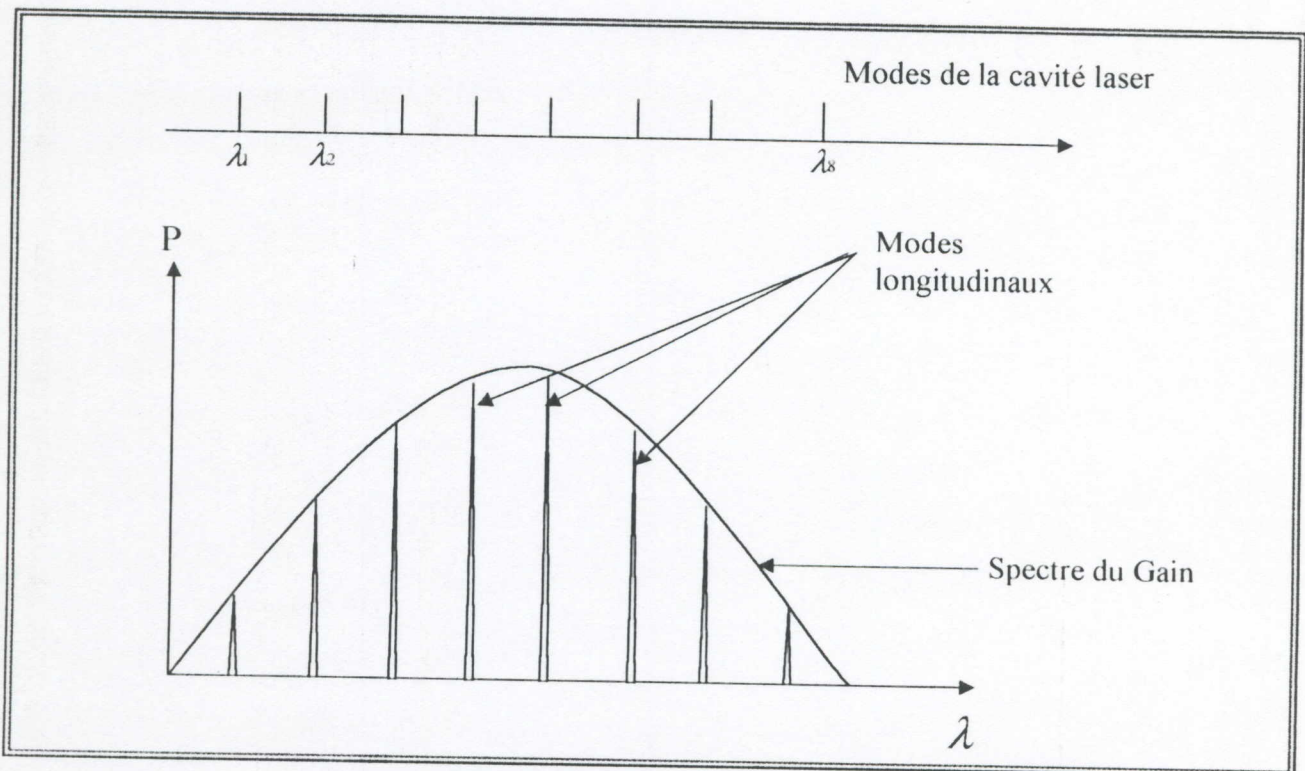


Figure (I-11) : Spectre d'émission stimulée dans une diode laser.

I-3-2-3 Laser à Ruban :

Quand les différentes couches sont déposées sur un substrat et que le cristal est découpé, la zone active se présente sous forme d'une couche fine d'épaisseur ($d < 1\mu\text{m}$) couvrant toute la surface du cristal, Figure (I-12).

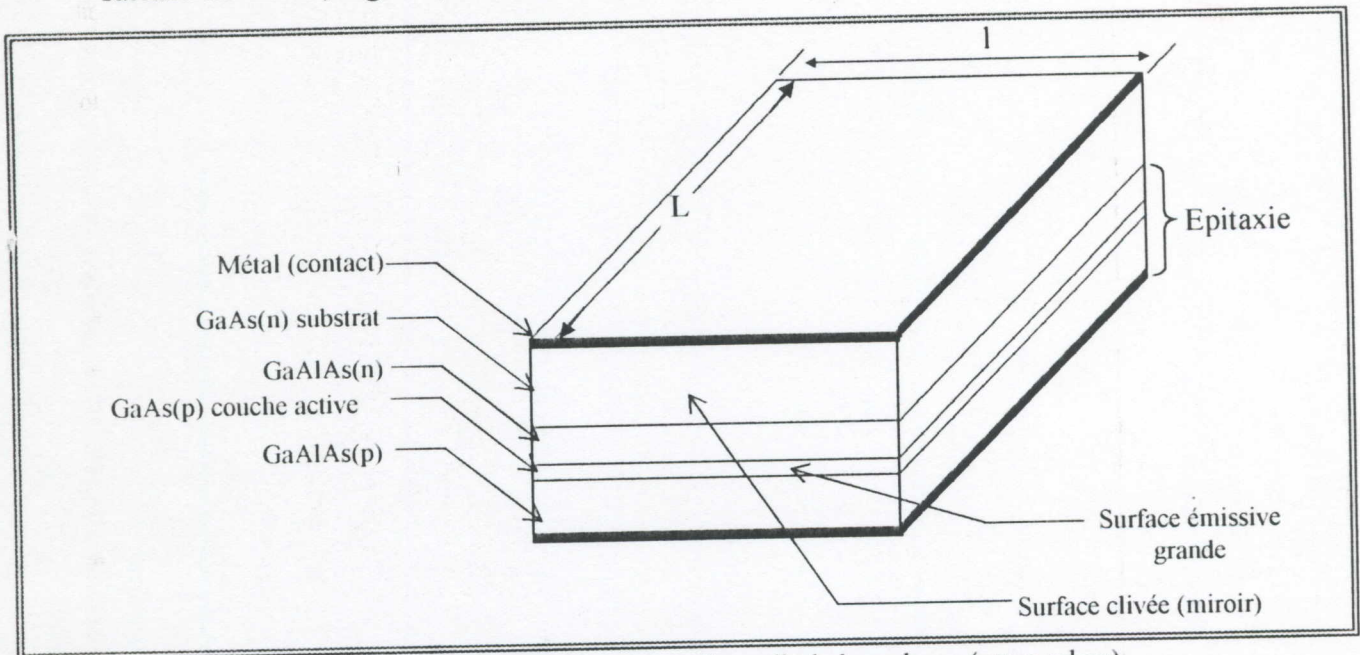


Figure (I-12) : Structure d'une diode laser large. (sans ruban)

Pour diminuer le courant de seuil I_s , on diminue la surface de la couche active, donc la largeur de cette zone (surface émissive). Cela se fait en transformant la couche active en un ruban, Figure (I-13).

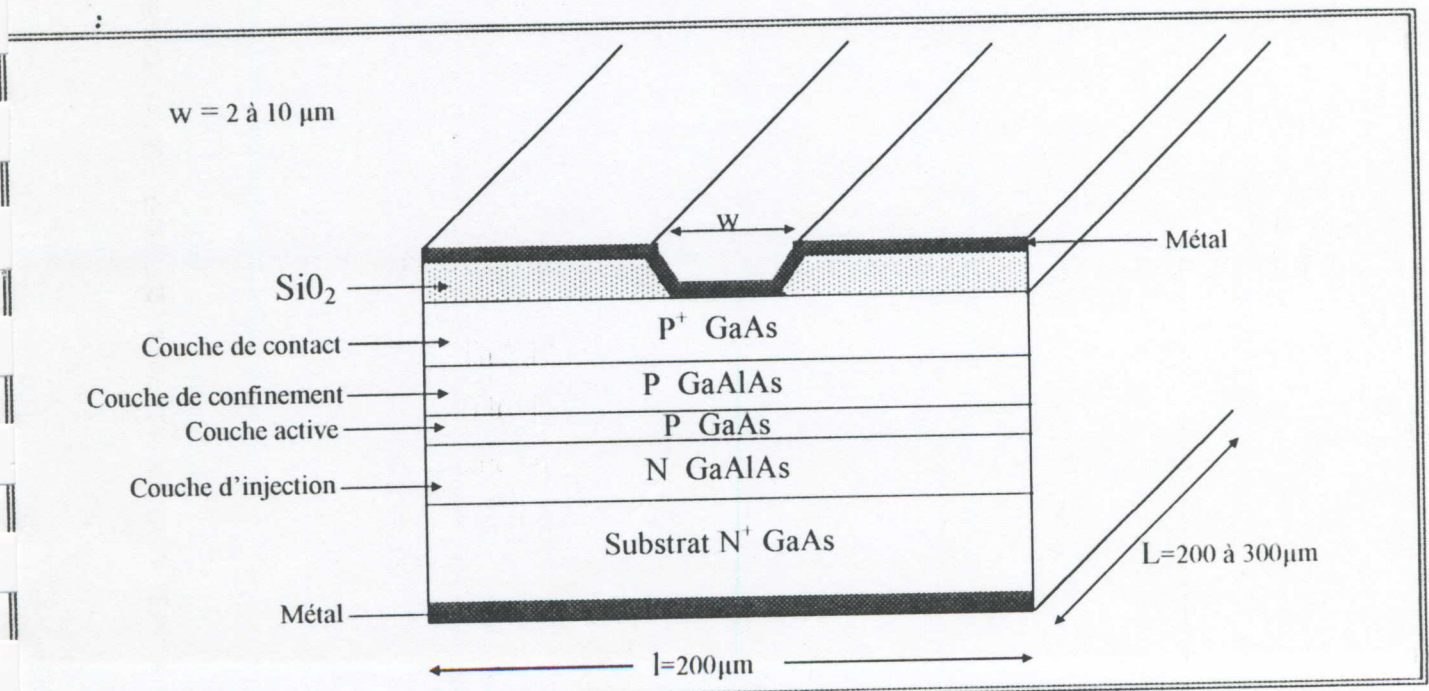


Figure (I-13) : Structure d'un laser à Ruban.

Pour une densité de courant de seuil de $0,5 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$, un laser ayant un ruban de $10 \mu\text{m}$ de large et $300 \mu\text{m}$ de longueur, a un courant de seuil I_s de 15 mA [12].



Selon la technologie, on distingue par le type de guidage de la lumière deux types de laser à ruban [14] :

1. Laser ruban à guidage par le gain :

Le guidage latéral est assuré par le profil du gain d'émission stimulée (optique) associé au profil de porteurs injectés.

Il existe plusieurs procédés pour le réaliser :

- Localisation par diélectrique.
- Localisation par jonction bloquante.
- Localisation par diffusion de zinc.
- Localisation par bombardement protonique.

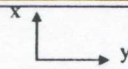
2. Laser ruban à guidage par l'indice :

Le guidage est assuré par une variation de la partie réelle de l'indice.

Quand l'indice de réfraction du ruban est supérieur aux indices des zones latérales, on assure toujours un guidage.

On peut répartir la totalité des techniques de ruban à guidage par l'indice selon les six classes suivantes (figure I-14) :

- Ruban enterré (Buried).
- Ruban gravé CSP (Channeled Substrate Planar).
- Ruban gravé VSIS (V-Groove Substrate Inner Stripe).
- Ruban à nervure MC (Metal Cladded).
- Ruban à nervure RI (Ridge Isolant).
- Ruban à nervure enterrée type I et type II (RIB).



Famille Ruban	Filière GaAs	Filière InP	Profil d'indice selon la direction x		Profil d'indice effectif selon la direction y
			Région centrale	Région latérale	
ENTERRE	<p>$y < x$</p>				
GRAVE CSP	<p>$y < x$</p>				
GRAVE VSIS	<p>$y < x$</p>				
NERVURE MC	<p>$y < x$</p>	<p>$y < x$</p>			
NERVURE RI	<p>$y < x$</p>	<p>$y < x$</p>			
NERVURE enterrée TYPE I (RIB)	<p>$y < z < x$</p>				
NERVURE enterrée TYPE II (RIB)	<p>$y < z < x$</p>				

Figure (I-14) : Classification des familles de ruban à guidage par l'indice.

3. Gain seuil :

Le gain seuil est le gain minimum pour lequel la cavité résonante entre en oscillation. La condition d'oscillation peut être obtenue, en considérant les réflexions d'une onde plane entre deux miroirs semi-réfléchissants parallèles (Figure I-17).

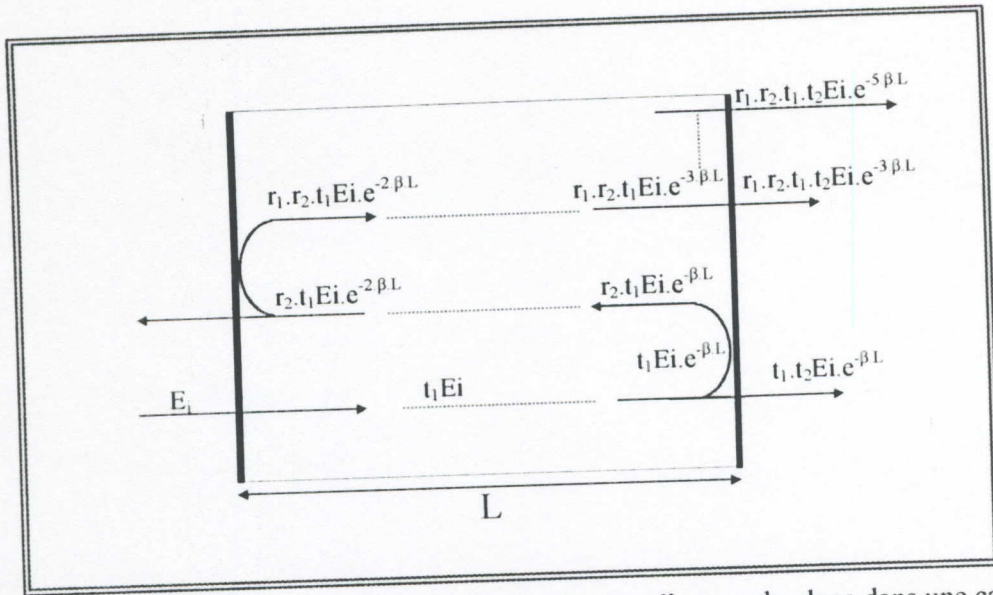


Figure (I-15) : Représentation schématique de l'oscillation d'une onde plane dans une cavité résonante.

Pour une onde incidente plane E_i , l'onde transmise par l'autre face sera donnée par :

$$E_t = E_i \left[\frac{t_1 t_2 \exp(-\beta L)}{1 - r_1 r_2 \exp(-2\beta L)} \right] \quad (I-25)$$

- t_1, t_2 : Les transmittances complexes des deux faces.
- r_1, r_2 : Les réflectances complexes des deux faces.
- $\beta = j(nk_0 - j \frac{\alpha_{abs}}{2})$: La constante de propagation complexe.
- α_{abs} : Le coefficient d'absorption.
- k_0 : Vecteur d'onde dans le vide.
- L : La longueur de la cavité.
- n : L'indice de réfraction du milieu.

La condition d'oscillation est obtenue en annulant le dénominateur :

$$1 - r_1 r_2 \exp(-2\beta L) = 0 \quad (I-26)$$

Donc, on a :

$$r_1 r_2 \exp(\alpha_{abs} L) \exp\left[-2j \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} n L\right)\right] = 1 \quad (I-27)$$

Le terme d'absorption α_{abs} est exprimé comme la différence entre le gain g du milieu et les pertes interne de la couche active α_i .

La condition d'oscillation se divise en deux conditions :

1- Condition sur l'amplitude :

$$1 - r_1 r_2 \exp((g - \alpha_i) \cdot L) = 0 \quad (I-28)$$

D'où l'expression du gain seuil :

$$g_S = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (I-29)$$

En utilisant les réflectivités : $r_1 r_2 = \sqrt{R_1 R_2}$

$$g_S = \alpha_i + \frac{1}{2 \cdot L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (I-30)$$

Si on prend compte des champs évanescents dans les couches latérales de la structure, on introduit le facteur de confinement Γ , et le gain seuil est corrigé comme suit :

$$g_S = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{2 \cdot L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \right] \quad (I-31)$$

2- Condition sur la phase :

$$\frac{4\pi \cdot n \cdot L}{\lambda_0} = 2 \cdot m \cdot \pi \quad m : \text{entier} \quad (I-32)$$

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot n \cdot L}{m} \quad (I-33)$$

λ_0 : Représente la longueur d'onde des modes longitudinaux de la cavité.

m : L'ordre des modes qui peuvent exister dans la cavité.

n : L'indice de réfraction.

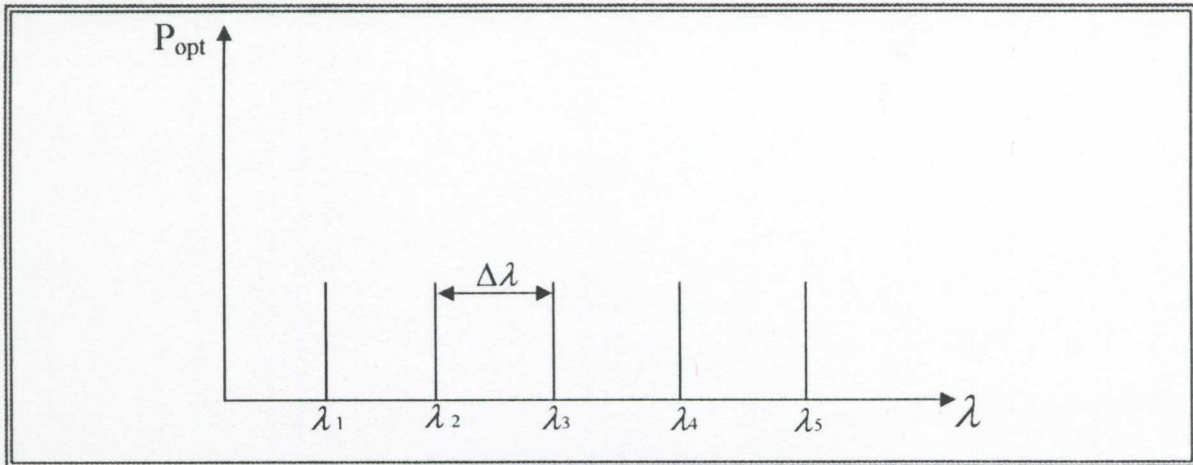


Figure (I-16) : Modes de la cavité.

D'où se déduit l'espacement des modes longitudinaux de la cavité :

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2n.L \left[1 - \frac{\lambda_0}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda_0} \right]} \quad (\text{I-34})$$

Cette relation nous indique que plus L est grand et plus les modes sont serrés.

4. Courant de seuil :

Le gain optique varie avec la longueur d'onde et le niveau d'injection des porteurs.

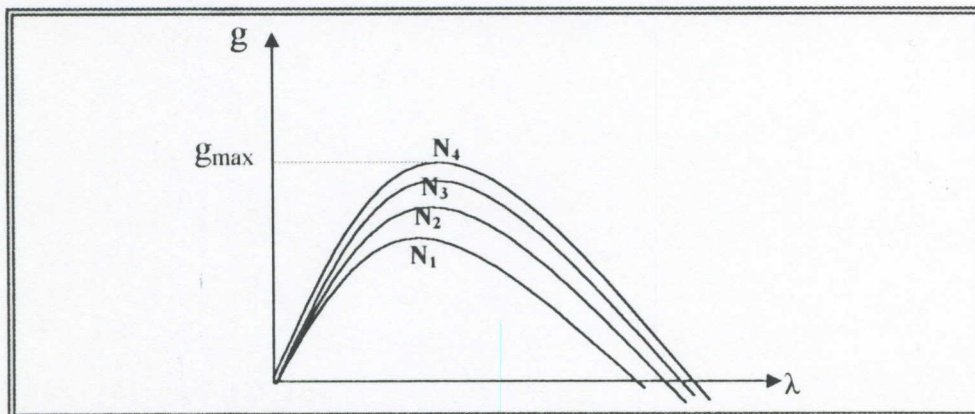


Figure (I-17) : Graphe du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différents niveaux d'injection des porteurs .

Sur la figure (I-17) sont représentés les spectres de gain. Ces courbes présentent un maximum g_{\max} . On peut montrer que pour des gains $> 50 \text{ cm}^{-1}$ g_{\max} peut être décrit par une relation linéaire [15] :

$$g_{\max} = \beta_c \cdot [N - N_0] \quad (\text{I-35})$$

β_c et N_0 : sont des constantes caractéristiques du milieu.

N : Concentration des porteurs injectés.

Le courant est relié à l'injection par la relation [15] :

$$I = A.N + B.N^2 + C.N^3 \quad (\text{I-36})$$

A, B, C : des constantes

Au seuil on doit avoir :

$$g_{\max}(N_s) = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_i + \frac{1}{2.L} \ln\left(\frac{1}{R_1.R_2}\right) \right] \quad (\text{I-37})$$

Donc :

$$N_s = \frac{1}{\Gamma} \cdot \left[\frac{\alpha_i}{\beta_c} + \frac{1}{2.\beta_c.L} \ln\left(\frac{1}{R_1.R_2}\right) \right] + N_0 \quad (\text{I-38})$$

ET:

$$I_s = A.N_s + B.N_s^2 + C.N_s^3 \quad (\text{I-39})$$

Nous remarquons que le courant seuil I_s dépend du facteur de confinement Γ .

5. Diagramme de rayonnement : (La divergence du rayonnement)

Il dépend des dimensions de la région émissive (épaisseur d de la région active et largeur w du ruban).

Le diagramme de rayonnement est défini en donnant les angles : $\theta_{//}$ dans le plan parallèle aux couches et θ_{\perp} dans le plan perpendiculaire aux couches. $\theta_{//}$ et θ_{\perp} sont définis comme les largeurs à mi-hauteur des diagrammes de rayonnement dans les deux plans considérés, (Figure I-18).

Ce facteur joue un rôle très important dans le couplage des diodes laser avec les fibres optiques.

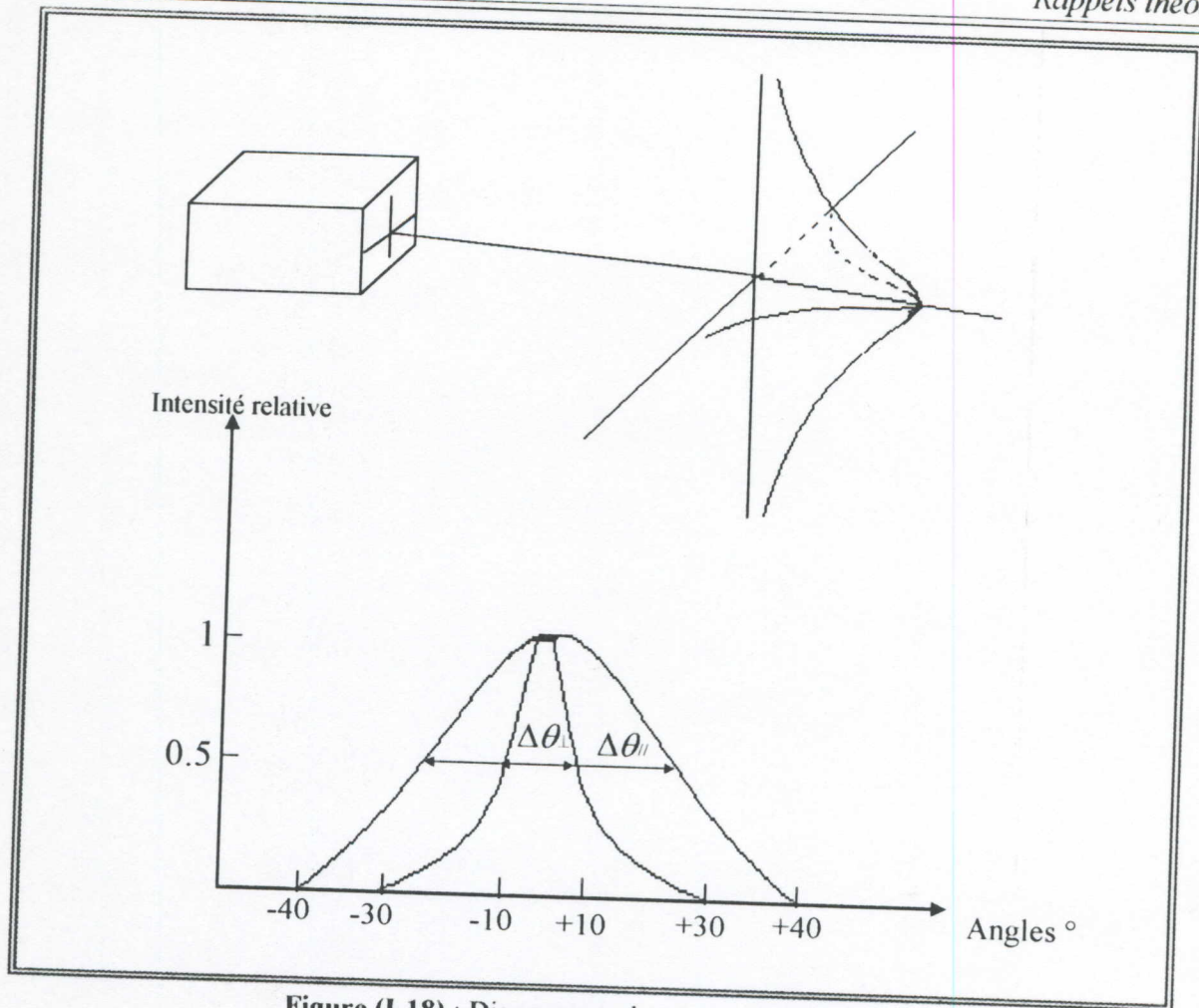


Figure (I-18) : Diagramme de rayonnement d'une diode laser.

I-3-2-4 Laser de puissance à réseau de ruban :

La puissance qui peut être émise par une diode laser, aussi bien dans le cas des diodes dites larges, que des diodes à ruban à guidage par le gain, ou des diodes à ruban à guidage par l'indice, est un problème qui reste encore aujourd'hui mal maîtrisé.

Cette situation est due au fait que le comportement des diodes laser à haut niveau de puissance est régi par de nombreux mécanismes physiques (phénomènes thermiques, instabilité des filaments émetteurs, modification des profils des porteurs dans la zone active, dégradation des faces miroir) qui sont encore mal maîtrisés et donc l'interaction est mal modélisée.

Pour éviter ces inconvénients, les réseaux de diodes laser ont été présentés dès 1978 comme solution alternative [16] : Ils intègrent plusieurs diodes laser (à ruban) mises en parallèle, et qui conservent la cohérence de l'émission ainsi qu'un diagramme d'émission présentant un seul lobe avec une puissance qui dépasse les centaines de milliwatts (en jouant sur la largeur du ruban w et la distance entre les rubans S), figure (I-19) [14].

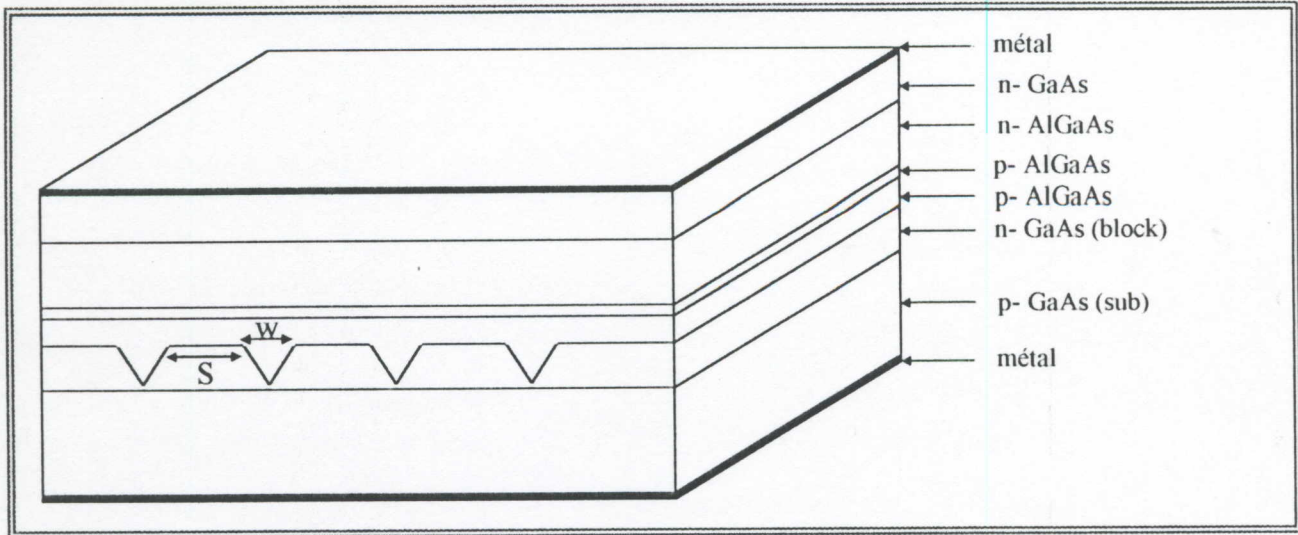


Figure (I-19) : Structure de réseau de diodes laser de puissance.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons fait un bref rappel théorique sur :

- Le phénomène des ondes électromagnétiques en commençant par la théorie électromagnétique de la lumière, ensuite les fameuses équations de Maxwell qui nous donnent, dans des conditions spécifiques, l'équation d'onde appropriée, et à la fin, nous avons parlé de la propagation des ondes électromagnétiques dans le vide et dans un milieu diélectrique permettant de définir et de donner l'expression de la vitesse de propagation et l'indice de réfraction ainsi que l'énergie électromagnétique.
- La deuxième partie, nous l'avons consacrée à une présentation générale du phénomène de propagation dans un guide de lumière plan, prenant pour simplifier l'explication un guide de trois couches. Enfin, nous avons parlé des modes de propagation et nous avons défini l'intensité lumineuse, le facteur de confinement, le champ proche et le champ lointain.
- La dernière partie a été consacrée aux Lasers, nous avons commencé par décrire le principe de fonctionnement du laser en général, ensuite nous avons considéré les lasers à semi-conducteurs qui nous intéressent dans la suite de notre étude. Les lasers à ruban ont été présentés ainsi que leurs différents types de guidage. Enfin, nous avons décrit un laser de puissance réalisé à partir d'un réseau de diodes laser à ruban.

Chapitre II

Etude d'un guide de lumière à une dimension

II-2- Guide de lumière plan multicouche :

a)- Définition :

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre précédent, c'est un guide de lumière composé de plusieurs couches, avec des épaisseurs et des indices de réfraction appropriés.

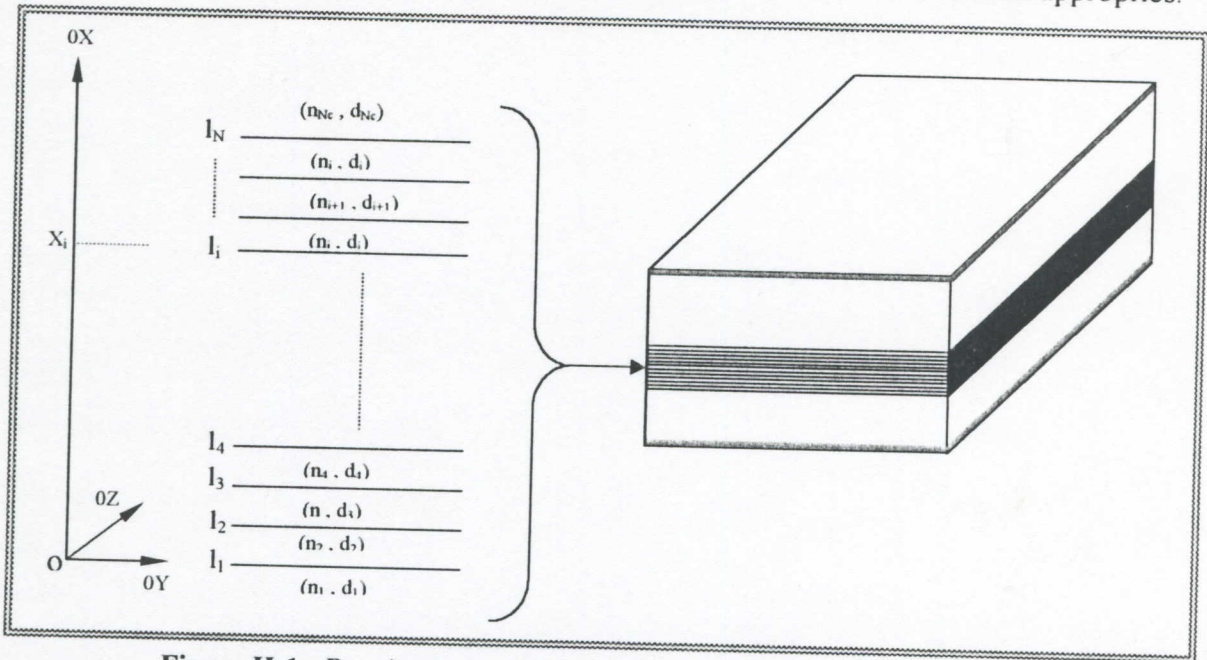


Figure II-1 : Représentation schématique d'un guide de lumière multicouche

b)- Equation d'onde :

Les expressions générales du champ électrique et du champ magnétique dans un guide diélectrique sont de la forme :

$$E(x, y, z, t) = E(x, y) \cdot \exp[j(\omega.t - \beta.z)] \quad (\text{II-1})$$

$$H(x, y, z, t) = H(x, y) \cdot \exp[j(\omega.t - \beta.z)] \quad (\text{II-2})$$

Où β est la constante de propagation complexe dans la direction z .

Ces deux expressions sont les solutions des équations de Maxwell et n'admettent que certaines valeurs de β qui dépendent de la géométrie du guide.

Le guide est supposé infini dans la direction y , ce qui correspond au cas des diodes laser dites « Larges ». L'onde électromagnétique se propage sous forme d'onde transverse électrique TE et magnétique TM. Expérimentalement, le mode TE d'ordre fondamental est le plus souvent observé seul. Nous nous intéresserons dans toute notre étude qu'aux modes TE. Dans ces conditions les équations de Maxwell donnent :

$$\left. \begin{aligned} E_x &= 0 \\ \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (\omega^2 \cdot \mu_0 \cdot \varepsilon - \beta^2) \cdot E_y &= 0 \\ E_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-3})$$

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{\beta}{\omega \cdot \mu_0} \cdot E_y \\ H_y &= 0 \\ H_z &= -\frac{1}{j\omega \cdot \mu_0} \cdot \frac{dE_y}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-4})$$

avec :

$$E_y = E_y(x) \cdot \exp[j(\omega \cdot t - \beta \cdot z)] \quad (\text{II-5})$$

c- Résolution de l'équation :

L'aspect non linéaire de l'équation d'onde (II-3) nous empêche de résoudre analytiquement le système d'équations régissant le comportement du guide.

Pour cela, nous devons résoudre les équations précédentes par les méthodes numériques en utilisant un ensemble d'approximations qui sont justifiées par les hypothèses tirées des considérations physiques et des conditions de fonctionnement du guide [7][17].

Nous donnons dans ce qui suit la description des méthodes utilisées, méthode des matrices de transfert et méthode des différences finies, pour déterminer la constante de propagation ainsi que l'indice effectif et le champ électrique dans le plan perpendiculaire à la jonction, dans un guide comportant N_c couches, d'épaisseurs et d'indices différents, schématisé sur la figure (II-1).

Cet aspect général de l'étude permettra de l'appliquer aux nombreux types de guides qui pourront être envisagés par la suite, et déterminer leurs caractéristiques électromagnétiques à l'aide du logiciel développé.

II-3 Méthode des matrices de transfert :

II-3-1 Conditions aux limites :

Dans un guide multicouche, l'équation d'onde pour la $i^{\text{ème}}$ couche est exprimée de la façon suivante :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot E y_i(x) - (\beta^2 - k_0^2 n_i^2) \cdot E y_i(x) = 0 \quad (\text{II-6})$$

La solution générale de cette équation a la forme :

$$E y_i(x) = A_i \cdot \exp(\alpha_i (x - l_{i-1})) + B_i \cdot \exp(-\alpha_i (x - l_{i-1})) \quad (\text{II-7})$$

Avec :

$$\alpha_i = (\beta^2 - k_0^2 n_i^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-8})$$

A_i et B_i : sont les coefficients complexes du champ dans la couche i .

La partie réelle de β donne l'indice de réfraction effectif du guide tel que :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_{\text{réel}}}{k_0} \quad (\text{II-9})$$

Et la partie imaginaire donne l'absorption du guide telle que :

$$\alpha_{\text{abs}} = 2 \cdot \beta_{\text{imag}} \quad (\text{II-10})$$

En appliquant les relations de continuité du champ aux interfaces entre les deux couches (i) et (i+1), on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_i(l_i) = E_{i+1}(l_i) \\ \left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \cdot E_i(l_i) = \left(\frac{\partial}{\partial x}\right) \cdot E_{i+1}(l_i) \end{array} \right. \quad (\text{II-11})$$

En remplaçant l'expression du champ (II-7) dans l'ensemble d'équations précédent, nous déduisons des relations entre les coefficients du champ :

$$\begin{cases} A_i \exp(\delta_i) + B_i \exp(-\delta_i) = A_{i+1} + B_{i+1} \\ A_i \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \exp(\delta_i) - B_i \left(\frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \exp(-\delta_i) = A_{i+1} - B_{i+1} \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

Avec :

$$\delta_i = \alpha_i d_i \quad (\text{II-13})$$

Où d_i est l'épaisseur de la $i^{\text{ème}}$ couche.

Les équations (II-12) sont des équations récursives qui donnent les coefficients du champ dans chaque couche en fonction des coefficients de la couche précédente. C'est à dire :

$$\begin{cases} A_{i+1} = \left[\left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(\delta_i)}{2} \right] A_i + \left[\left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(-\delta_i)}{2} \right] B_i \\ B_{i+1} = \left[\left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(\delta_i)}{2} \right] A_i + \left[\left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(-\delta_i)}{2} \right] B_i \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

II-3-2 Présentation de la méthode (Résolution de l'équation aux valeurs propres) :

L'expression (II-14) peut être écrite comme une formulation matricielle :

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{i+1} = T_i \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_i \quad (\text{II-15})$$

Où:

$$T_i = \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(\delta_i)}{2} & \left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(-\delta_i)}{2} \\ \left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(\delta_i)}{2} & \left(1 + \frac{\alpha_i}{\alpha_{i+1}}\right) \frac{\exp(-\delta_i)}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{II-16})$$

T_i : est une matrice complexe (2x2) qui décrit la transformation des coefficients entre la $i^{\text{ème}}$ couche et la couche $i+1$.

Le calcul récursif est commencé à partir des coefficients de la première couche, comme l'indiquent les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_i &= (T_{i-1}) \cdot \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{i-1} = (T_{i-1}) \cdot (T_{i-2}) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{i-2} = \\ &= (T_{i-1}) \cdot (T_{i-2}) \cdot (T_{i-3}) \dots (T_3) \cdot (T_2) \cdot (T_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 \end{aligned} \quad (II-17)$$

Les coefficients de la dernière couche sont calculés à partir de la première couche ; en utilisant T_G , on a :

$$T_G = \prod_{i=N_c-1}^1 (T_i) \quad (II-18)$$

Donc :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{N_c} = T_G \cdot \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 \quad (II-19)$$

Dans une structure à guide de lumière, les champs doivent être évanescents pour $x = \pm \infty$ dans les couches 1 et N , et dans les deux cas, un des coefficients de la solution (II-7) doit être égal à 0 [18].

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \cdot a \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{N_c} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot b \quad (II-20)$$

Avec a et b des constantes complexes.

En considérant ces conditions aux limites, la relation (II-19) devient :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot b = T_G \cdot \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{21} \end{bmatrix} \cdot a \Rightarrow \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \cdot b = \begin{bmatrix} T_{11} \\ T_{21} \end{bmatrix} \cdot a \\ &\Rightarrow T_{11} \cdot a = 0 \end{aligned}$$

Comme : $a \neq 0$, on doit avoir :

$$T_{11}(\beta) = 0 \quad (II-21)$$

La résolution de cette équation nous donne les valeurs de β des différents modes [8].

Cette équation est non linéaire, sa résolution nécessite l'utilisation d'une méthode numérique [19]. Nos résultats sont obtenus à l'aide d'un calcul informatique, mis en œuvre par le logiciel développé « PSGL ». Ce dernier nous permet d'estimer l'indice effectif du guide ainsi que le champ électrique et la répartition de l'intensité lumineuse dans le guide.

II-3-3 Organigramme général de la résolution d'un guide plan multicouche avec la méthode des matrices de transfert :

Ce sous-programme comme le décrit son organigramme dans la figure (II-2) fait appel aux modules de calcul suivants :

- Module de lecture des données physiques du guide N_c, d_i, x_i, λ .
(x_i : Composition de l'alliage de la couche i , N_c : Nombre de couches)
- Module de l'estimation de la valeur initiale β_0 .
- Module de résolution de l'équation aux valeurs propres obtenue à partir des conditions aux limites, pour trouver la constante de propagation, Figure(II-3).

Cette valeur de β permet de calculer :

- L'indice de réfraction effectif du guide

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}$$

- Les coefficients du champ $A(i), B(i)$, d'où la valeur du champ électrique à chaque position x du guide. Figure(II-4).

- L'intensité lumineuse étant proportionnelle à $|E|^2$, une distribution de celle-ci sera représentée en fonction de x .
- Enfin le facteur de confinement du guide est évalué.

$$\Gamma = \frac{Pa}{\sum_{i=1}^{N_c} Pi}$$

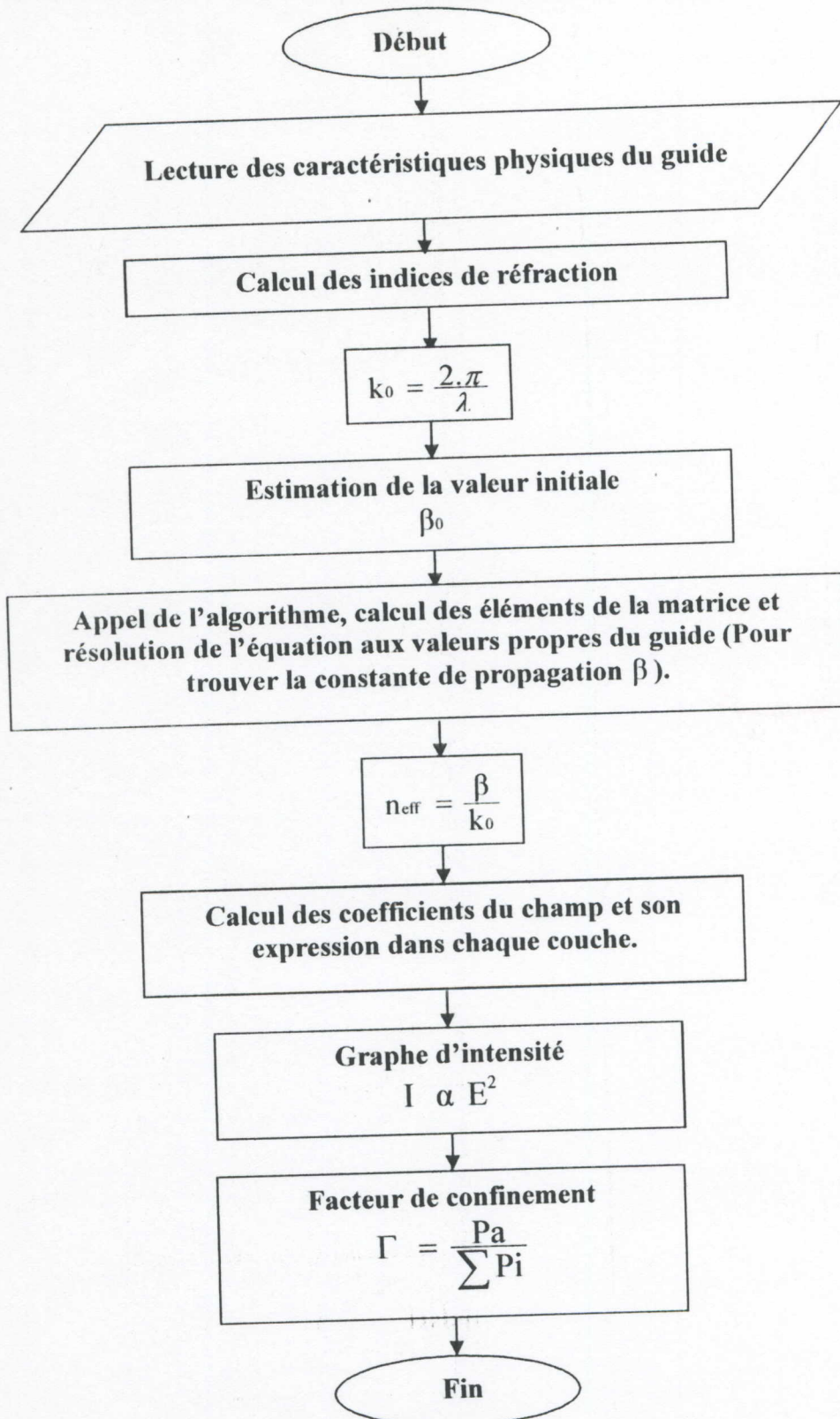


Figure (II-2) : Organigramme général d'un guide plan de N couches.
(Méthode des matrices de transfert).

II-4 Méthode des différences finies à une dimension :

Modéliser, consiste à poser des équations sous une forme se prêtant à leur résolution effective, ce qui veut dire de nos jours, traduisible en un programme destiné à l'ordinateur. On peut considérer que cette forme est atteinte dès que l'on a abouti à un système d'équations, algébriques ou différentielles, avec un nombre fini d'inconnues, d'où la démarche classique : mettre en équations, vérifier que ces équations constituent un problème bien posé, et enfin les discrétiser.

La modélisation en électromagnétisme, peut se faire par exemple selon la méthode des éléments finis [20], ou selon la méthode des différences finies (Finite difference Method), méthode que nous allons utiliser ici. Celle-ci est basée dans notre étude sur la discrétisation de l'équation d'onde, qui s'écrit :

$$(\nabla^2 + n^2.k_0^2 - \beta^2).E = 0 \quad (II-22)$$



II-4-1 Description de la méthode :

La méthode des différences finies consiste à remplacer les dérivées du premier ou second ordre apparaissant dans le problème continu par des différences finies qui s'appuient sur un nombre fini de points discrets.

○ Opérateurs aux différences finies :

Sur un axe discrétisé régulièrement avec un pas d'espace constant h , nous effectuons les développements de Taylor suivants au point d'abscisse $x_i = i \cdot h$:

$$\begin{cases} f(x_i + h) = f(x_i) + h \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i + \frac{h^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_i + O(h^2) \\ f(x_i - h) = f(x_i) - h \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i + \frac{h^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_i + O(h^2) \end{cases} \quad (II-23)$$

En limitant le développement à l'ordre 1, on peut donc exprimer la dérivée première de deux façons:

1- Différence à droite ou avant « Forward difference » on écrit :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i = \frac{f(x_i + h) - f(x_i)}{h} + O(h) \quad (\text{II-24})$$

2- Différence à gauche ou arrière « Backward difference » on écrit :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i = \frac{f(x_i) - f(x_i - h)}{h} + O(h) \quad (\text{II-25})$$

En effectuant la différence membre à membre des deux expressions précédentes de l'ensemble (II-23), on obtient la différence centrée :

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i = \frac{f(x_i + h) - f(x_i - h)}{2h} + O(h^2)$$

En effectuant maintenant la somme membre à membre des mêmes expressions, on obtient finalement l'expression de la dérivée seconde :

$$\left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_i = \frac{f(x_i + h) - 2f(x_i) + f(x_i - h)}{h^2} + O(h^2) \quad (\text{II-26})$$

II-4-2 Application à la discrétisation de l'équation d'onde pour un guide de lumière à une dimension :

Nous considérons un guide de lumière à N_c couches comme indiqué sur la figure (II-1). Pour appliquer cette méthode, nous allons discrétiser suivant l'axe (ox) en respectant la variation de l'indice de réfraction. Pour cela nous allons étudier les deux modèles de discrétisation et voir leurs influences sur la résolution de l'équation d'onde dans le guide ainsi que sur les résultats.

a- Modèle de pas uniforme :

❖ Discrétisation de l'équation d'onde :

Le premier pas de résolution consiste à substituer le milieu continu par un certain nombre de points (milieu discret), en subdivisant l'intervalle de la géométrie du guide en N nœuds dans la direction (ox) avec un pas constant (h). Figure (II-3).

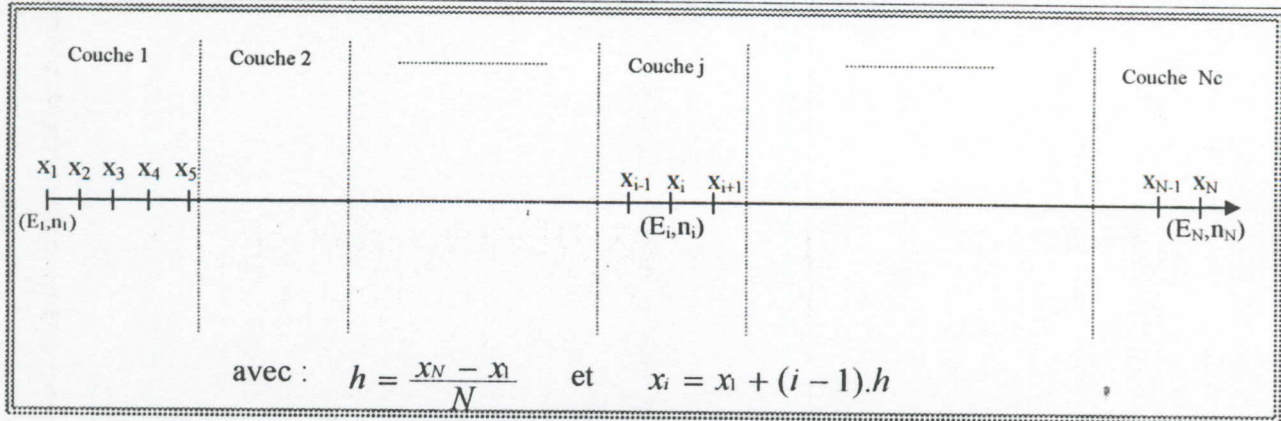


Figure II-3 : Représentation schématique de la discrétisation avec un pas uniforme dans un guide de lumière multicouche.

L'équation d'onde dans ce guide pour la position x_i du nœud i s'écrit sous la forme :

$$(\nabla_{x_i}^2 + k^2 \cdot n^2(x_i) - \beta^2) \cdot E(x_i) = 0 \quad (\text{II-27})$$

Avec :

$$k : \text{vecteur d'onde } k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} .$$

λ : longueur d'onde.

$$\beta : \text{constante de propagation. } \beta^2 = k^2 \cdot n_{\text{eff}}^2 .$$

n_{eff} : l'indice de réfraction effectif.

$n(x_i)$: l'indice de réfraction du nœud x_i .

$E(x_i)$: le champ électrique du nœud x_i .

$\nabla_{x_i}^2$: Laplacien du nœud x_i .

$$\text{En posant : } n(x_i) = n_i \quad , \quad E(x_i) = E_i \quad , \quad \nabla_{x_i}^2 = \nabla_i^2 .$$

D'après la relation (II-27) des opérateurs aux différences finies et en respectant les conditions aux limites où le champ électrique est nul aux bords latéraux, on écrit :

$$\text{Pour } (i=1) \Rightarrow E_1=0 .$$

$$\text{Pour } (i=2) \Rightarrow E_{i-1} = 0 . \text{ Et } \nabla_i^2 \cdot E_i = \frac{E_{i-1} - 2 \cdot E_i + E_{i+1}}{h^2} = -\frac{2}{h^2} \cdot E_i + \frac{1}{h^2} \cdot E_{i+1} .$$

$$\text{Pour } (i=3 \dots N-2) \Rightarrow \nabla_i^2 \cdot E_i = \frac{E_{i-1} - 2 \cdot E_i + E_{i+1}}{h^2} = \frac{1}{h^2} \cdot E_{i-1} - \frac{2}{h^2} \cdot E_i + \frac{1}{h^2} \cdot E_{i+1} .$$

$$\text{Pour } (i=N-1) \Rightarrow E_{i+1} = 0 . \text{ Et } \nabla_i^2 \cdot E_i = \frac{E_{i-1} - 2 \cdot E_i + E_{i+1}}{h^2} = \frac{1}{h^2} \cdot E_{i-1} - \frac{2}{h^2} \cdot E_i .$$

$$\text{Pour } (i=N) \Rightarrow E_N=0 .$$

En utilisant les notations simplifiées précédentes, l'équation d'onde se mettra sous la forme suivante :

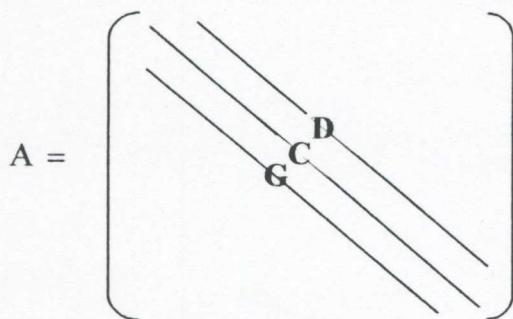
$$\left\{ \begin{array}{ll} (k^2 \cdot n_i^2 - \frac{2}{h^2}) \cdot E_i + \frac{1}{h^2} \cdot E_{i+1} = \beta^2 \cdot E_i & \text{Pour } (i=2) \\ \frac{1}{h^2} \cdot E_{i-1} + (k^2 \cdot n_i^2 - \frac{2}{h^2}) \cdot E_i + \frac{1}{h^2} \cdot E_{i+1} = \beta^2 \cdot E_i & \text{Pour } (i = 3 \dots N - 2) \\ \frac{1}{h^2} \cdot E_{i-1} + (k^2 \cdot n_i^2 - \frac{2}{h^2}) \cdot E_i = \beta^2 \cdot E_i & \text{Pour } (i=N - 1) \end{array} \right. \quad (II-28)$$

Cette équation discrète de l'équation d'onde nous donne la forme matricielle générale suivante :

$$[A] \cdot [E] = \beta^2 [E] \quad (II-29)$$

E : vecteur du champ électrique.

A : matrice de discrétisation de dimension $[(N - 2) \times (N - 2)]$, tri diagonale symétrique.



avec :

$$\begin{aligned} A_{l_{ind}, l_{ind}} &= (k \cdot n_{l_{ind}+1})^2 - \frac{2}{h^2} = C_{l_{ind}} \\ A_{l_{ind}, l_{ind}+1} &= A_{l_{ind}+1, l_{ind}} = \frac{1}{h^2} = D_{l_{ind}} = G_{l_{ind}} \end{aligned}$$

l_{ind} : Indice de la matrice A. ($l_{ind} = 1 \dots N - 2$) et ($i = l_{ind} + 1$).

Le but de cette étude est de calculer l'indice de réfraction effectif et le champ électrique dans chaque point du guide. Ces paramètres représentent dans la matrice A ses valeurs et vecteurs propres.

Pour obtenir ces résultats, nous avons développé un programme de résolution de ce système en utilisant un logiciel de calcul adéquat [21].

A la fin, nous calculons le facteur de confinement qui détermine les caractéristiques du guide, et représentons le graphe de la distribution de l'intensité lumineuse de ce dernier. (Voir l'organigramme suivant).

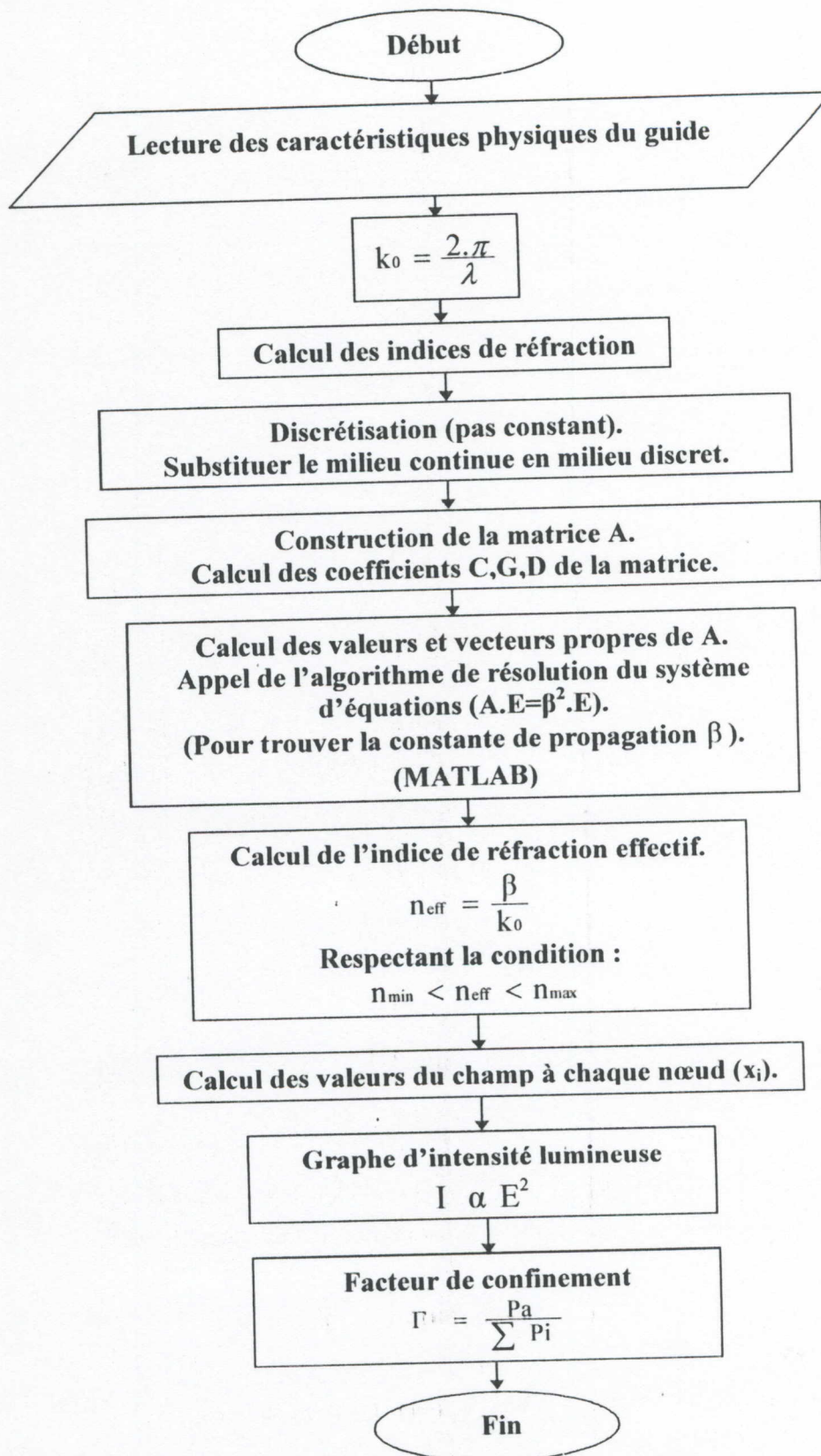


Figure (II-4) : Organigramme général de la méthode des différences finies à pas uniforme pour un guide de lumière multicouche.

b-Modèle de pas non-uniforme :

Le désavantage majeur de la discrétisation constante est l'augmentation violente du temps de calcul quand le pas est diminué, Car le nombre de nœuds est en relation inverse avec le pas [22]. D'où, il est nécessaire d'introduire la discrétisation avec un pas non-uniforme, c'est à dire l'intervalle entre les nœuds peut être changé selon les régions des couches du guide.

La méthode des différences finies basée sur la discrétisation non-uniforme a l'avantage de réduire le temps de calcul en maintenant l'exactitude de la solution [23].

Pour éviter les variations brutales du pas de discrétisation, nous allons respecter le critère suivant [24][25]:

$$\frac{1}{3} \leq \frac{h_i}{h_{i+1}} \leq \frac{7}{4} \quad (\text{II-30})$$

h_i et h_{i+1} sont deux pas successifs.

De cette façon, les bords des couches du guide doivent être préalablement connus.

Nous donnons dans ce qui suit une représentation schématique d'un guide comportant N_c couches discrétisé avec un pas non-uniforme suivant la direction (ox) en respectant les critères décrits précédemment ; Ensuite nous développons l'équation d'onde jusqu'à avoir la matrice de discrétisation.

Le pas est choisi petit dans les régions où les paramètres du guide varient rapidement (aux interfaces), et grand où ces derniers varient lentement.

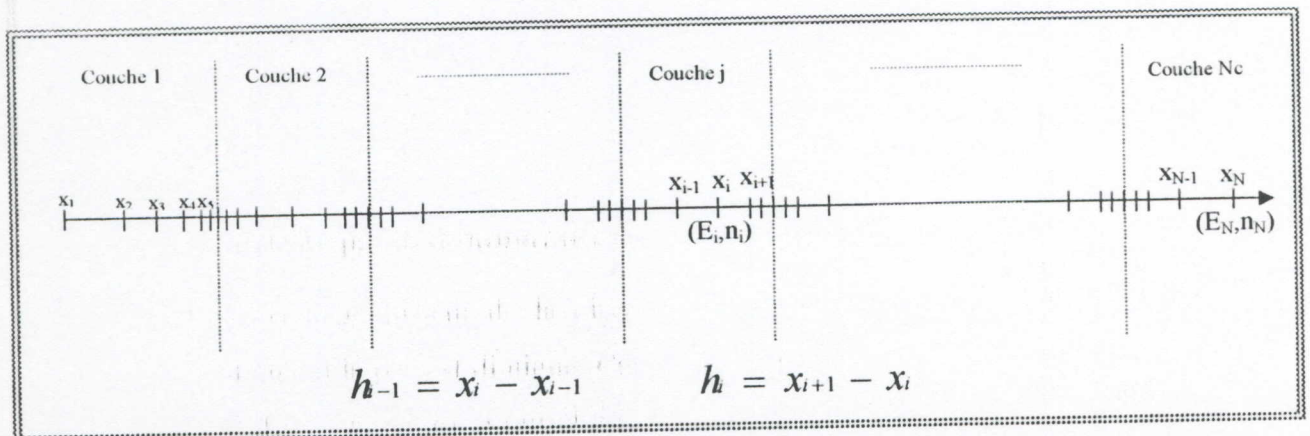


Figure (II-5) : Représentation schématique de la discrétisation avec un pas non-uniforme dans un guide de lumière multicouche.

❖ La dérivée seconde :

La dérivée seconde s'exprime dans ce cas comme suit [27] :

$$\left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_i = \frac{\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{id} - \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right)_{ig}}{d(dx)_i} = \frac{\frac{f_{i+1} - f_i}{h_i} - \frac{f_i - f_{i-1}}{h_{i-1}}}{\frac{h_i + h_{i-1}}{2}}$$

(II-31)

$$= g_i f_{i-1} - c_i f_i + d_i f_{i+1}$$

Avec : $c_i = g_i + d_i$

Et :

$$g_i = \frac{2}{h_{i-1}(h_i + h_{i-1})} = \frac{2}{(x_i - x_{i-1})(x_{i+1} - x_{i-1})}, \quad d_i = \frac{2}{h_i(h_i + h_{i-1})} = \frac{2}{(x_{i+1} - x_i)(x_{i+1} - x_{i-1})}$$

❖ Discrétisation de l'équation d'onde :

D'après l'expression précédente, nous déterminons dans les différents endroits de discrétisation et en considérant les conditions aux limites citées précédemment, la dérivée seconde du champ :

○ Pour $i = 1$, $E_1 = 0$

○ Pour $i = 2$

$$\nabla_i^2 E_i = -c_i E_i + d_i E_{i+1}$$

○ Pour $i = 3 \dots N-2$:

$$\nabla_i^2 E_i = g_i E_{i-1} - c_i E_i + d_i E_{i+1}$$

○ Pour $i = N-1$

$$\nabla_i^2 E_i = g_i E_{i-1} - c_i E_i$$

○ Pour $i = N$, $E_N = 0$

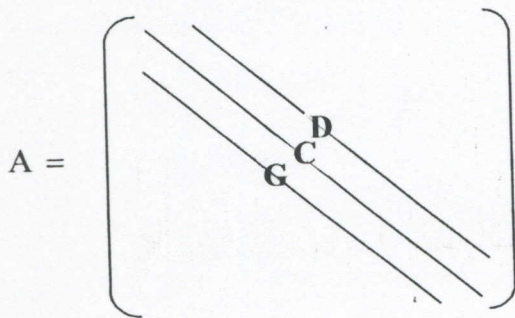
En substituant les relations des trois cas dans l'équation d'onde, on obtient l'ensemble d'équations discrétisées de cette dernière :

$$\begin{cases} [k^2.n_i^2 - c_i]E_i + d_i.E_{i+1} = \beta^2.E_i & \text{Pour } (i=2) \\ g_i.E_{i-1} + [k^2.n_i^2 - c_i]E_i + d_i.E_{i+1} = \beta^2.E_i & \text{Pour } (i=3 \dots N-2) \\ g_i.E_{i-1} + [k^2.n_i^2 - c_i]E_i = \beta^2.E_i & \text{Pour } (i=N-1) \end{cases} \quad (\text{II-32})$$

Ces équations discrètes de l'équation d'onde peuvent se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$[A] \bullet [E] = \beta^2 [E] \quad (\text{II-33})$$

A : dans ce cas représente une matrice de discrétisation de dimension $[(N-2) \times (N-2)]$, tri diagonale asymétrique.



avec :

$$\begin{aligned} A_{l_{ind}, l_{ind}} &= (k.n_{l_{ind}+1})^2 - c_{l_{ind}+1} = C_{l_{ind}} \\ A_{l_{ind}, l_{ind}+1} &= d_{l_{ind}+1} = D_{l_{ind}} \\ A_{l_{ind}+1, l_{ind}} &= g_{l_{ind}+1} = G_{l_{ind}} \end{aligned}$$

l_{ind} : Indice de la matrice A. ($l_{ind} = 1 \dots N - 2$) et ($i = l_{ind} + 1$).

Bien que la taille de la matrice dans le modèle du pas non-uniforme soit réduite, la matrice obtenue est asymétrique d'où le problème des valeurs propres qui exige un lourd calcul à comparer avec ceux des matrices symétriques.

Les étapes de la méthode du modèle décrit ci-dessus pour le calcul des paramètres du guide peuvent se résumer dans l'organigramme de la figure suivante :

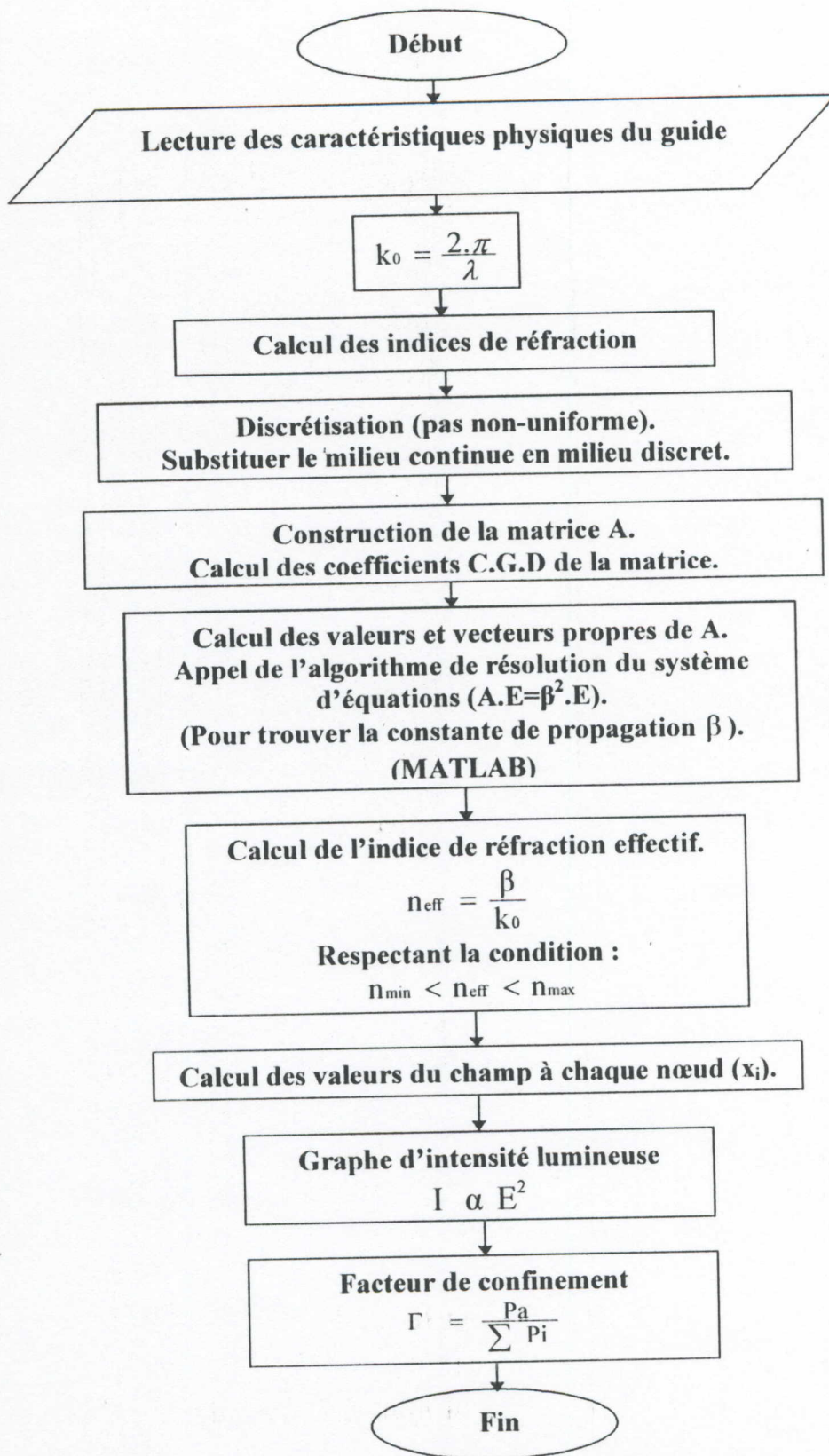


Figure (II-6) : Organigramme général de la méthode des différences finies à pas non-uniforme pour un guide de lumière multicouche.

II-5 Applications :

Dans ce chapitre, nous avons décrit deux méthodes afin de calculer les caractéristiques d'un guide plan multicouche. Ces méthodes nécessitent pour la résolution de l'équation d'onde un calcul numérique très important ; A partir de là, nous avons développé un programme de simulation que nous avons appelé « PSGL » qui comporte le module « MUNI » du cas unidimensionnel concernant ce chapitre, en utilisant deux environnements adéquats comme outil informatique (Voir Annexe).

II-5-1 Organigramme général de notre logiciel « PSGL » :

Pour comprendre et utiliser efficacement notre logiciel « PSGL » (Programme de Simulation des Guides de Lumière), nous représentons l'organigramme suivant :

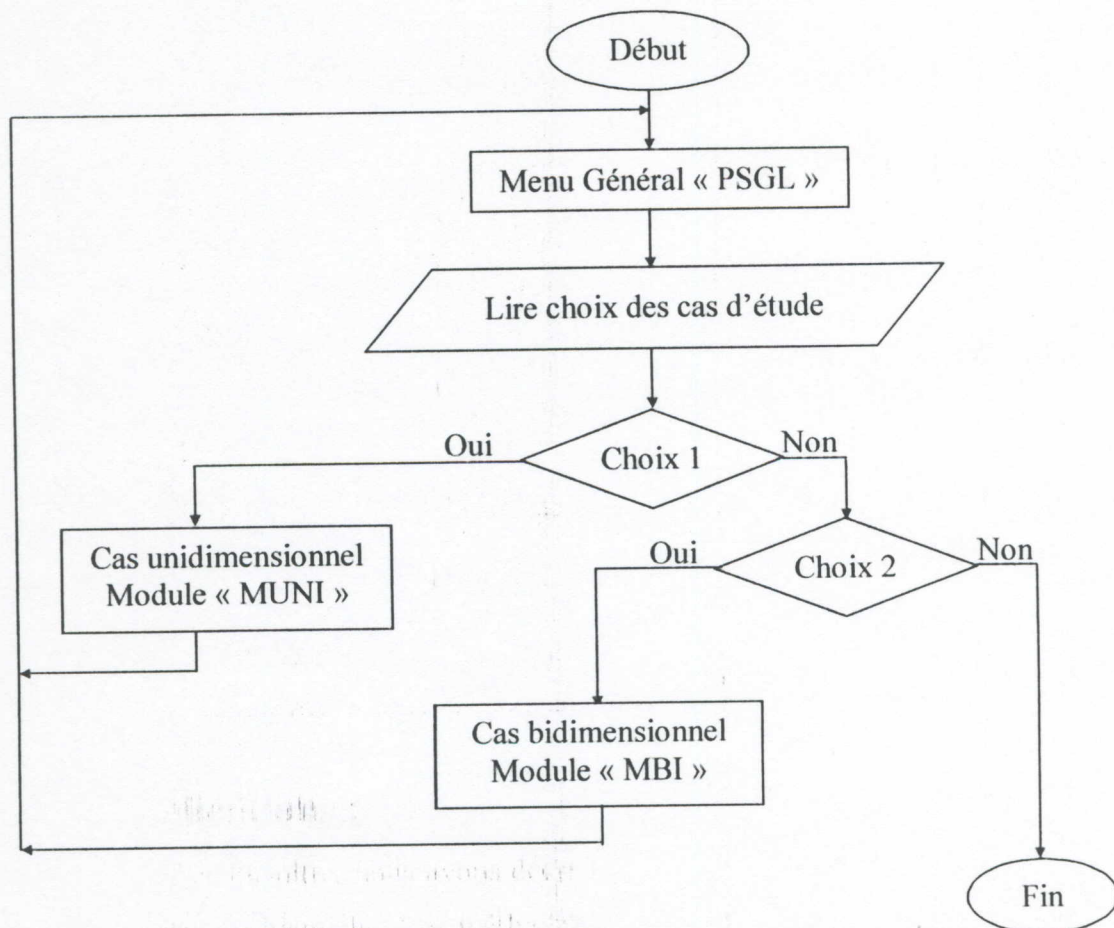


Figure (II-7) : Organigramme général du logiciel « PSGL »

II-5-2 Description de quelques types de guides plans :

➤ Guide de lumière plan à saut d'indice :

C'est un empilement de couches où la variation de l'indice avec la distance (profil d'indice) est de forme d'escaliers, augmentant des couches latérales vers la couche centrale.

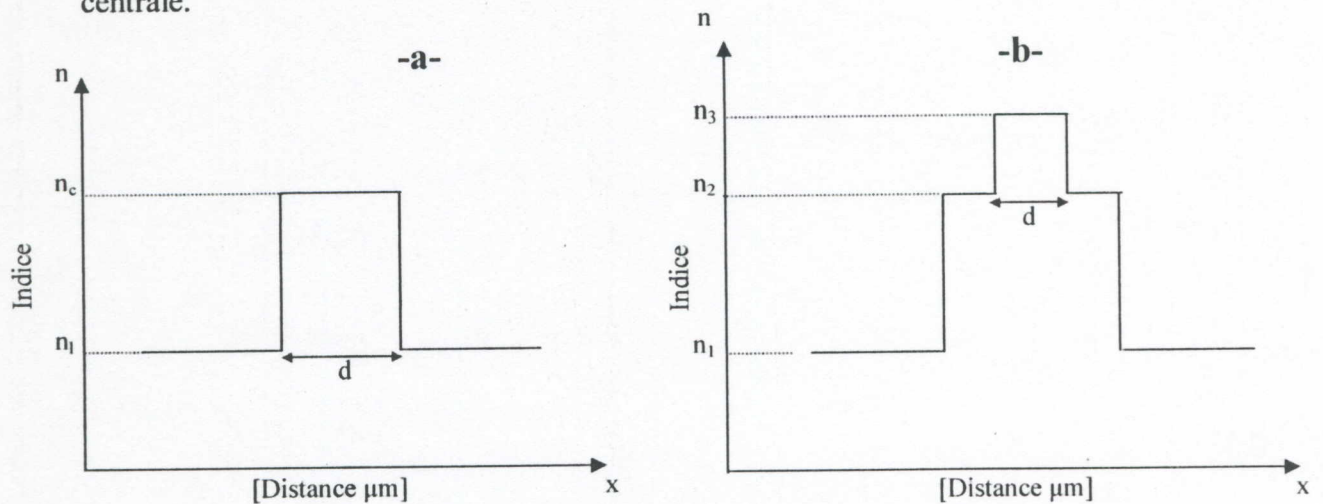


Figure (II-8) : Profil d'indice dans un guide de lumière plan à saut d'indice. (-a- guide à trois couches. -b- guide SCH «Separate Cladd Heterostructure »)

➤ Guide de lumière plan à gradient d'indice :

La variation de l'indice avec la distance est de forme continue. Un tel guide est dénommé guide à gradient d'indice, l'indice augmentant graduellement des couches latérales vers la couche centrale.

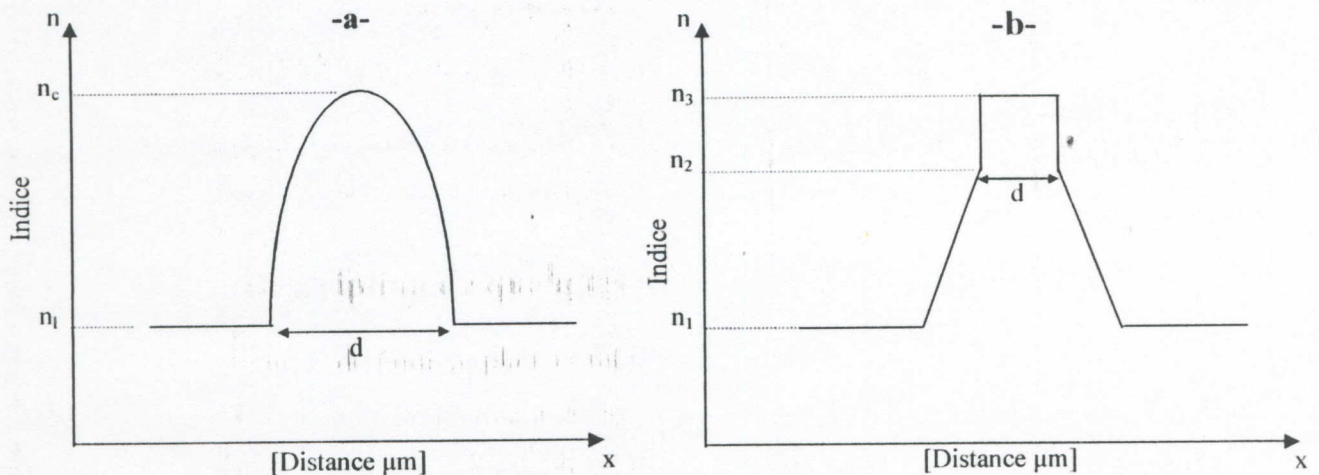
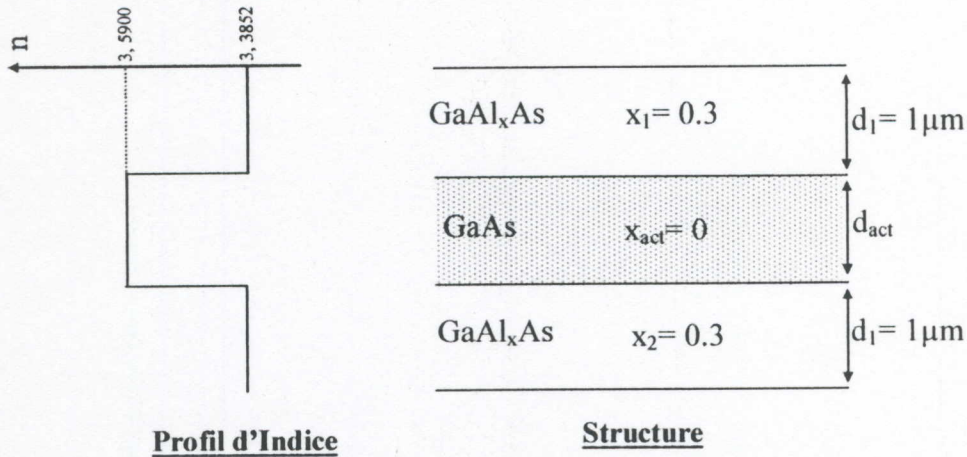


Figure (II-9) : Profil d'indice dans un guide de lumière à gradient d'indice (-a- Guide parabolique. -b- Guide SCH graduel).

II-5-3 Exemples de simulation :

Dans tous ces exemples, $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$

1. Guide de lumière à trois couches :



VARIATION DE L'INDICE EFFECTIF

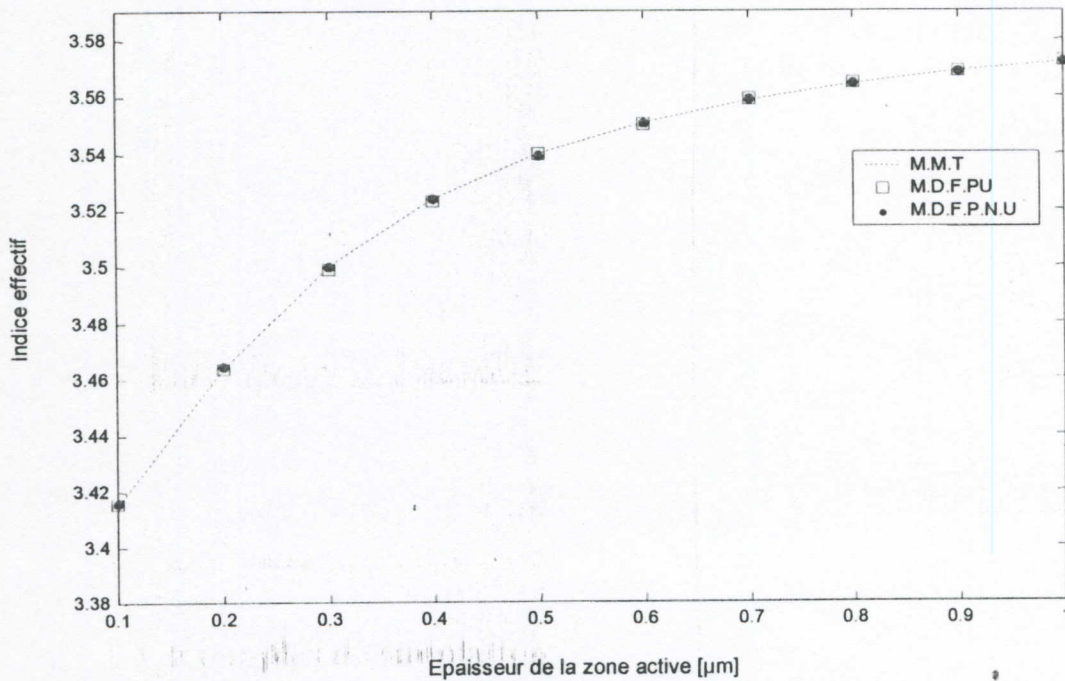


Figure (II-10) : Variation de l'Indice Effectif en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

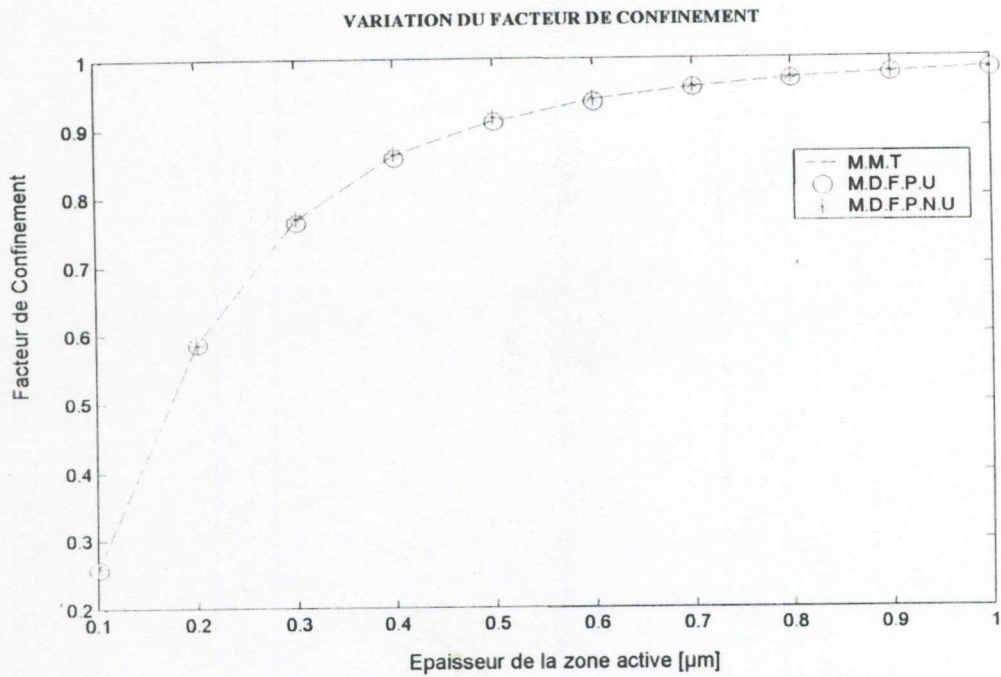


Figure (II-11) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

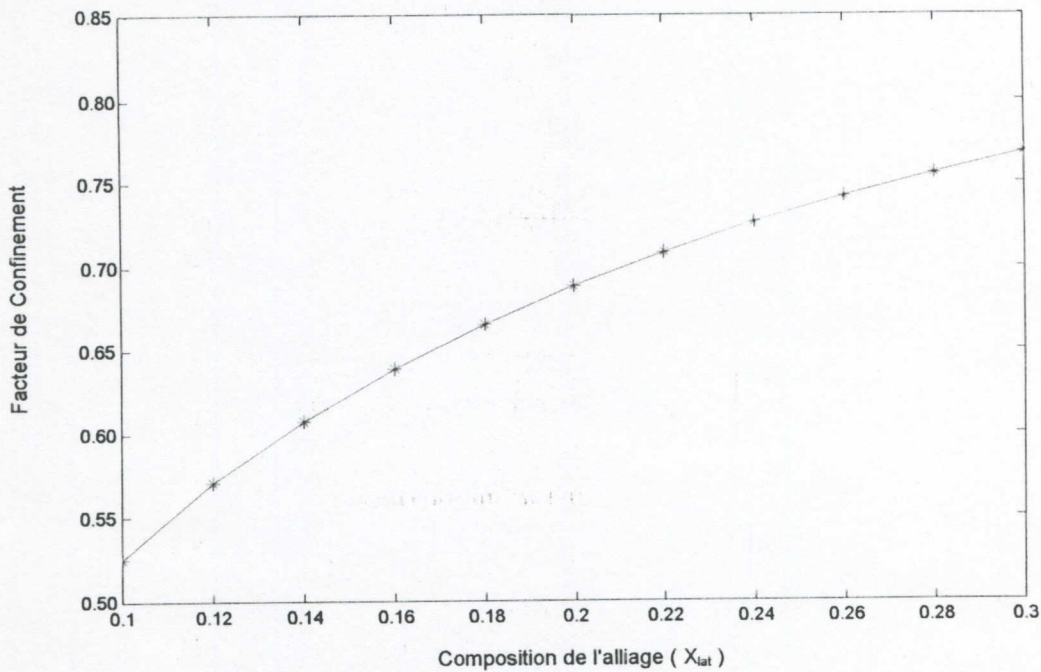


Figure (II-12) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de la composition de l'alliage (X_{lat}) des couches latérales. ($d_{act} = 0.3 \mu m$)

Le tableau suivant regroupe les résultats des trois méthodes dans le cas $d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$:
(en considérant que la M.M.T est la plus précise).

$d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$					
Méthode	n_{eff}	Γ	Nbr.de points	$\Delta n_{eff} / n_{eff} (\%)$	$\Delta \Gamma / \Gamma (\%)$
M.M.T	3.4998	0.7680	--	--	--
M.D.F.P.U	3.4986	0.7631	498	0.0342	0.6380
M.D.F.P.N.U	3.5000	0.7693	130	0.0057	0.1692

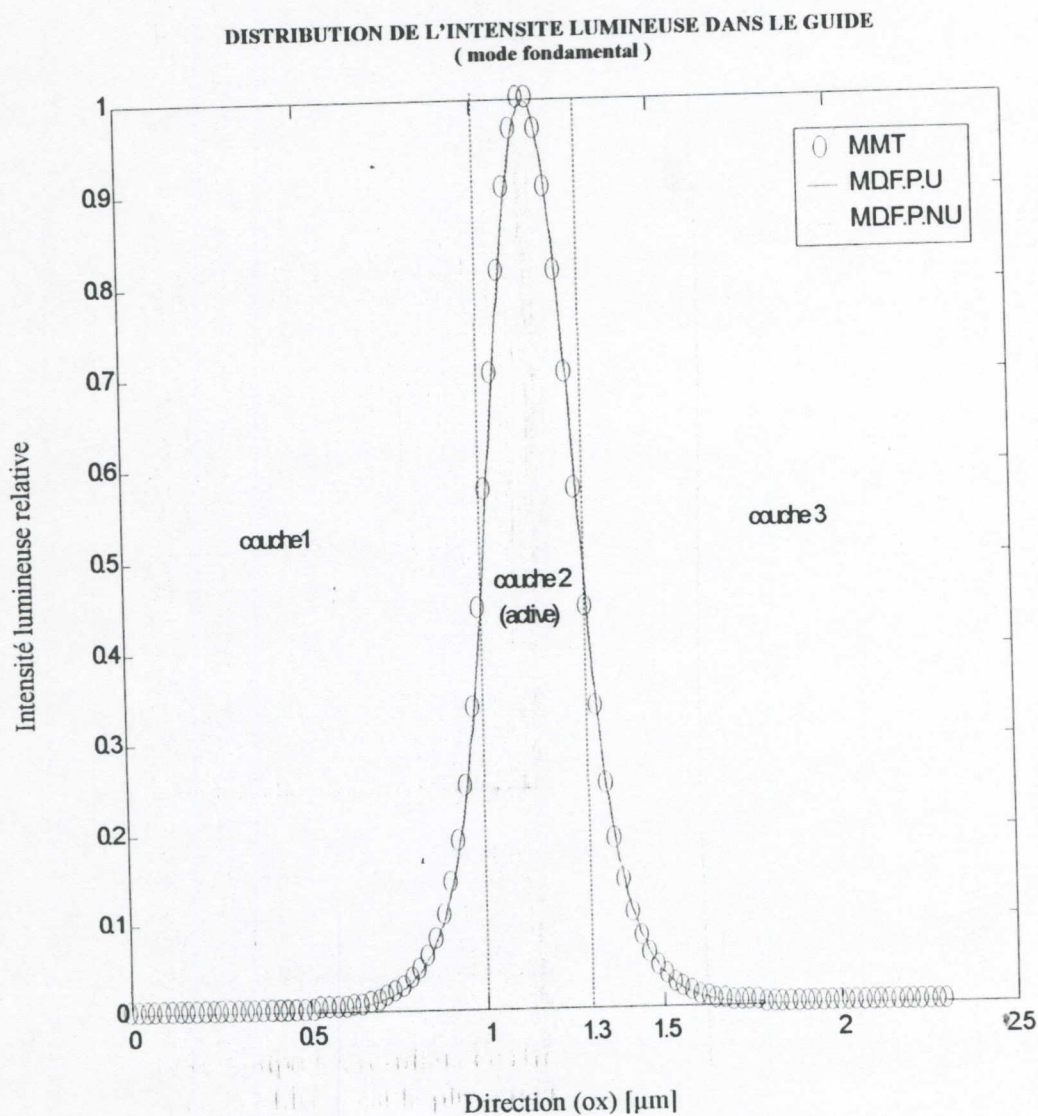


Figure (II-13) : Distribution de l'intensité lumineuse dans le guide ($d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$) avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

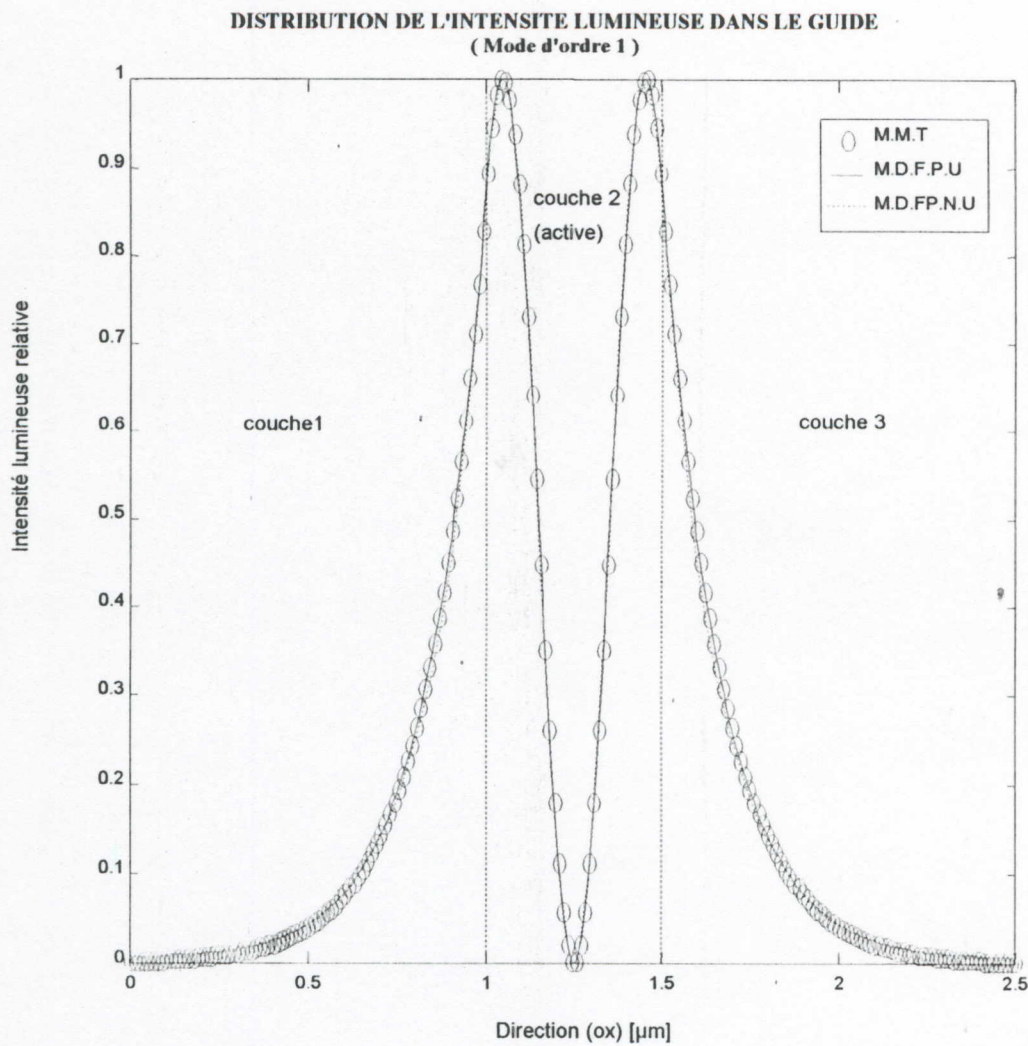


Figure (II-14) : Distribution de l'intensité lumineuse dans le guide ($d_{\text{act}} = 0.5 \mu\text{m}$)

avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

2. Guide de lumière S.C.H :

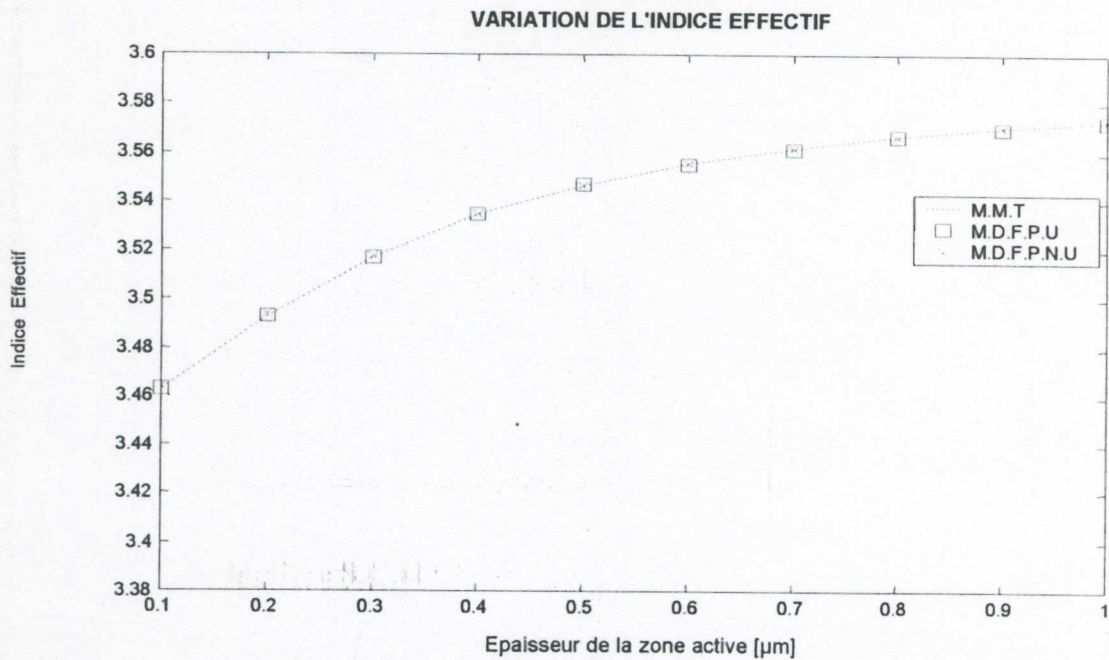
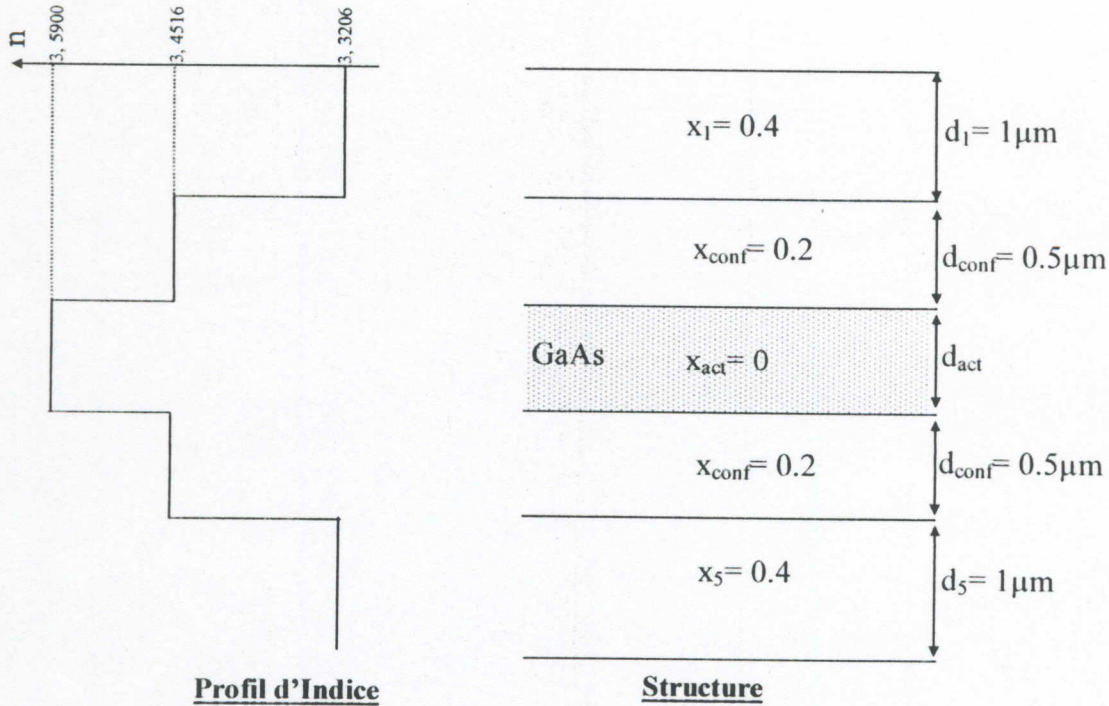


Figure (II-15) : Variation de l'Indice Effectif en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

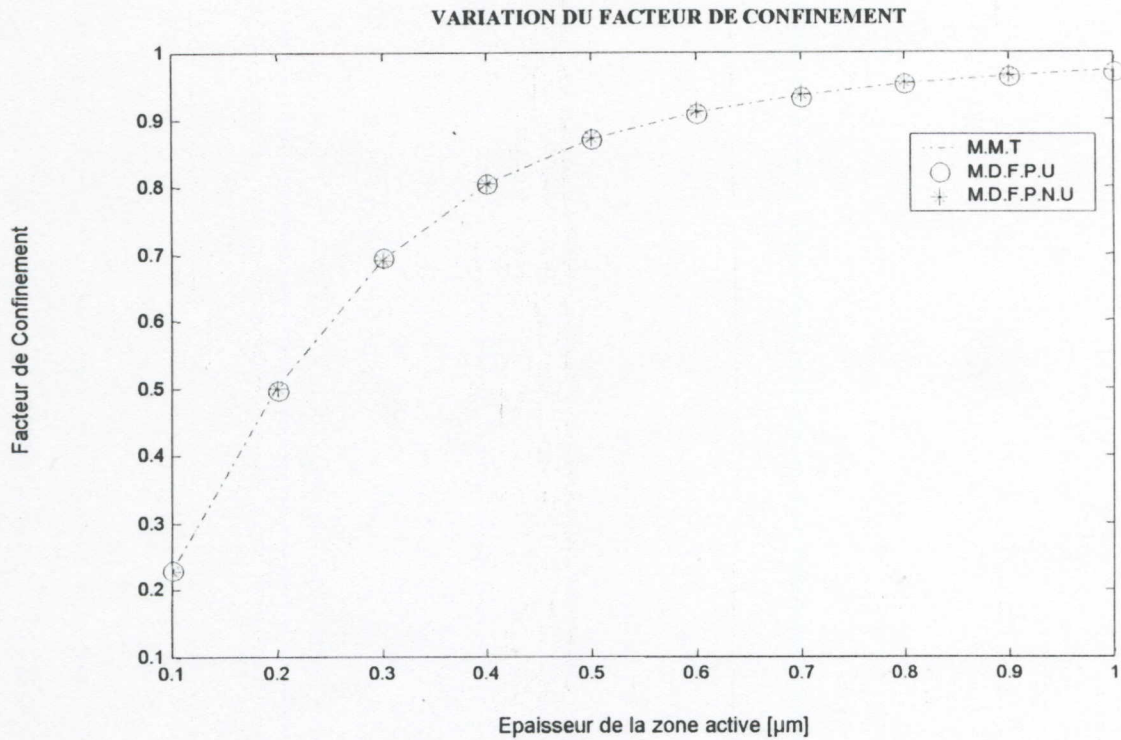


Figure (II-16) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

Le tableau suivant regroupe les résultats des trois méthodes dans le cas $d_{\text{act}} = 0.3 \mu\text{m}$: (en considérant que la M.M.T est la plus précise).

$d_{\text{act}} = 0.3 \mu\text{m}$					
Méthode	n_{eff}	Γ	Nbr. de points	$\Delta n_{\text{eff}} / n_{\text{eff}}$ (%)	$\Delta \Gamma / \Gamma$ (%)
M.M.T	3.5169	0.6936	--	--	--
M.D.F.P.U	3.5170	0.6943	715	0.0028	0.1009
M.D.F.P.N.U	3.5176	0.6898	192	0.0199	0.5478

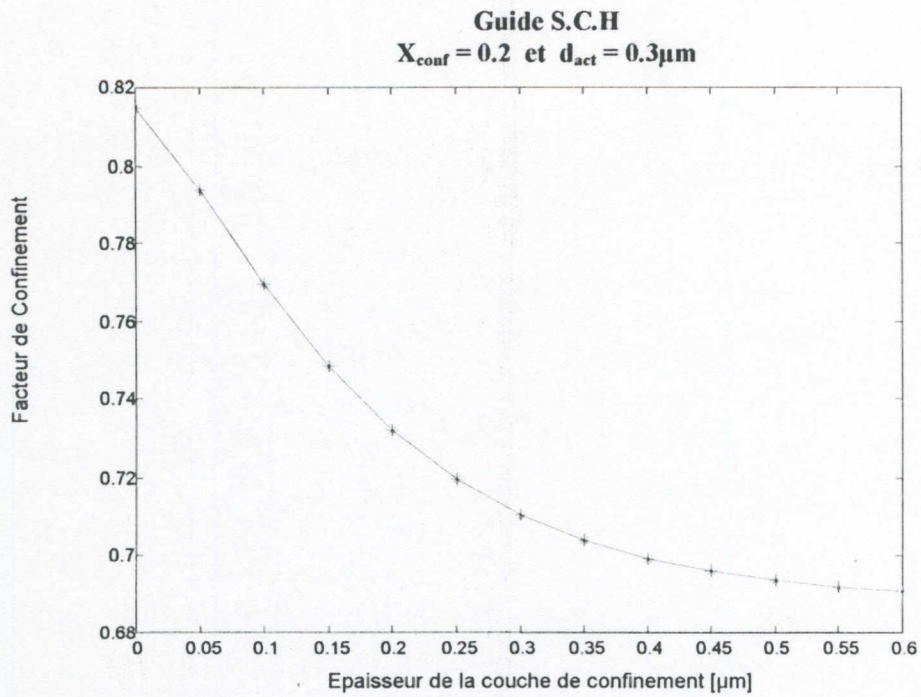


Figure (II-17) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur de la couche de confinement (d_{conf}) avec $X_{\text{conf}} = 0.2$.

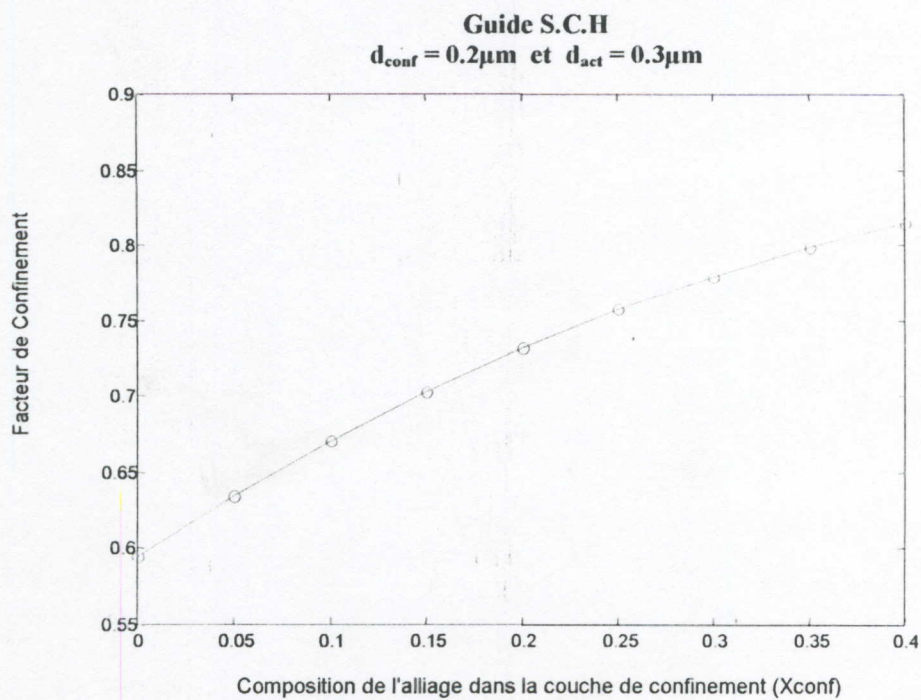


Figure (II-18) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de la composition de l'alliage de la couche de confinement (X_{conf}) avec $d_{\text{conf}} = 0.2\mu\text{m}$.

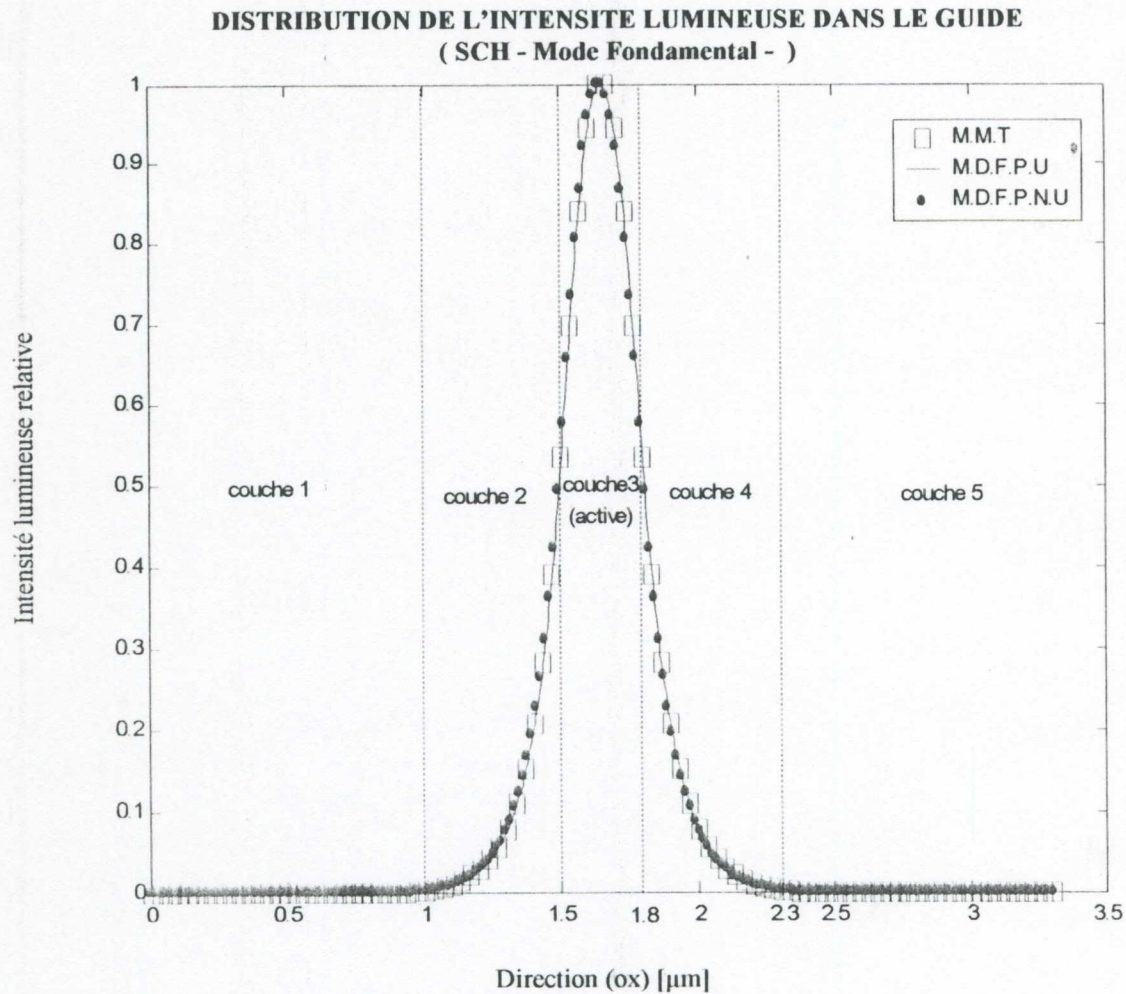
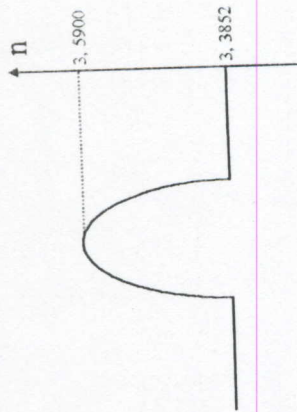


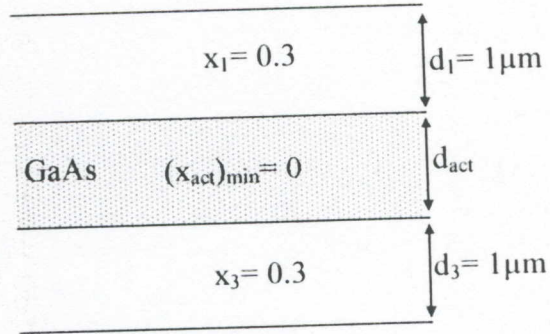
Figure (II-19) : Distribution de l'intensité lumineuse dans le guide ($d_{\text{act}} = 0.3\mu\text{m}$) avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

3. Guide de lumière parabolique :



Profil d'Indice



Structure

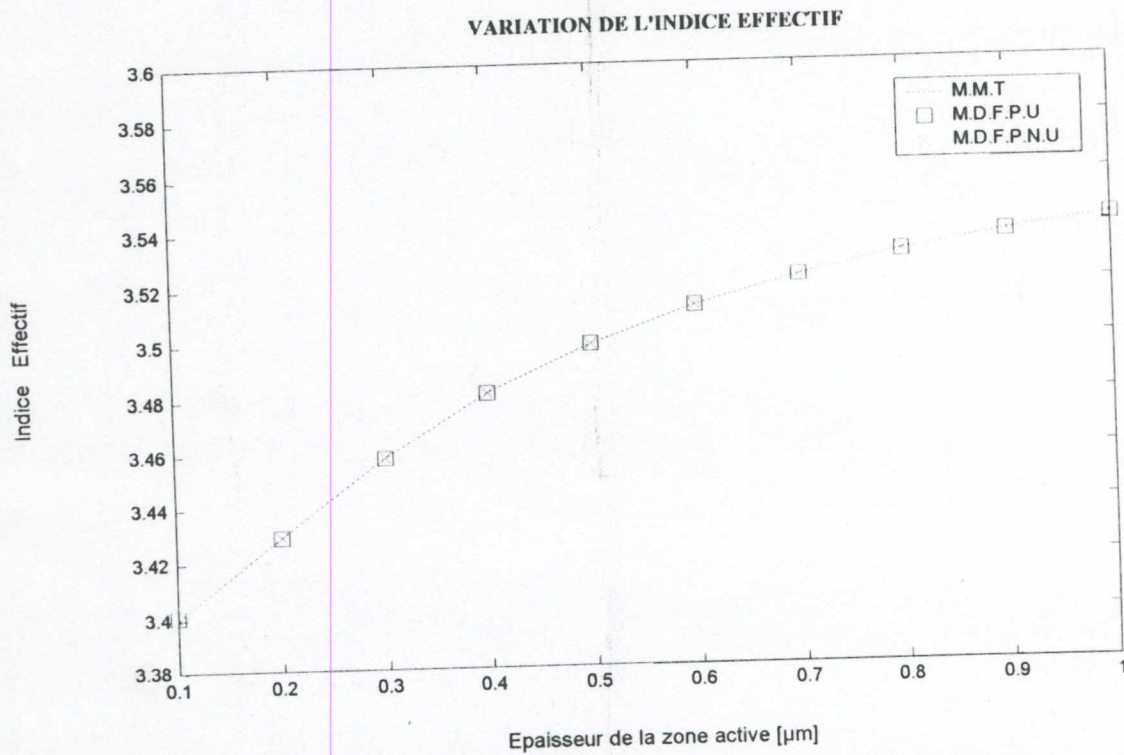


Figure (II-20) : Variation de l'Indice Effectif en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

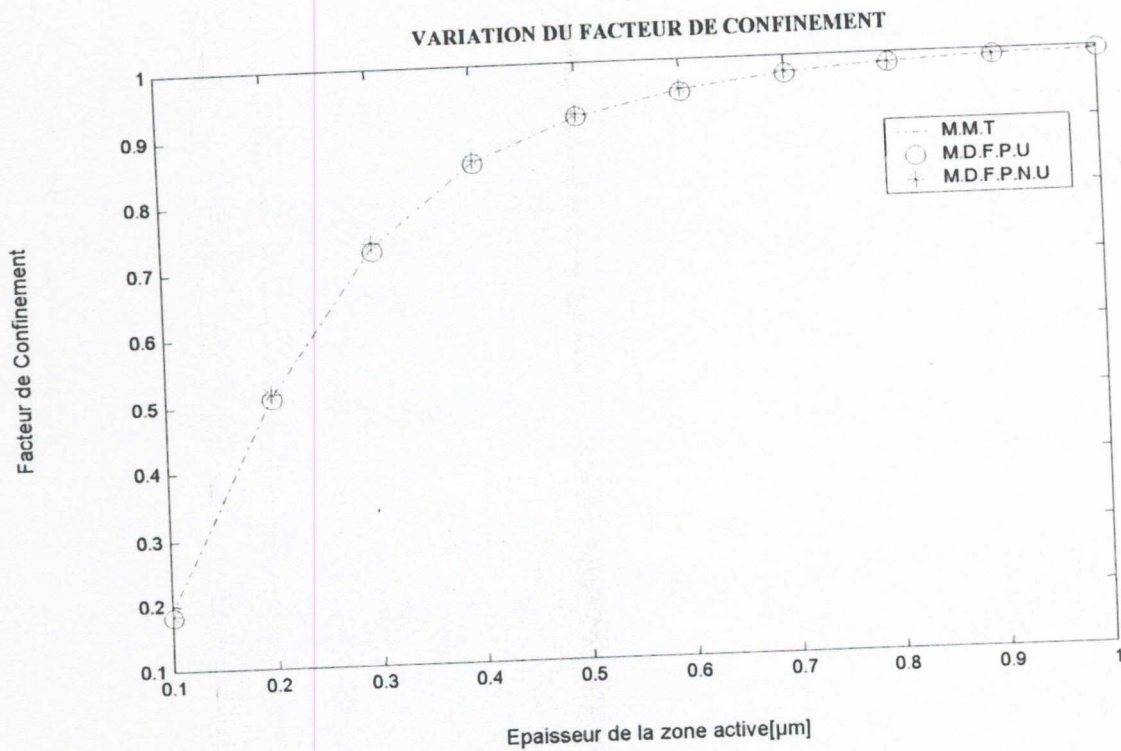


Figure (II-21) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

Le tableau suivant regroupe les résultats des trois méthodes dans le cas $d_{act} = 0.3 \mu m$: (en considérant que la M.M.T est la plus précise).

$d_{act} = 0.3 \mu m$					
Méthode	n_{eff}	Γ	Nbr. de points	$\Delta n_{eff} / n_{eff} (\%)$	$\Delta \Gamma / \Gamma (\%)$
M.M.T	3.4584	0.7324	--	--	--
M.D.F.P.U	3.4584	0.7281	613	0.0000	0.5871
M.D.F.P.N.U	3.4583	0.7379	300	0.0028	0.7509

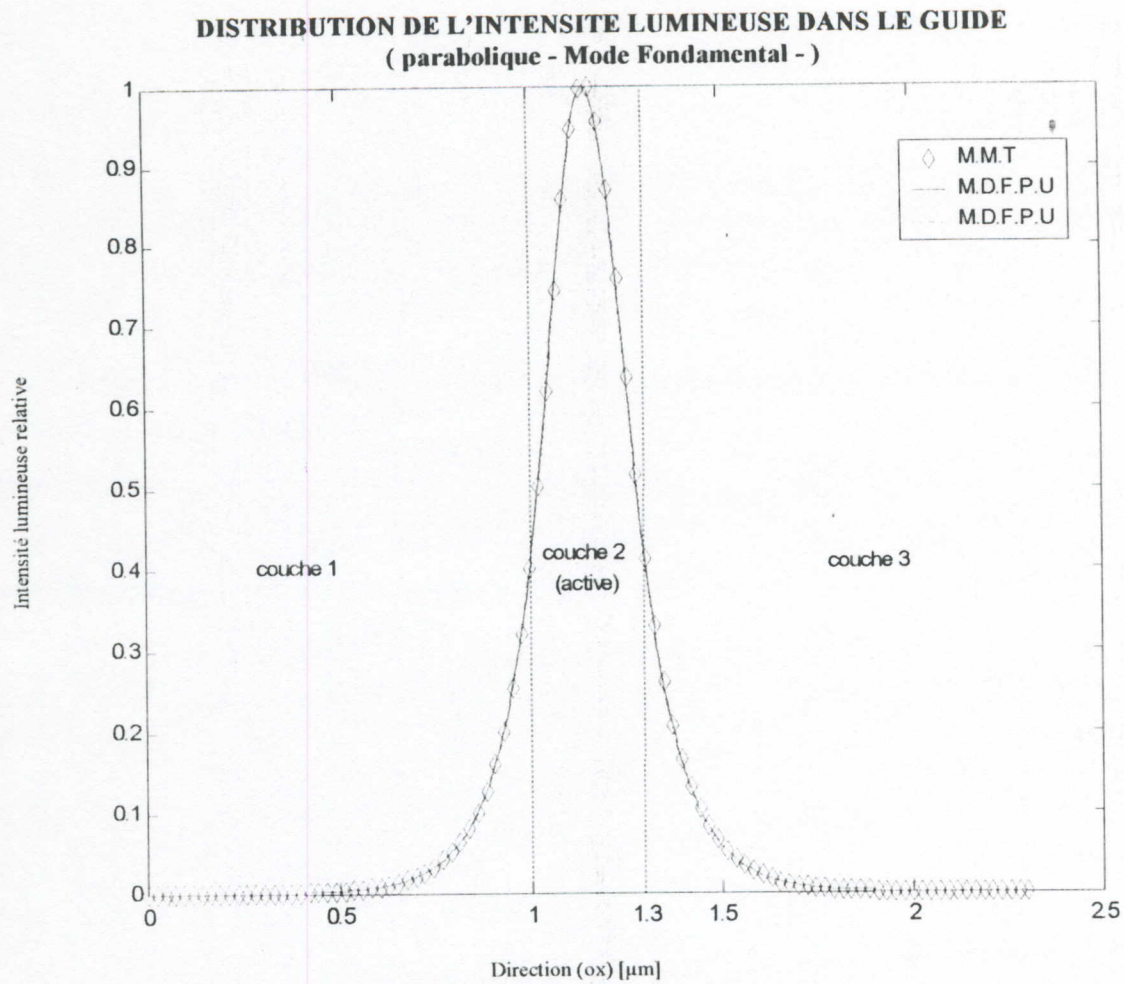


Figure (II-22) : Distribution de l'intensité lumineuse dans le guide ($d_{\text{act}} = 0.3\mu\text{m}$) avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

4. Guide de lumière S.C.H graduel :

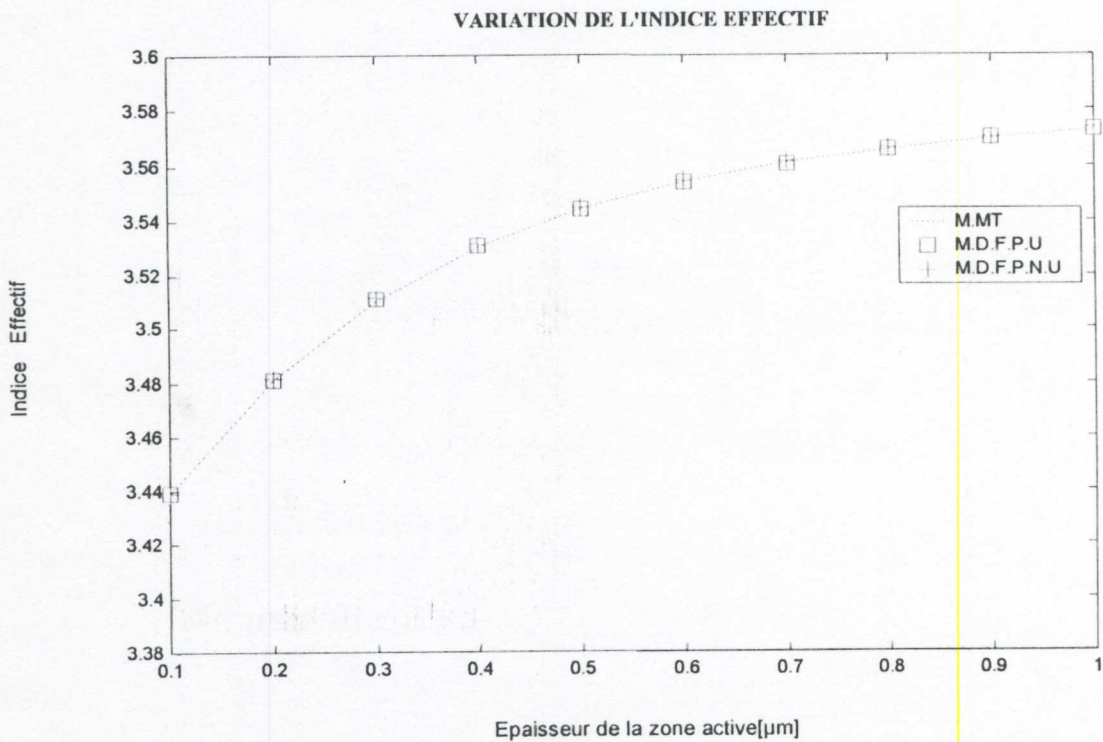
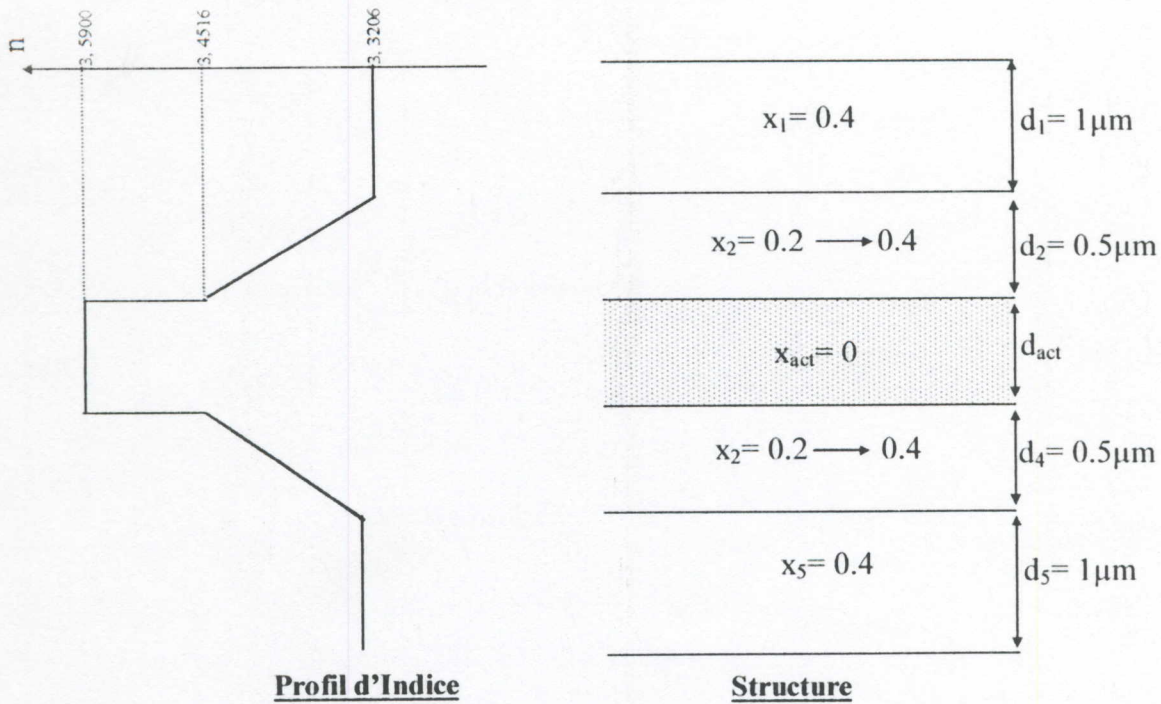


Figure (II-23) : Variation de l'Indice Effectif en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

VARIATION DU FACTEUR DE CONFINEMENT

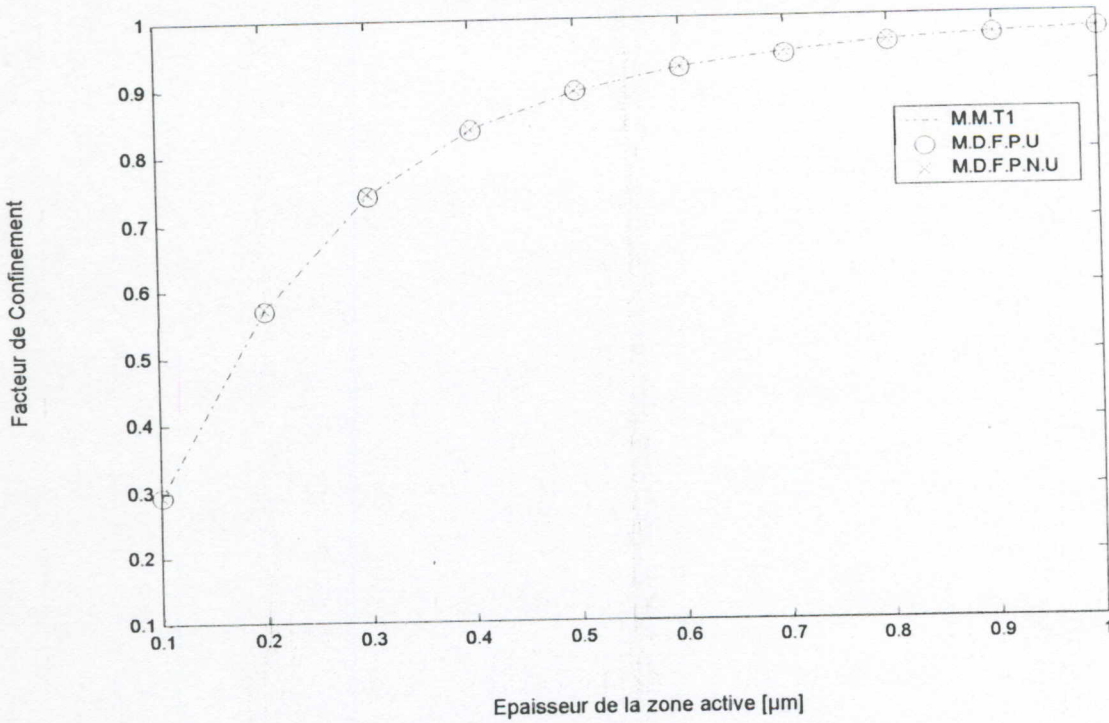


Figure (II-24) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

Guide S.C.H. graduel
 $d_{act} = 0.3\mu m$

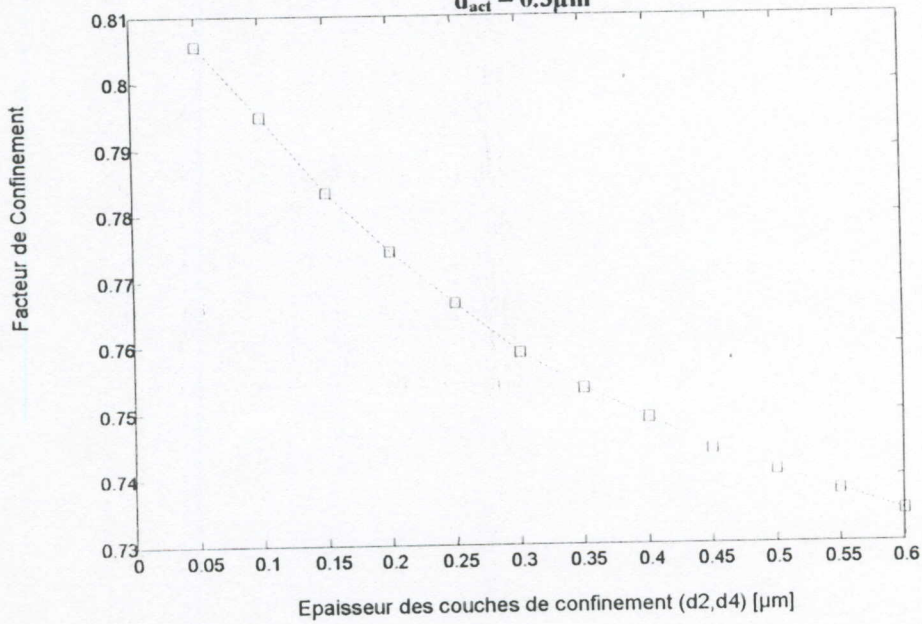


Figure (II-25) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur des couches de confinement (d_2, d_4).

Le tableau suivant regroupe les résultats des trois méthodes dans le cas $d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$:
(en considérant que la M.M.T est la plus précise).

$d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$					
Méthode	n_{eff}	Γ	Nbr.de points	$\Delta n_{eff} / n_{eff} (\%)$	$\Delta \Gamma / \Gamma (\%)$
M.M.T	3.5106	0.7408	--	--	--
M.D.F.P.U	3.5107	0.7412	660	0.0028	0.0539
M.D.F.P.N.U	3.5112	0.7429	400	0.0170	0.2834

**DISTRIBUTION DE L'INTENSITE LUMINEUSE DANS LE GUIDE
(SCH graduel - Mode fondamental -)**

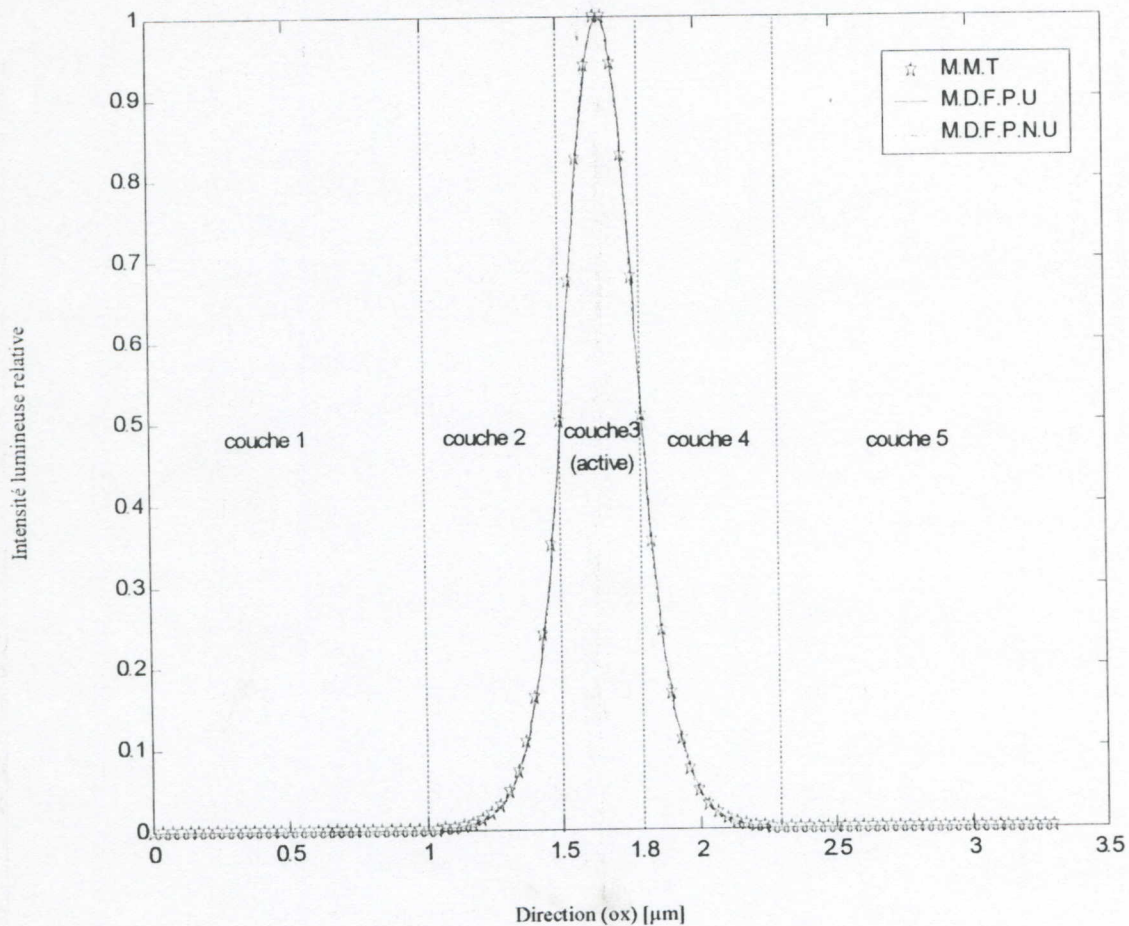


Figure (II-26) : Distribution de l'intensité lumineuse dans le guide ($d_{act} = 0.3 \mu\text{m}$) avec les méthodes de calcul :

- Méthode des matrices de transferts. (M.M.T)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

Pour comparer les caractéristiques des guides étudiés, dans les figures suivantes, nous avons représenté la variation du facteur de confinement en fonction de l'épaisseur de la zone active des différents types de guides.

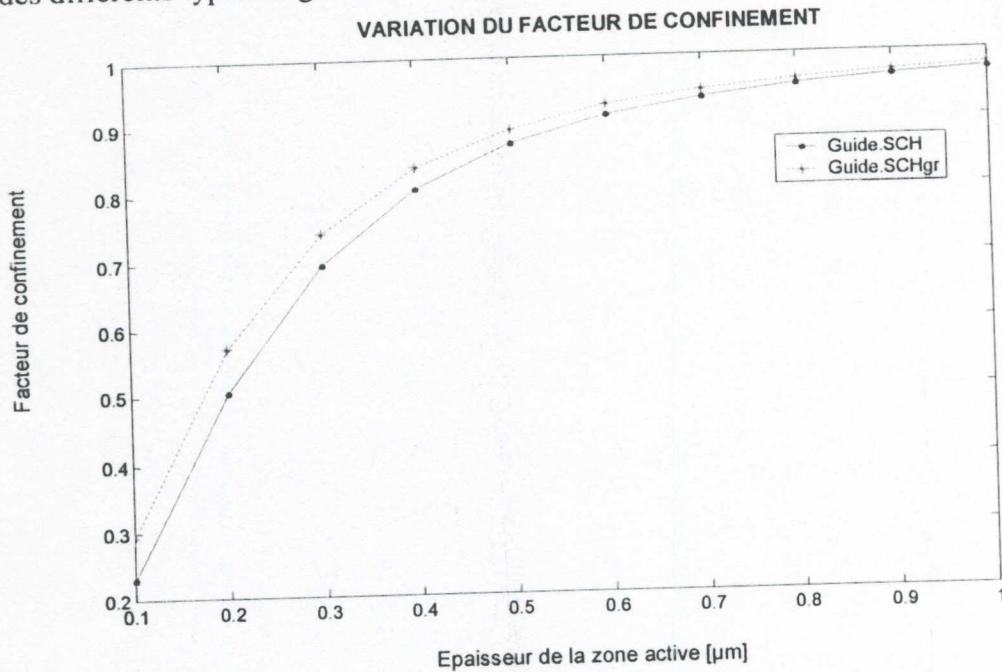


Figure (II-27) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, des guides de lumière :

- S.C.H.
- S.C.H. graduel.

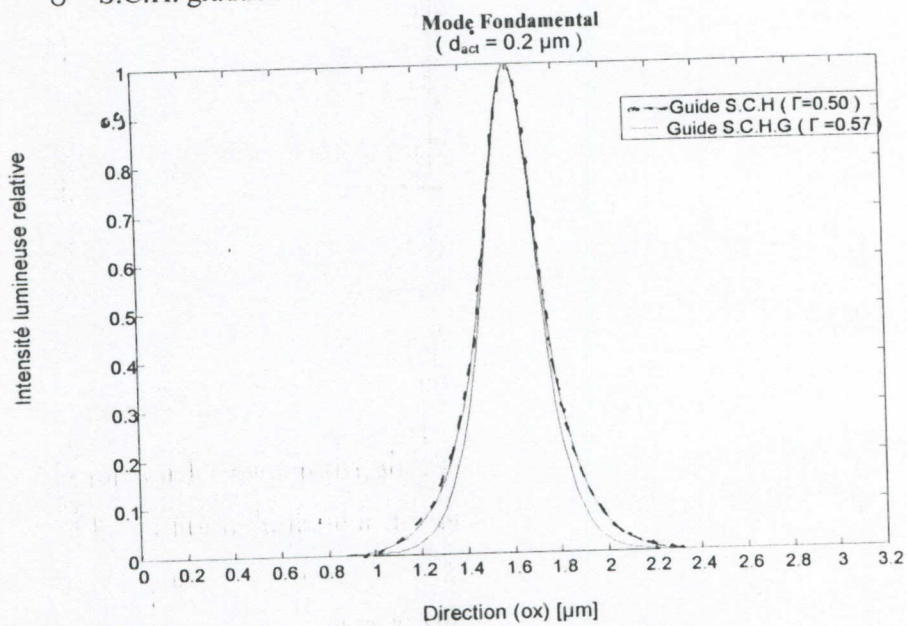


Figure (II-28) : Variation de l'intensité lumineuse en fonction de la direction(ox) dans les guides de lumière suivants :

- S.C.H.
- S.C.H. graduel.

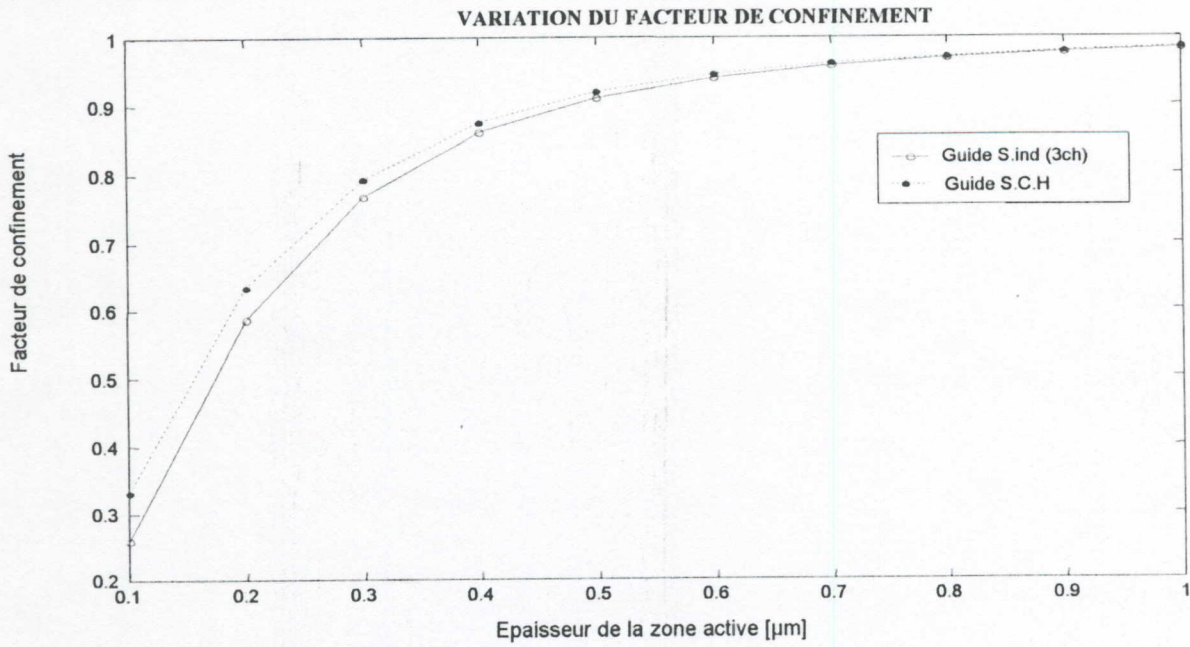


Figure (II-29) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de l'épaisseur (d_{act}) de la zone active, des guides de lumière :
 ○ A saut d'indice (3 couches)
 ○ S.C.H. ($d_{conf} = 0.1\mu m$, $x_{conf} = 0.3$).

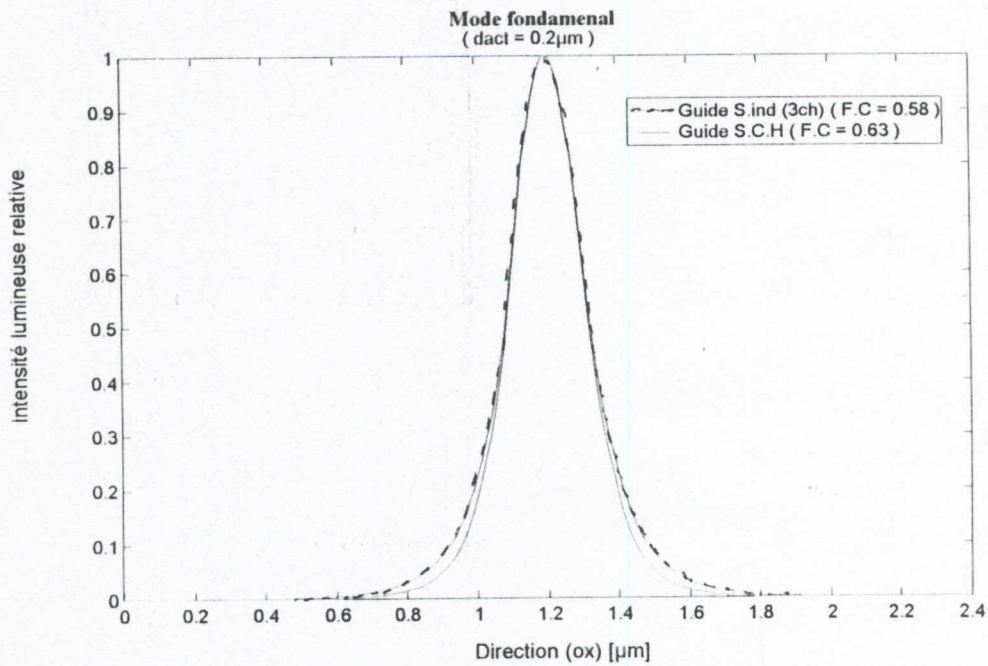


Figure (II-30) : Variation de l'intensité lumineuse en fonction de la direction(ox) dans les guides de lumière suivants :
 ○ A Saut d'indice (3 ch).
 ○ S.C.H.

II-5-3-3 Interprétation des résultats :

Les résultats obtenus dans cette étude sur les quelques types de guides plans sont rassemblés dans les figures précédentes. A ces dernières, on peut adjoindre les commentaires suivants :

- Le facteur de confinement croît avec l'épaisseur de la zone active, il est proche de 1 quand $d_{act}=1\mu m$ dans toutes les structures. D'autre part, on remarque que le facteur de confinement est meilleur dans les structures à gradient d'indice que dans les autres structures à saut d'indice. Aussi, on constate que ce facteur décroît avec l'épaisseur de la couche de confinement dans les structures S.C.H et S.C.H. graduel, par contre, il croît avec la composition de l'alliage de la couche de confinement (X_{conf}) dans la structure S.C.H et avec la composition de l'alliage des couches latérales dans la structure d'un guide à trois couches.
- Pour l'indice de réfraction effectif, il croît aussi avec l'épaisseur de la zone active mais il est toujours entre l'intervalle des valeurs de l'indice de la couche active et l'indice des couches latérales. ($n_{lat} < n_{eff} < n_{act}$).
- D'après les graphes de la variation de l'intensité lumineuse, on constate que le maximum de la lumière dans toutes les structures est situé dans la couche active, ensuite elle décroît jusqu'à ce qu'elle s'annule en allant vers les couches latérales. On remarque aussi que le mode fondamental présente dans tous les cas un seul lobe.
- On constate aussi, que les valeurs des paramètres obtenues avec les trois méthodes étudiées sont très proches.

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons fait une étude unidimensionnelle d'un guide optique comportant N_c couches de composition quelconques en utilisant deux méthodes numériques à cause de la non linéarité de l'équation d'onde qui rend impossible de résoudre analytiquement le système d'équations régissant le comportement du guide :

- La méthode des matrices de transfert.
- La méthode des différences finies avec ses deux modèles de discrétisation.

Pour mettre en œuvre ces méthodes, nous avons développé un programme de simulation « PSGL » (Programme de Simulation des Guides de lumière) qui comporte le module « MUNI » du cas unidimensionnel. Ce dernier a été appliqué sur différents types de guides plans afin de déterminer leurs caractéristiques à partir de leurs paramètres physiques et géométriques.

Les applications faites à la fin de ce chapitre nous révèlent que dans le cas unidimensionnel, toutes les méthodes utilisées donnent des résultats similaires avec la totalité des exemples.

D'autre part, on peut conclure que :

- Le confinement optique dépend de l'épaisseur de la couche active, l'épaisseur de la couche de confinement, la composition des couches latérales, la composition de la couche de confinement.
- Les structures graduelles assurent un confinement meilleur que les structures à saut d'indice.

Chapitre III

Etude d'un guide de lumière à deux dimensions

III-1 Introduction

Dans les dernières années, une analyse numérique exacte des guides d'ondes optiques est devenue indispensable pour l'étude optimale des appareils optiques et des circuits intégrés optiques. Depuis, des tentatives étendues ont été faites pour obtenir des solutions numériques plus rigoureuses, sur des coupes de sections (cross-section) bidimensionnelles des guides d'ondes optiques.

Dans notre présent chapitre, nous considérons un guide de lumière rectangulaire ayant une variation de l'indice de réfraction à deux dimensions, ensuite nous commençons à résoudre notre équation d'onde appropriée avec deux méthodes de résolution différentes, qui nous permettent d'avoir accès aux caractéristiques du guide étudié afin de les comparer.

L'une de ces méthodes, est le modèle approximatif des guides à deux dimensions qui se base sur l'application de la solution unidimensionnelle dans chaque direction et ensuite faire leur combinaison, cette méthode est appelée la méthode de l'indice effectif (EIM) [26],[17].

L'autre est une méthode de calcul numérique, c'est la méthode des différences finies (FDM) [28], qui est basée sur la discrétisation des équations différentielles dans la maille rectangulaire en utilisant les deux types de maillage.

Pour programmer ces deux méthodes, nous avons développé le logiciel « PSGL » ainsi que son module « MBI » de l'étude bidimensionnelle dans des environnements particuliers (voir annexe).

Enfin, pour les valider, nous les avons appliquées à des diodes laser à ruban et à des réseaux de diodes laser à ruban avec différentes structures.

III-2- Guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire) :

a. Définition :

C'est un guide de lumière rectangulaire qui est composé de plusieurs zones, ayant différents indices de réfraction. La zone du milieu se nomme la zone centrale, elle porte l'indice le plus grand, en dehors, se trouvent les zones latérales avec un indice inférieur au premier. Cette différence de la valeur de l'indice de réfraction permet à la lumière d'être guidée à l'intérieur.

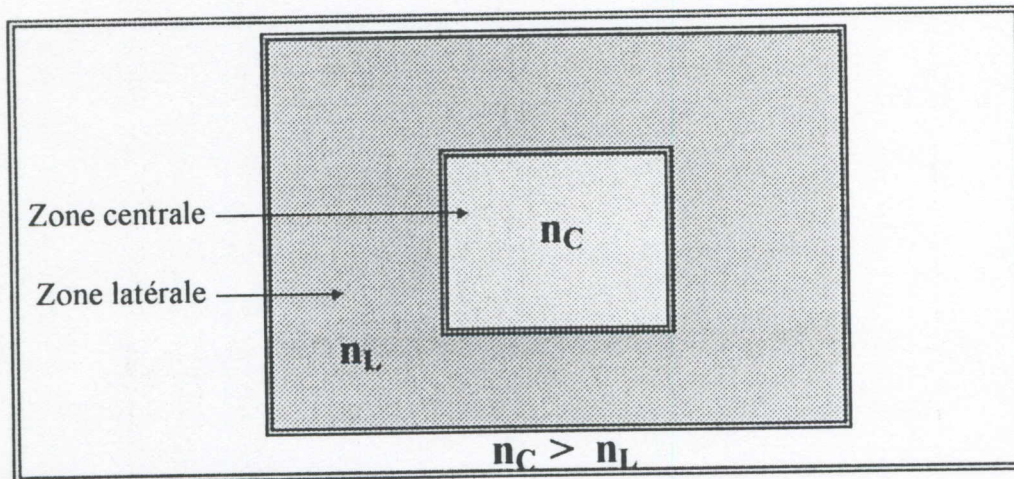


Figure (III-1) : Représentation schématique d'un guide de lumière rectangulaire.

b. Equation d'onde :

Considérons un guide de lumière à deux dimensions tel que schématisé sur la figure (III-1) et qui sera donc caractérisé par un profil d'indice $n(x,y)$.

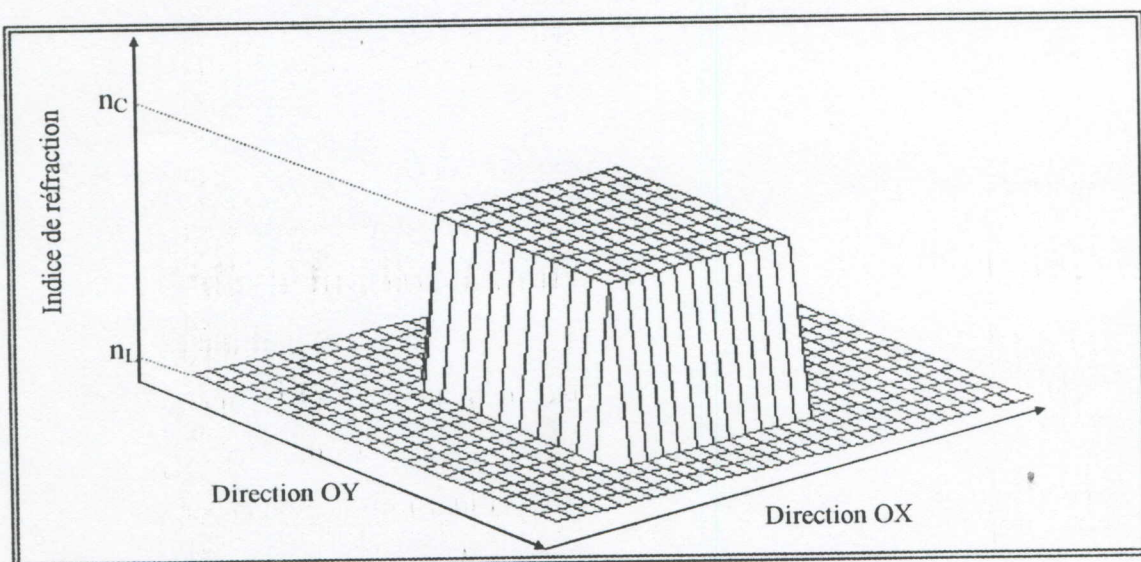


Figure (III-2) : Profil d'indice de réfraction dans un guide de lumière à deux dimensions.

Nous supposons que le guide possède un mode T.E c'est à dire le champ électrique qui lui est associé comporte une seule composante E_y suivant la direction (oy) et qui s'écrit :

$$E_y(x, y, z, t) = E_y(x, y) \cdot \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (\text{III-1})$$

Dans ces conditions les équations de Maxwell donnent l'expression de l'équation d'onde suivante:

$$\left(\nabla_{x,y}^2 + k_0^2 \cdot n^2(x, y) - \beta^2 \right) E_y(x, y) = 0 \quad (\text{III-2})$$

Où β : la constante de propagation du mode.

$$\beta^2 = k_0^2 \cdot n_{\text{mode}}^2 \quad (\text{III-3})$$

Où n_{mode} : l'indice du mode (effectif).

c. Résolution de l'équation :

La non-linéarité de l'équation d'onde nous empêche de la résoudre analytiquement. Les difficultés s'accroissent lorsque l'on considère des modèles physiques très précis et des structures géométriques pour lesquelles l'étude devrait être faite en toute rigueur, bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle.

Les moyens de calculs informatiques s'imposent dans ces conditions. La tâche principale d'une simulation bidimensionnelle du fonctionnement d'un guide, est de résoudre l'équation précédente par les méthodes numériques en utilisant un ensemble d'approximations qui sont déduites par des hypothèses tirées des considérations physiques et des conditions de fonctionnement de ce type de guide.

Pour notre cas, le principe consiste à utiliser deux méthodes particulièrement appropriées à la résolution de l'équation d'onde qui sont : Méthode de l'indice effectif (EIM) et la méthode des différences finies à deux dimensions (FDM), pour déterminer la constante de propagation ainsi que l'indice effectif, le champ électrique et la distribution de l'intensité lumineuse dans un guide de lumière à deux dimensions, figure (III-1).

III-3- Méthode de l'Indice Effectif :

Connaissant le profil de l'indice de réfraction $n(x,y)$ dans la structure, il nous faut déterminer les propriétés optiques du mode guidé. Dans un premier temps, nous rappelons l'équation de propagation et les conditions aux limites nécessaires à l'obtention d'un mode guidé. Ensuite, nous présentons la méthode de l'indice effectif qui nous permet de décomposer le problème à deux dimensions en une série de problèmes à une dimension.

1. Equation de Propagation :

Considérons le guide d'onde à deux dimensions représenté schématiquement dans la figure(III.3a). Le ruban actif (zone centrale) de largeur W , est entièrement enterré dans un matériau d'indice de réfraction plus faible. Ce ruban est constitué de N_c couches.

La propagation de la lumière dans un guide optique à deux dimensions peut être déterminée rigoureusement à partir des équations de Maxwell. A cause de la géométrie du ruban actif, il est possible de simplifier le traitement mathématique en supposant que la polarisation de la lumière est identique à celle d'un guide plan [18]. Cette approximation nous permet de traiter le problème vectoriel à l'aide d'une équation de propagation scalaire.

L'équation à résoudre est l'équation de propagation issue des équations de Maxwell :

$$\Delta\Psi = \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} \quad (III-4)$$

Où $\Psi(x, y, z, t)$ représente la composante non nulle suivant (oy) du champ électrique (mode TE) ou du champ magnétique (mode TM).

Nous cherchons des solutions se propageant suivant z avec la constante de propagation β , sous la forme :

$$\Psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (III-5)$$

En injectant cette solution dans (III-4), nous obtenons :

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] \Psi = 0 \quad (III-6)$$

Où $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ étant la longueur d'onde de lumière dans le vide.

L'indice effectif du mode est défini par : $n_{eff} = \frac{\beta}{k}$.

Pour une onde quasi TE, les conditions aux limites aux différentes interfaces sont :

- Continuité de E_y .
- Continuité de $\partial E_y / \partial x$.

Quant à une onde quasi TM, les conditions aux limites sont :

- Continuité de H_y .
- Continuité de $\frac{1}{n^2} \cdot \partial H_y / \partial x$.

2. Description de la Méthode :

Une des méthodes les plus utilisées pour analyser les guides à deux dimensions est la méthode dite de « l'Indice Effectif ». Elle a été introduite en 1970 par Knox et Toullos pour décrire le comportement d'un guide rectangulaire [28] . Le très bon accord entre les résultats calculés par cette méthode et les solutions obtenues par l'analyse numérique en a prouvé tout l'intérêt.

Considérons le guide rectangulaire de la figure (III-3.a). La méthode consiste à d'abord calculer l'indice effectif n_x du guide plan obtenu en étendant à l'infini selon (oy) les couches de la région active. Figure (III-3.b). Ce premier problème (à deux dimensions), est résolu suivant (ox) (en mode TE) par la méthode des Matrices de Transfert qui fournit l'indice effectif n_x (Voir chapitre II).

Ensuite, la région active est remplacée par une couche d'indice n_x s'étendant à l'infini suivant (ox) Figure (III-3.c). Ce deuxième problème est aussi résolu par la méthode des Matrices de Transfert suivant (oy) (en mode TM) qui va nous fournir l'indice effectif de la structure n_{eff} .

Ainsi, la méthode de l'Indice Effectif transforme le problème, initialement à deux dimensions, en deux problèmes à une dimension.

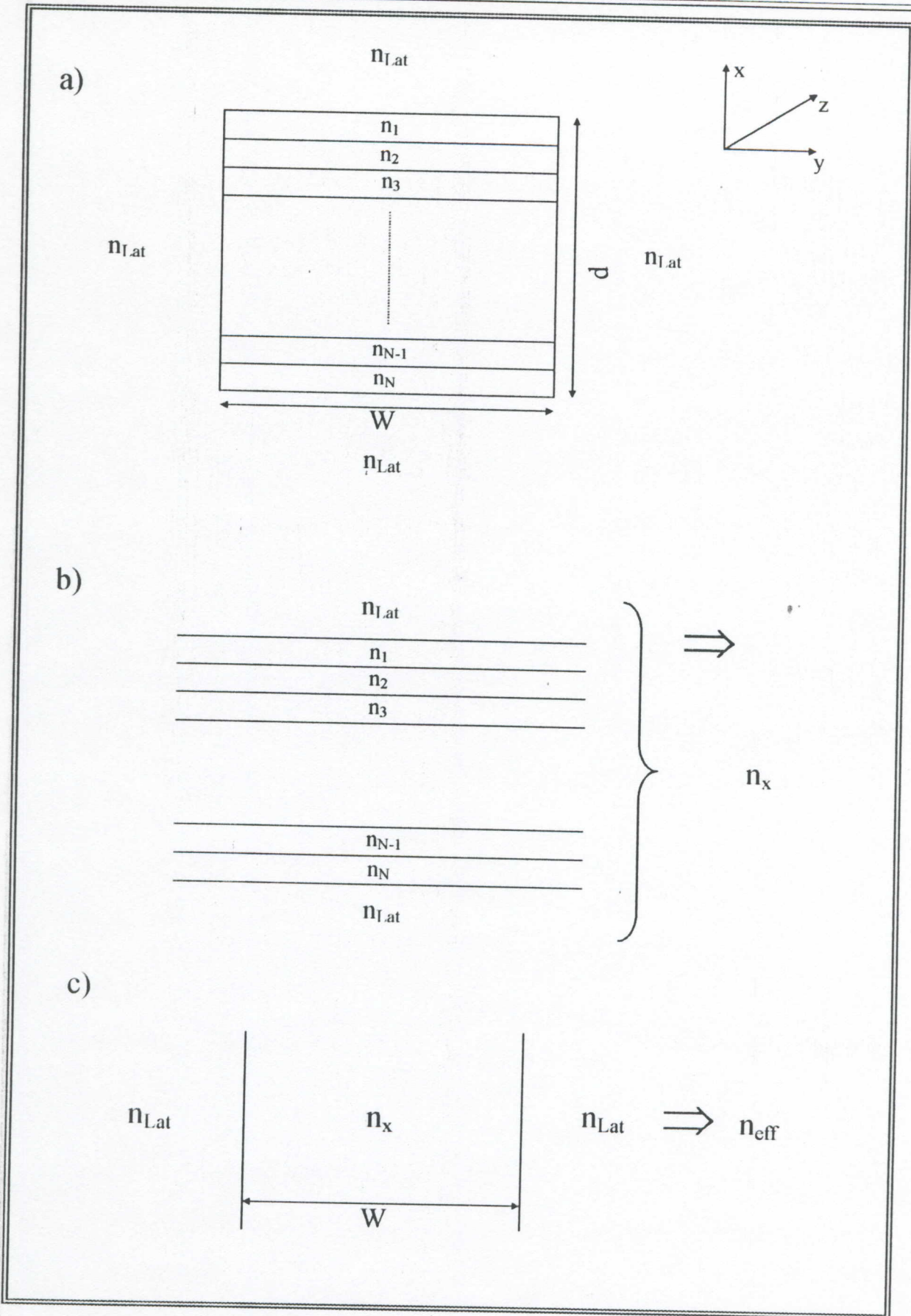


Figure (III-3) : Principe de la méthode de l'Indice Effectif.

Justifions maintenant cette démarche du point de vue mathématique. L'équation à résoudre est l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2] \Psi = 0 \quad (\text{III-7})$$

L'approximation consiste à chercher des solutions de la forme :

$$\Psi(x, y) = X(x, y).Y(y) \quad (\text{III-8})$$

Pour laquelle $X(x, y)$ varie très peu suivant (oy) , de sorte que $\partial X(x, y)/\partial y$ et $\partial^2 X(x, y)/\partial y^2$ peuvent être considérés comme négligeables devant la dérivée $\partial^2 Y(y)/\partial y^2$. L'équation (III-7) peut alors s'écrire :

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X(x, y)}{\partial x^2} + k_0^2 \cdot n^2(x, y) = k_0^2 \cdot n_{eff}^2 - \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} \quad (\text{III-9})$$

Puisque le deuxième membre est indépendant de x et ne dépend que de y , nous pouvons l'appeler $k_0^2 \cdot n_x^2(y)$ et ainsi obtenir deux équations :

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, y) - n_x^2(y)] X = 0 \quad (\text{III-10})$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + k_0^2 [n_x^2(y) - n_{eff}^2] Y = 0 \quad (\text{III-11})$$

La méthode de l'Indice Effectif consiste donc à résoudre d'abord l'équation (III-10) dans laquelle y est considéré comme un paramètre. En faisant varier ce paramètre les valeurs propres $n_x(y)$ de l'équation varient également. Le confinement dans la direction y est ensuite calculé par l'équation (III-11), qui est l'équation classique d'un guide plan de profil d'indice donné par $n_x(y)$. Ce traitement a l'avantage de montrer comment obtenir la répartition du mode $\Psi(x, y)$ à partir des solutions des différents guides plans : pour chaque tranche $y = y'$, il suffit de calculer la solution $X(x, y')$ et de la pondérer par le facteur $Y(y')$ [18].

Les étapes de calcul de cette méthode sont représentées sur l'organigramme suivant :

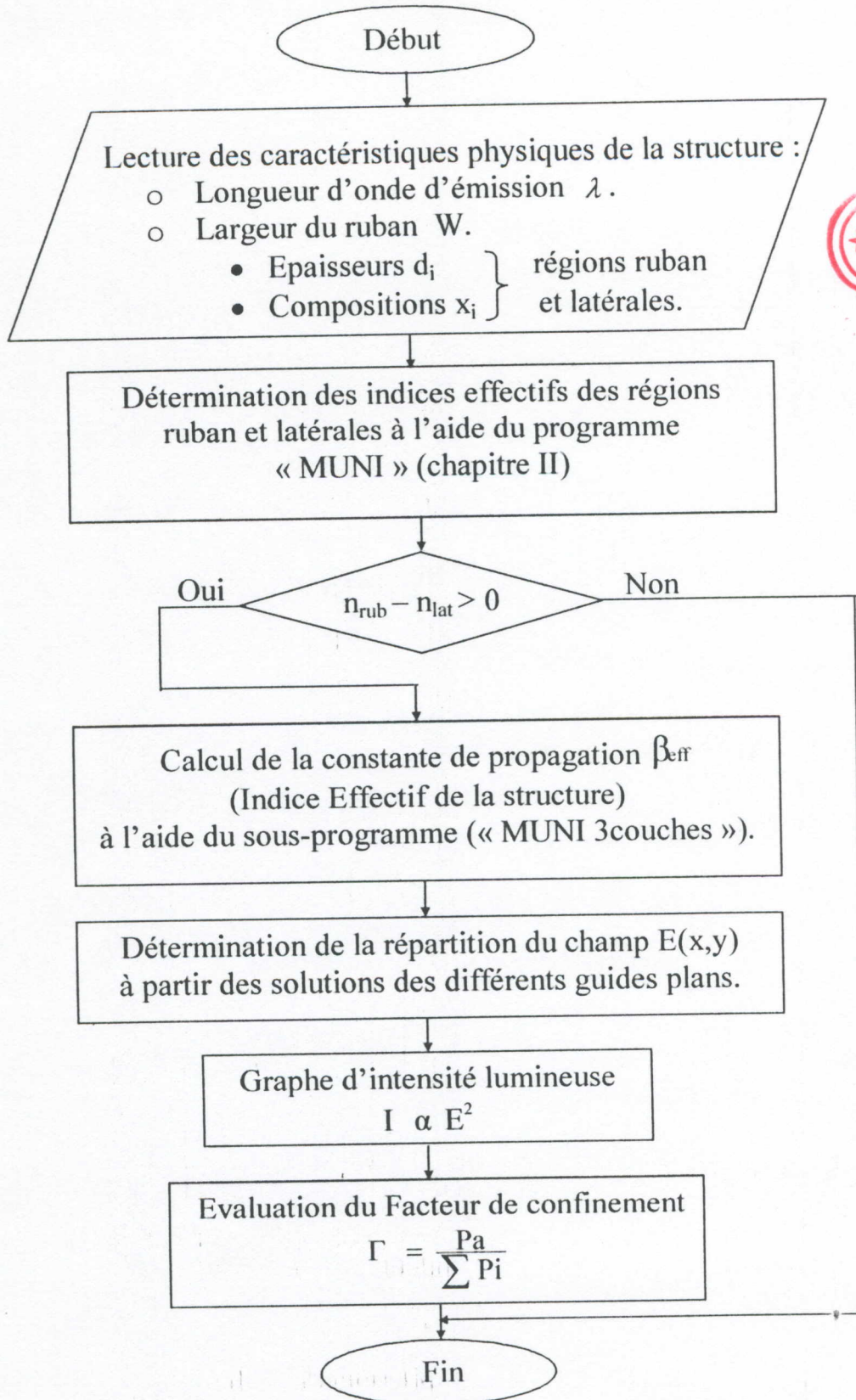


Figure (III-4) : Organigramme général de résolution d'un guide de lumière à deux dimensions avec la méthode de l'Indice Effectif.

III-4- Méthode des différences finies à deux dimensions :

La solution des problèmes scientifiques passe par une représentation mathématique des phénomènes mis en jeux. Ces phénomènes sont en général multiples et compliqués. Pour les représenter, on est amené à négliger certains phénomènes et à simplifier certains autres. Même avec ces simplifications, les équations obtenues sont souvent insolubles par les méthodes algébriques connues. Il est alors nécessaire d'avoir recours à des méthodes numériques.

Pour notre cas, le principe consiste à utiliser la méthode des différences finies à deux dimensions pour passer du système continu au système discret pour linéariser notre équation d'onde et enfin résoudre le système linéaire obtenu en utilisant l'une des méthodes itératives classiques connues qui est adaptée aux grands systèmes dont la matrice est très creuse.

III-4-1 Description de la méthode :

La méthode des Différences Finies (FDM) est une méthode de calcul numérique basée sur la discrétisation des équations différentielles dans la maille rectangulaire. Bien que cette méthode ne mène pas à des solutions fausses et gênantes qui peuvent apparaître dans la méthode des éléments finis (FEM) [20], il est nécessaire d'optimiser le modèle de maille pour une précision suffisante de la solution. Cependant, le rapport entre le modèle de maille et l'exactitude de la solution n'a pas été quantitativement encore clarifié [22].

La méthode des différences finies comporte les étapes suivantes :

- ❖ Définir un maillage couvrant le domaine et sa frontière.
- ❖ En tout nœud intervenant dans le domaine, on exprime les dérivées à l'aide des différences finies.
- ❖ Déterminer les valeurs de la fonction en tout point sur les frontières en tenant compte des conditions aux limites. On obtient alors un système de N équations à N inconnues dont nous étudierons après les techniques de résolution.

Le premier pas de la résolution numérique dans la méthode des différences finies consiste à substituer au milieu continu un certain nombre de points (milieu discret). Les équations aux dérivées partielles sont alors remplacées en chaque point de discrétisation par les équations aux différences finies correspondantes.

Le schéma de discrétisation avec une formule aux différences finies à 5 points est représenté sur la figure ci-dessous :

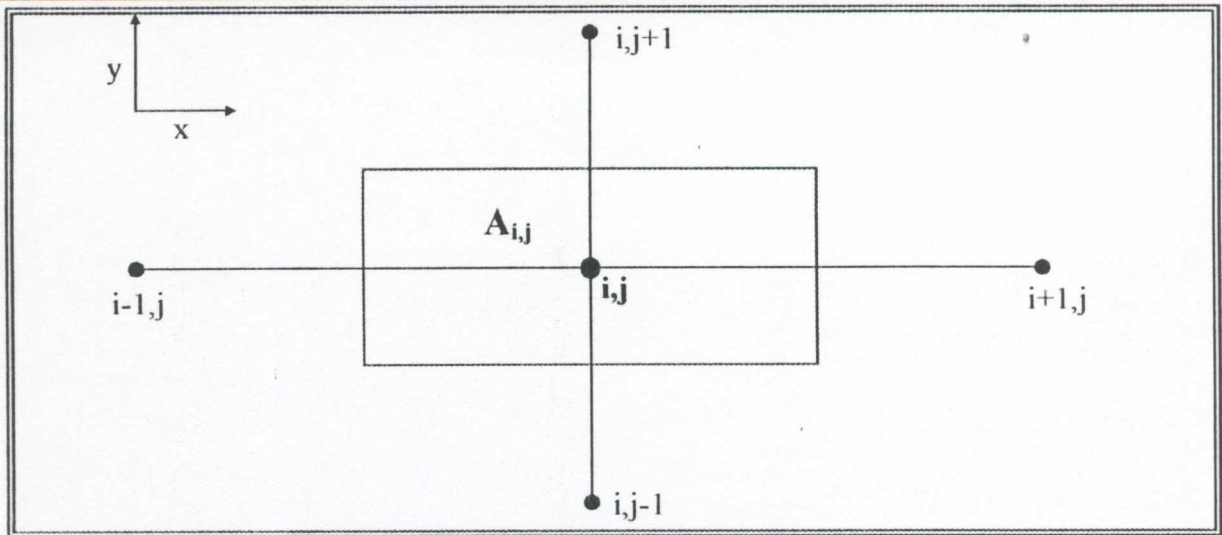


Figure (III-5) : Schéma des différences finies à cinq points.

A chaque nœud du réseau est associée une approximation des équations. La discrétisation se fait par intégration sur un domaine $A_{i,j}$ entourant le point (i,j) considéré.

Avec ces conditions, l'expression de la divergence sur le bord orienté du domaine $A_{i,j}$ donne l'expression discrétisée suivante [30] :

$$\begin{aligned} \nabla A &= \frac{A_x(i + \frac{1}{2}, j) - A_x(i - \frac{1}{2}, j)}{\frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{2}} + \frac{A_y(i, j + \frac{1}{2}) - A_y(i, j - \frac{1}{2})}{\frac{y_{j+1} - y_{j-1}}{2}} \\ &= A_x(i + \frac{1}{2}, j) \frac{2}{x_{i+1} - x_{i-1}} + A_y(i, j + \frac{1}{2}) \frac{2}{y_{j+1} - y_{j-1}} - \\ &\quad - A_x(i - \frac{1}{2}, j) \frac{2}{x_{i+1} - x_{i-1}} - A_y(i, j - \frac{1}{2}) \frac{2}{y_{j+1} - y_{j-1}} \end{aligned} \quad (\text{III-12})$$

Posant $\bar{A} = \nabla \Psi$, soit : $A_x = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ et $A_y = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$

On a :

$$\begin{aligned} A_x(i + \frac{1}{2}, j) &= \frac{\Psi(i + 1, j) - \Psi(i, j)}{x_{i+1} - x_i} ; \quad A_x(i - \frac{1}{2}, j) = \frac{\Psi(i, j) - \Psi(i - 1, j)}{x_i - x_{i-1}} \\ A_y(i, j + \frac{1}{2}) &= \frac{\Psi(i, j + 1) - \Psi(i, j)}{y_{j+1} - y_j} ; \quad A_y(i, j - \frac{1}{2}) = \frac{\Psi(i, j) - \Psi(i, j - 1)}{y_j - y_{j-1}} \end{aligned} \quad (\text{III-13})$$

En adoptant aussi les notations simplifiées suivantes :

$$\begin{aligned} \Psi(i, j) &= \Psi_{i,j} ; \quad \Psi(i + 1, j) = \Psi_{i+1,j} ; \quad \Psi(i - 1, j) = \Psi_{i-1,j} . \\ \Psi(i, j + 1) &= \Psi_{i,j+1} ; \quad \Psi(i, j - 1) = \Psi_{i,j-1} . \end{aligned}$$

A l'aide de (III-12) et (III-13), nous obtenons l'expression du Laplacien :

$$\Delta\Psi = B_{i,j}\Psi_{i,j-1} + G_{i,j}\Psi_{i-1,j} - c_{i,j}\Psi_{i,j} + D_{i,j}\Psi_{i+1,j} + H_{i,j}\Psi_{i,j+1} \quad (\text{III-14})$$

avec :

$$B_{i,j} = \frac{2}{(y_{j+1} - y_{j-1})(y_j - y_{j-1})} \quad ; \quad G_{i,j} = \frac{2}{(x_{i+1} - x_{i-1})(x_i - x_{i-1})}$$

$$H_{i,j} = \frac{2}{(y_{j+1} - y_{j-1})(y_{j+1} - y_j)} \quad ; \quad D_{i,j} = \frac{2}{(x_{i+1} - x_{i-1})(x_{i+1} - x_i)}$$

$$c_{i,j} = B_{i,j} + G_{i,j} + D_{i,j} + H_{i,j}$$

III-4-2 Application à la discrétisation de l'équation d'onde pour un guide de lumière à deux dimensions :

1. Le Maillage :

Les techniques de génération de maillage sont employées de manière intensive dans de nombreux domaines de l'ingénierie reposant sur des modèles physiques basés sur des systèmes d'équations aux dérivées partielles (E.D.P). La simulation numérique de tels modèles est largement utilisée à des fins de conception, de dimensionnement et de validation. L'une des méthodes très fréquemment utilisée pour ce type de calcul est la méthode des différences finies. Dans cette approche, le problème continu (le problème initial modélisé en E.D.P) est remplacé par un problème discret dont la solution peut être obtenue grâce à la puissance des ordinateurs maintenant disponibles. La solution de ce problème discret est ainsi une solution approchée du problème de départ dont la précision dépend des nombreux choix ayant été fait dans l'ensemble du processus numérique.

Pour cette raison, la construction du maillage est un pré-requis essentiel pour toute simulation numérique d'un problème aux E.D.P. De plus, cette construction peut être vue comme un point bloquant du processus numérique au sens où tout échec dans cette phase de maillage interdit tout calcul ultérieur.

Dans notre cas bidimensionnel le maillage à mettre en œuvre avec la méthode des différences finies consiste à répartir parallèlement aux axes de coordonnées un nombre finis de droites formant ainsi avec N_x lignes et N_y colonnes un nombre total de points égal à $N_x \cdot N_y$, Figure(III-6).

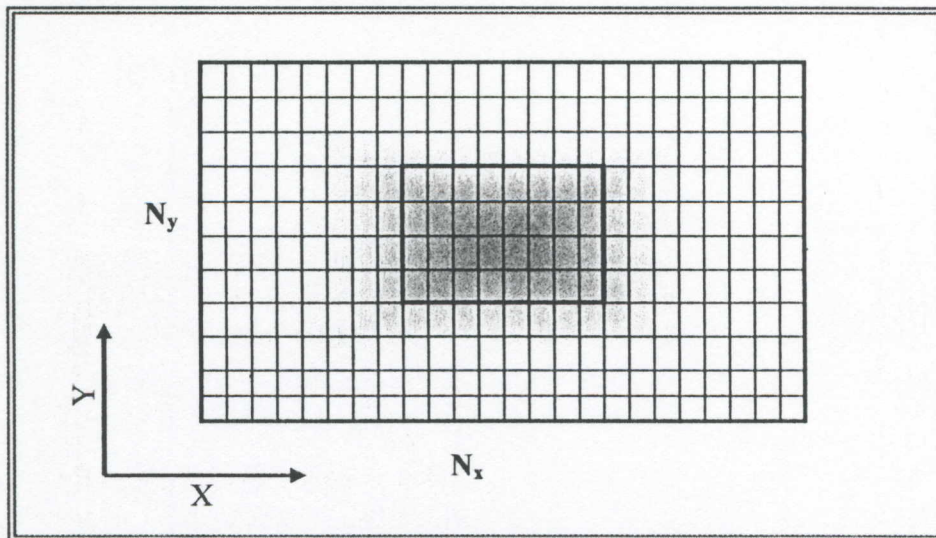


Figure (III-6) : Maillage bidimensionnel des différences finies.

La répartition des points de discrétisation est une opération importante dans le déroulement de la suite des procédures numériques, elle présente les inconvénients suivants [24] [31] [30] :

- Utiliser un réseau très dense conduit rapidement à un système dont la résolution nécessite des moyens de calcul énormes.
- Ne pas prendre suffisamment de points aux endroits où les inconnues varient rapidement, altère les précisions des résultats.

Une attention particulière est toujours donnée pour la génération d'un maillage le plus convenable et le plus optimisé. En général, pour tenir compte globalement des propriétés qui s'imposent dans la construction du maillage, les critères suivants sont respectés :

- Le nombre total de point doit être inférieur à une limite qui dépend de la structure et de la puissance de la machine.
- Eviter les variations brutales du pas de discrétisation en respectant le critère suivant [24] [25].

$$\frac{1}{3} \leq \frac{h_i}{h_{i+1}} \leq \frac{7}{4} \quad (\text{III-15})$$

h_i et h_{i+1} sont deux pas successifs suivant l'une des directions (ox) ou (oy).

- Les positions des bords des différentes régions du guide doivent être préalablement connues.

2. Discrétisation de l'équation d'onde :

Nous allons supposer dans ce qui suit, un guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire) comme indiqué sur la figure (III-1). Pour appliquer la méthode des différences finies, nous discrétisons suivant l'axe (ox) et l'axe (oy), en utilisant les deux modèles de discrétisation (Modèle de pas uniforme, Modèle de pas non-uniforme) tout en respectant la variation de l'indice de réfraction.

A. Modèle de pas uniforme :

Il consiste à substituer le milieu continu à un nombre de nœuds (milieu discret) en le subdivisant en N_x colonnes dans la direction (ox) avec un pas constant (h) et N_y lignes dans la direction (oy) avec un pas constant (l). Figure (III-7) :

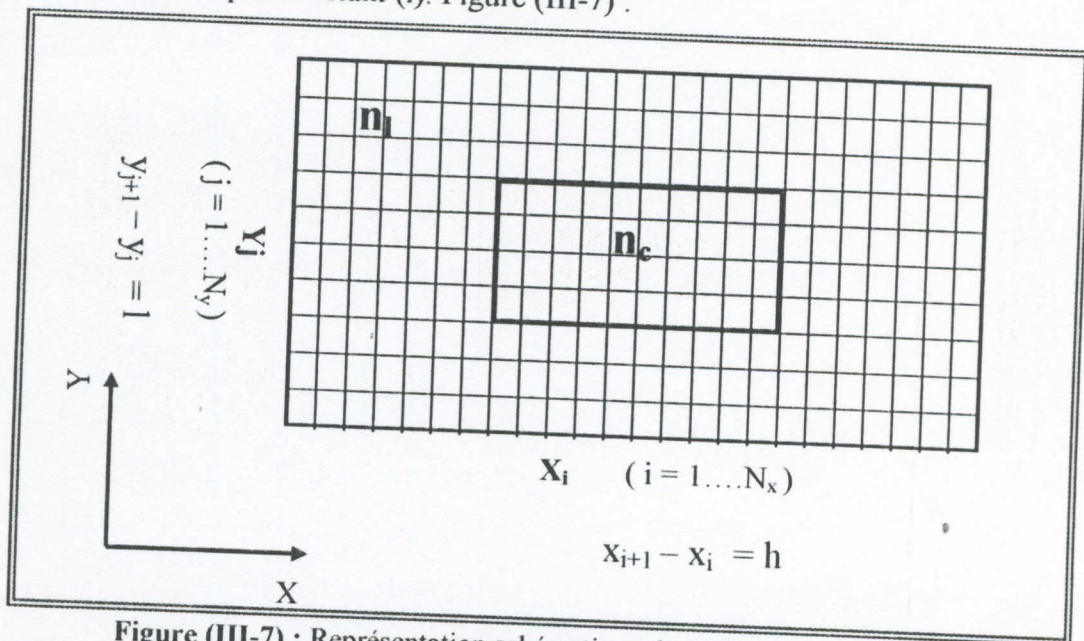


Figure (III-7) : Représentation schématique de la discrétisation avec un pas uniforme dans un guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire).

L'équation d'onde dans ce guide pour la position (x_i, y_j) du nœud (i, j) s'écrit sous la forme :

$$(\nabla_{x_i, y_j}^2 + k^2 \cdot n^2(x_i, y_j) - \beta^2) \cdot E(x_i, y_j) = 0 \quad (\text{III-16})$$

avec :

k : vecteur d'onde $k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$.

λ : longueur d'onde.

β : constante de propagation. $\beta^2 = k^2 \cdot n_{\text{eff}}^2$.

n_{eff} : l'indice de réfraction effectif.

$n(x_i, y_j)$: l'indice de réfraction au nœud (x_i, y_j) .

$E(x_i, y_j)$: le champ électrique au nœud (x_i, y_j) .

Nous posons : $n(x_i, y_j) = n_{i,j}$, $E(x_i, y_j) = E_{i,j}$.

D'après la relation (III-14) du Laplacien et en respectant les conditions aux limites où le champ électrique aux bords des régions latérales est nul (Annexe), l'équation d'onde dans tous les nœuds du domaine discret se transforme en un système d'équations qui se mettre sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=2 ; j=2) \\
 \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{2}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=3..N_x-2 ; j=2) \\
 \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=N_x-1 ; j=2) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{2}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=2 ; j=3..N_y-2) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{2}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=3..N_x-2 ; j=3..N_y-2) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{2}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=N_x-1 ; j=3..N_y-1) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=2 ; j=N_y-1) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{2}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=3..N_x-2 ; j=N_y-1) \\
 \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} + \left[k^2 \cdot n_i^2 - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2} \right) \right] E_{i,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \text{ . Pour } (i=N_x-1 ; j=N_y-1)
 \end{array} \right. \quad \text{(III-17)}$$

Cette équation discrète de l'équation d'onde peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$[M] \cdot [E] = \beta^2 [E] \quad \text{(III-18)}$$

M : dans ce cas représente une matrice de discrétisation de dimension $[(N_x-2) \cdot (N_y-2)] \times [(N_x-2) \cdot (N_y-2)]$, pentadiagonale symétrique.

Posant : $k = [(j' - 1) \cdot (N_x - 2)] + i'$. (k : indice de la matrice M)

avec: $i'=1 \dots (N_x - 2)$ et $j'=1 \dots (N_y - 2)$ et $i = i' + 1$, $j = j' + 1$

$$M = \left(\begin{array}{cccc} & & & H_k \\ & & & \\ & G_k & C_k & D_k \\ & & & \\ B_k & & & \end{array} \right)$$

avec :

$$M_{k,k} = C_k = k^2 \cdot n_k^2 - c_k \quad \text{et} \quad c_k = B_k + G_k + D_k + H_k$$

$$M_{k,k+1} = M_{k+1,k} = G_k = D_k \quad \text{et} \quad M_{k,k+(N_x-2)} = M_{k+(N_x-2),k} = B_k = H_k$$

Après la construction de cette matrice, nous calculerons ses valeurs et vecteurs propres qui représentent dans notre cas l'indice de réfraction effectif et le champ électrique dans chaque nœud du domaine étudié. Ce calcul sera fait par des méthodes bien optimisées dans le Logiciel que nous avons choisi comme environnement de développement de notre propre Logiciel « PSGL ».

L'ensemble des étapes de calcul de ce modèle sont organisées suivant l'organigramme de la figure (III-8).

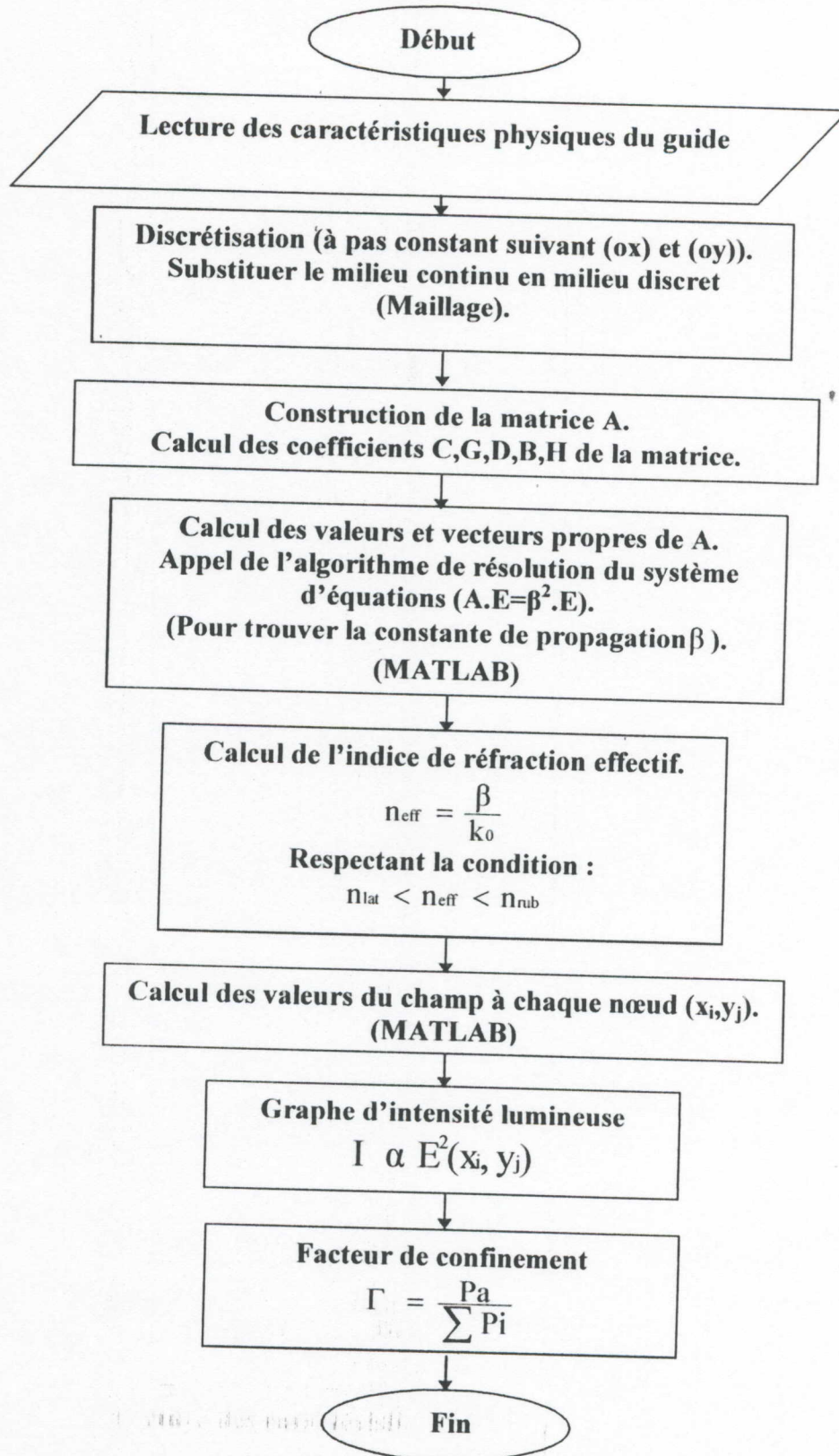


Figure (III-8) : Organigramme général de la méthode des différences finies à pas uniforme pour un guide de lumière à deux dimensions.

B. Modèle de pas non-uniforme :

Dans ce modèle, le pas de discrétisation doit être non-uniforme pour tenir compte de la non uniformité des grandeurs physiques dans certains endroits de la structure ; Citons par exemple l'indice de réfraction, le champ électrique au voisinage des deux régions, tenant aussi en considération les critères cités précédemment pour construire un maillage convenable. Figure (III-9).

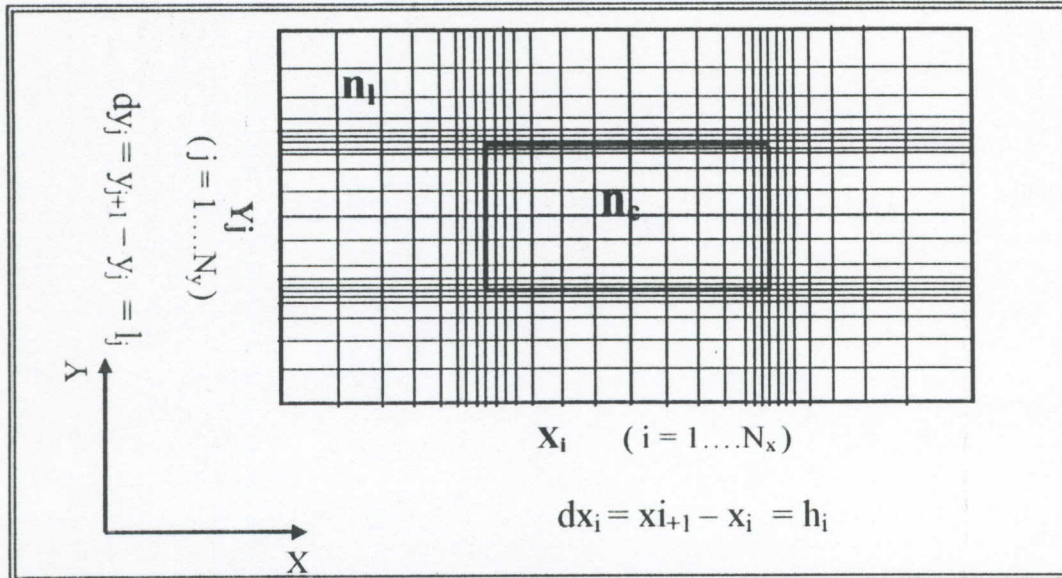


Figure (III-9) : Représentation schématique de la discrétisation avec un pas non-uniforme dans un guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire).

Nous prenons maintenant une portion du schéma précédent et nous commençons à développer le Laplacien du champ électrique :

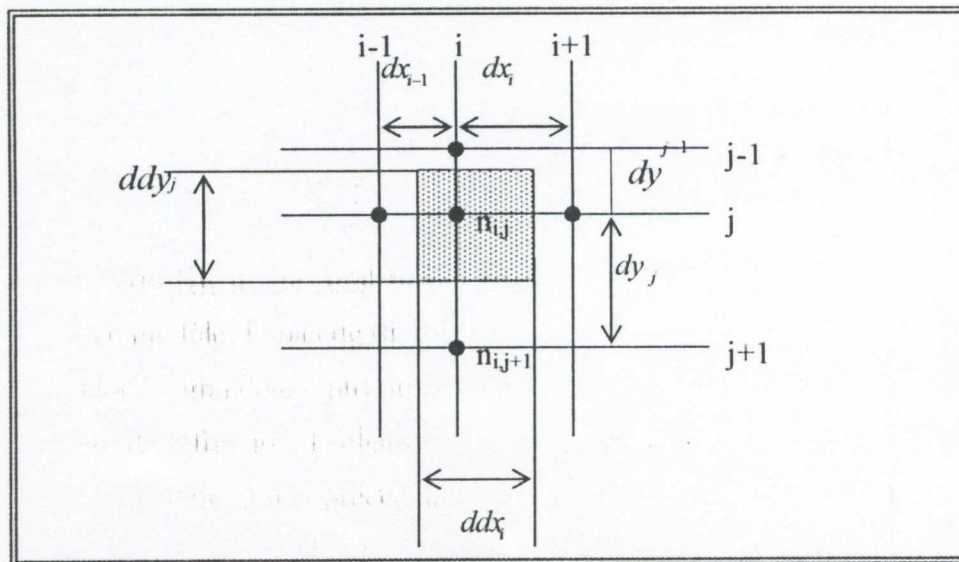


Figure (III-10) : Schéma d'une portion d'un réseau de discrétisation non-uniforme (à pas variable)

On a :

$$\begin{aligned} dx_i &= x_{i+1} - x_i = h_i & ; & & dy_j &= y_{j+1} - y_j = l_j \\ ddx_i &= \frac{dx_i + dx_{i-1}}{2} = \frac{h_i + h_{i-1}}{2} & ; & & ddy_j &= \frac{dy_j + dy_{j-1}}{2} = \frac{l_j + l_{j-1}}{2} \end{aligned}$$

D'après l'équation (III-14), le Laplacien du champ électrique s'écrit :

$$\Delta E = B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} \quad (\text{III-19})$$

Mais dans ce modèle :

$$\begin{aligned} B_{i,j} &= \frac{2}{(l_j + l_{j-1}) \cdot l_{j-1}} & ; & & G_{i,j} &= \frac{2}{(h_i + h_{i-1}) \cdot h_{i-1}} \\ H_{i,j} &= \frac{2}{(l_j + l_{j-1}) \cdot l_j} & ; & & D_{i,j} &= \frac{2}{(h_i + h_{i-1}) \cdot h_i} \\ c_{i,j} &= B_{i,j} + G_{i,j} + D_{i,j} + H_{i,j} \end{aligned}$$

Dans des endroits précis et en respectant les conditions aux limites (Annexe), l'équation d'onde dans tous les nœuds (i,j) se transforme en un système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{aligned} & [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=2 ; j=2) \\ & G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=3..N_x-2 ; j=2) \\ & G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=N_x-1 ; j=2) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=2 ; j=3..N_y-2) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=3..N_x-2 ; j=3..N_y-2) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + H_{i,j} E_{i,j+1} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=N_x-1 ; j=3..N_y-2) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=2 ; j=N_y-1) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=3..N_x-2 ; j=N_y-1) \\ & B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} + [k^2 \cdot n_{i,j}^2 - c_{i,j}] E_{i,j} = \beta^2 \cdot E_{i,j} \quad \text{Pour } (i=N_x-1 ; j=N_y-1) \end{aligned} \right. \quad (\text{III-20})$$

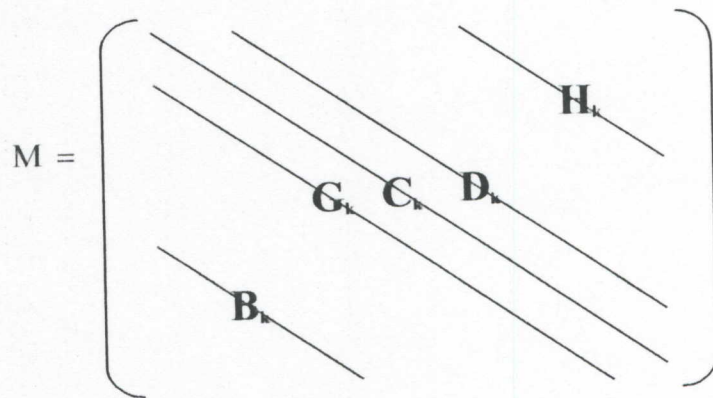
Cette équation discrète de l'équation d'onde peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$[M] \cdot [E] = \beta^2 [E] \tag{III-21}$$

M : dans ce cas représente une matrice de discrétisation de dimension $[(N_x-2) \cdot (N_y-2)] \times [(N_x-2) \cdot (N_y-2)]$, pentadiagonale asymétrique.

En posant : $k = [(j' - 1) \cdot (N_x - 2)] + i'$. (k : indice de la matrice M)

Avec : $i'=1 \dots (N_x-2)$ et $j'=1 \dots (N_y-2)$ et $i = i' + 1$, $j = j' + 1$



Avec :

$$M_{k,k} = C_k = k^2 \cdot n_k^2 - c_k \quad \text{et} \quad c_k = B_k + G_k + D_k + H_k$$

$$M_{k+1,k} = G_k \quad \text{et} \quad M_{k,k+1} = D_k \quad \text{et} \quad M_{k+(N_x-2),k} = B_k \quad \text{et} \quad M_{k,k+(N_x-2)} = H_k$$

Dans ce modèle la taille de la matrice de discrétisation est réduite mais la matrice est asymétrique d'où la difficulté de la détermination des valeurs propres en comparaison ceux des matrices symétriques. Ce calcul sera fait par des méthodes bien optimisées dans le Logiciel que nous avons choisi comme environnement de développement.

L'organigramme ci-dessous résume les différentes étapes de calcul de ce modèle.
Figure (III-11).

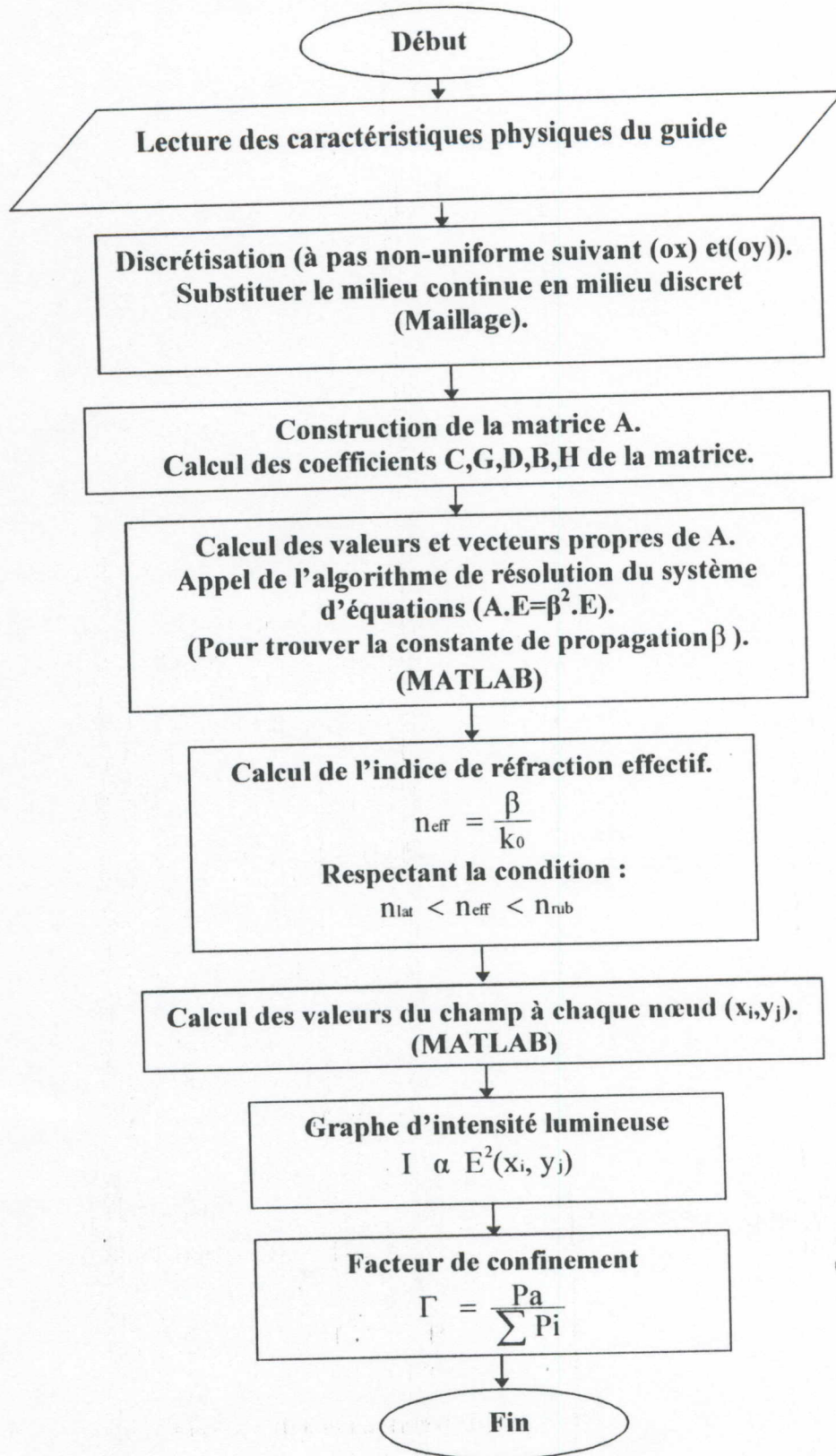


Figure (III-11) : Organigramme général de la méthode des différences finies à pas non- uniforme pour un guide de lumière à deux dimensions.

III-5- Exemples de simulation :

Dans le présent chapitre, nous avons décrit deux méthodes afin de calculer les caractéristiques optiques d'un guide de lumière à deux dimensions (rectangulaire). Ces méthodes nécessitent pour résoudre l'équation d'onde un calcul numérique ; A partir de là, nous allons utiliser notre programme de simulation « PSGL » auquel nous avons ajouté un autre module « MBI » pour le cas bidimensionnel (Annexe).



A. Diode Laser à Ruban Enterré :

Nous considérons ce type de Diode Laser comme un guide de lumière rectangulaire, Figure (III-12). Nous avons simulé plusieurs exemples de structure qui possèdent différentes caractéristiques physiques, en utilisant toujours les deux méthodes de calcul étudiées afin de les comparer.

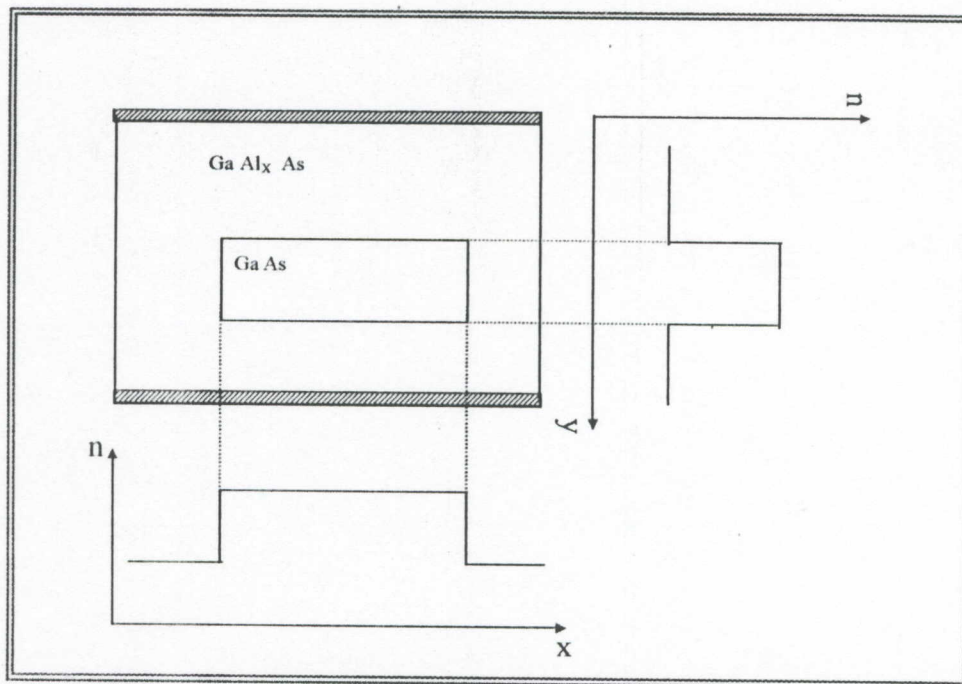


Figure (III-12) : Représentation schématique d'une diode laser à ruban enterré.

B. Réseau de Diodes Laser à Ruban :

Considérons cette fois ci un réseau de N diodes laser à ruban élémentaire de largeur W et d'espacement S tel que celui schématisé sur la figure (III-14), qui sera donc caractérisé par un profil d'indice $n(x, y)$.

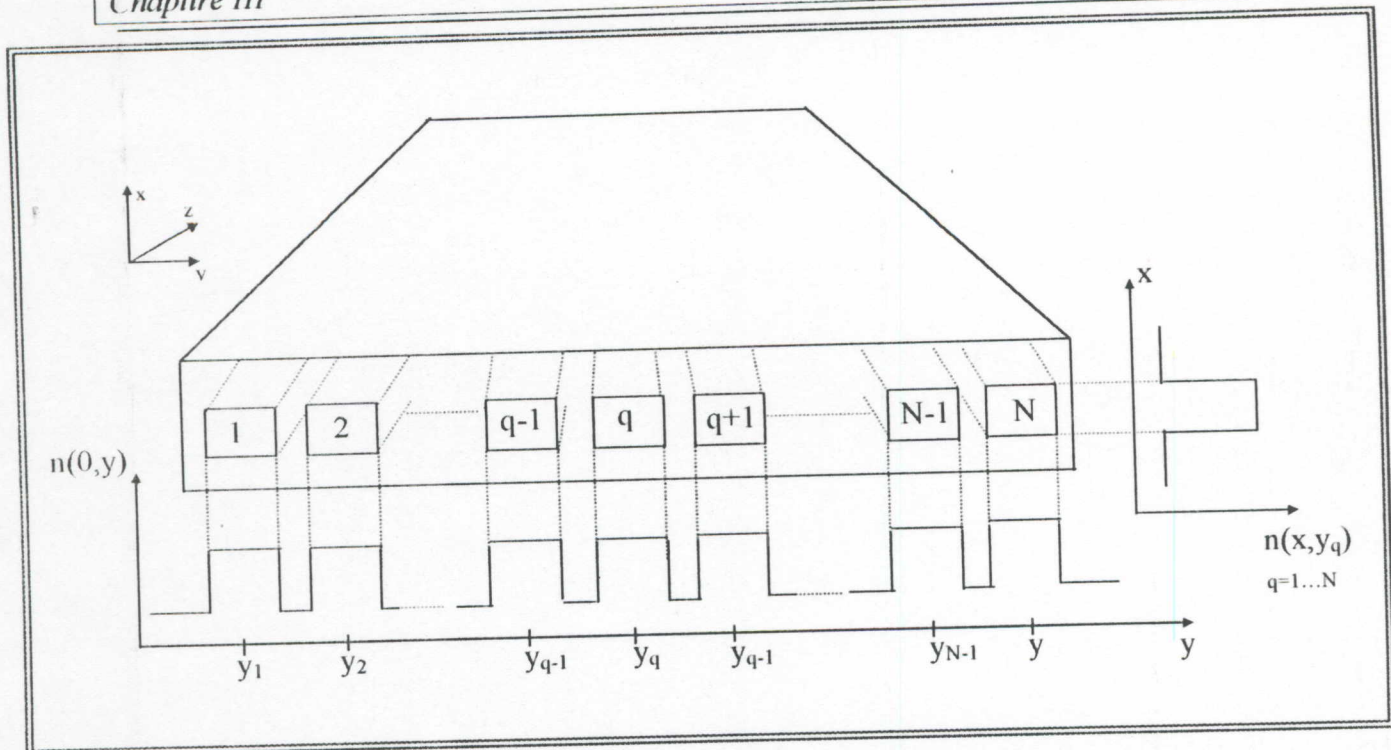


Figure (III-13) : Représentation schématique de N Diodes Laser.

Comme nous l'avons déjà fait pour une structure simple d'une seule diode laser, nous ferons la même chose pour un réseau en simulant quelques réseaux de diodes laser pour déterminer les propriétés électromagnétiques en fonction des paramètres physiques et géométriques des différentes diodes élémentaires.

III-5-2 Applications :

Nous faisons nos applications à l'aide du logiciel « P.S.G.L », sur des guides de lumière à deux dimensions rectangulaires. Nous prenons comme exemples de cet aspect des Diodes Laser à Rubans et des réseaux de Diodes laser à Rubans et en utilisant toujours les deux méthodes de calcul pour comparer les résultats obtenus (Indice de réfraction effectif, facteur de confinement, distribution du maillage dans les deux modèles de discrétisation, répartition de l'intensité lumineuse en mode fondamental et en mode d'ordre un).

1- Guide de lumière d'une Diode Laser à Ruban enterré :

Nous considérons une Diode Laser à Ruban avec ses paramètres géométriques et physiques représentés sur la figure (III-14). En faisant varier la largeur du ruban W nous allons calculer les grandeurs citées auparavant avec les deux méthodes étudiées.

A. Méthode des Différences Finies :

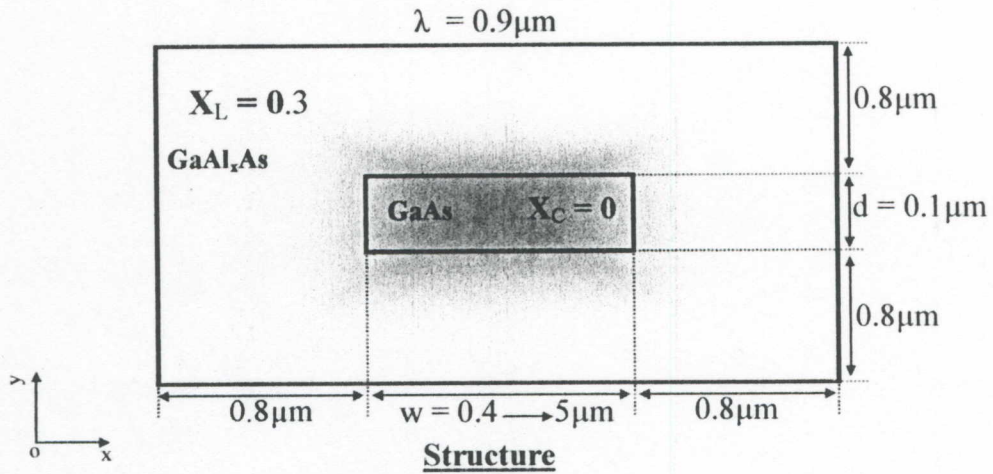


Figure (III-14) : Représentation schématique de la structure d'une Diode Laser à Ruban enterré.

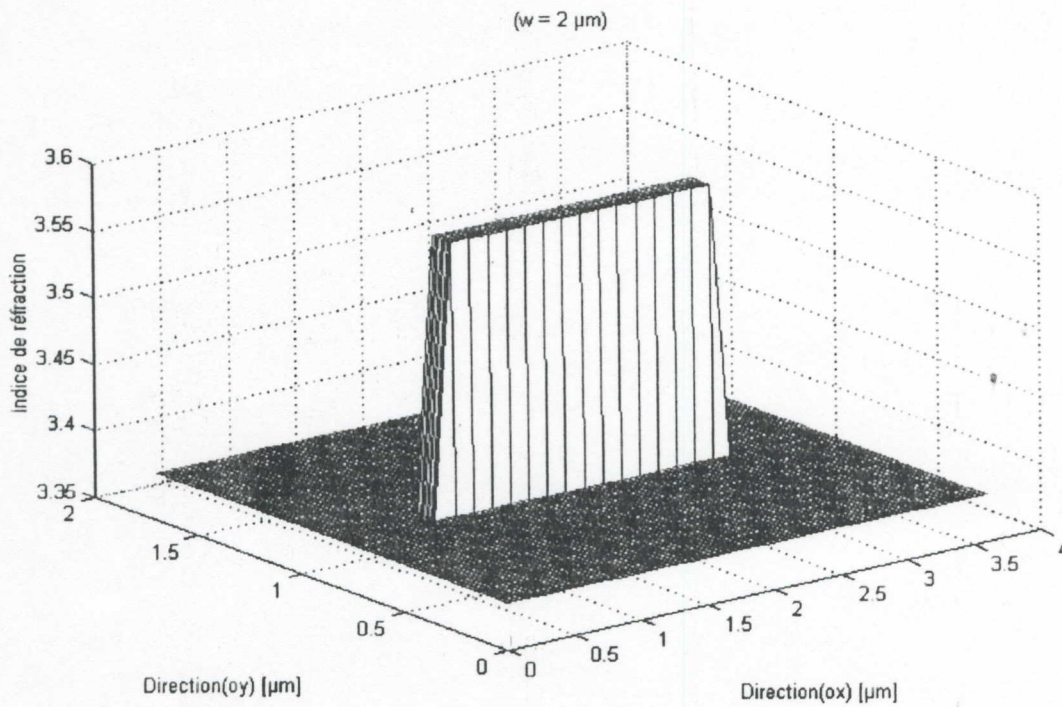
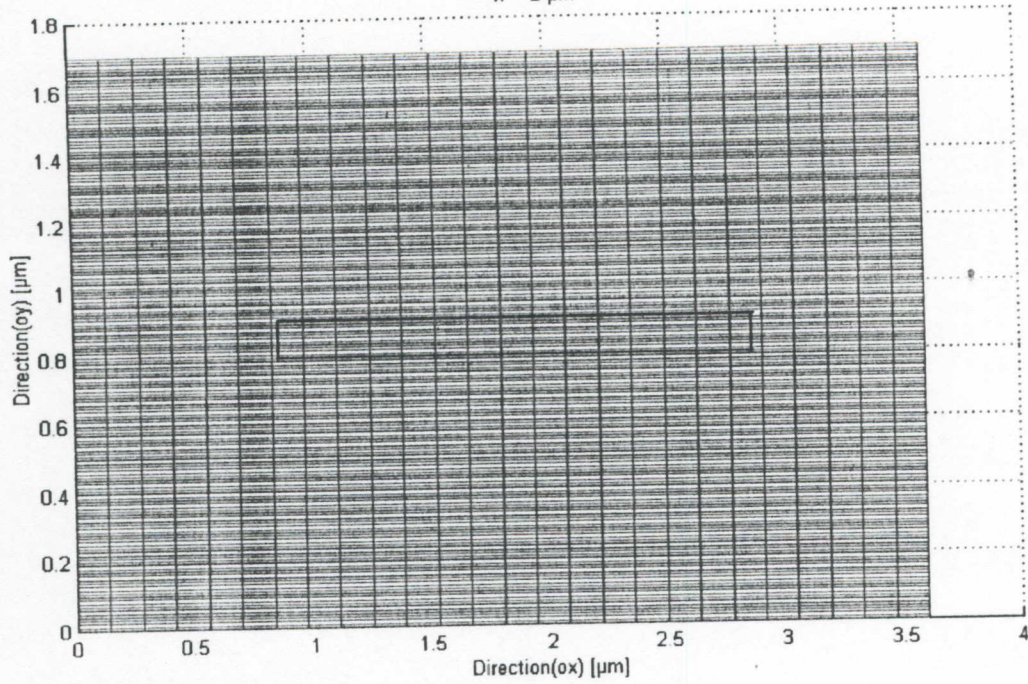


Figure (III-15) : Distribution de l'indice de réfraction dans toute la structure du guide. ($W = 2\mu\text{m}$).

- a -

($N_x \cdot N_y = 4590$ noeuds)
 $w = 2 \mu\text{m}$



- b -

($N_x \cdot N_y = 1711$ noeuds)
 $w = 2 \mu\text{m}$

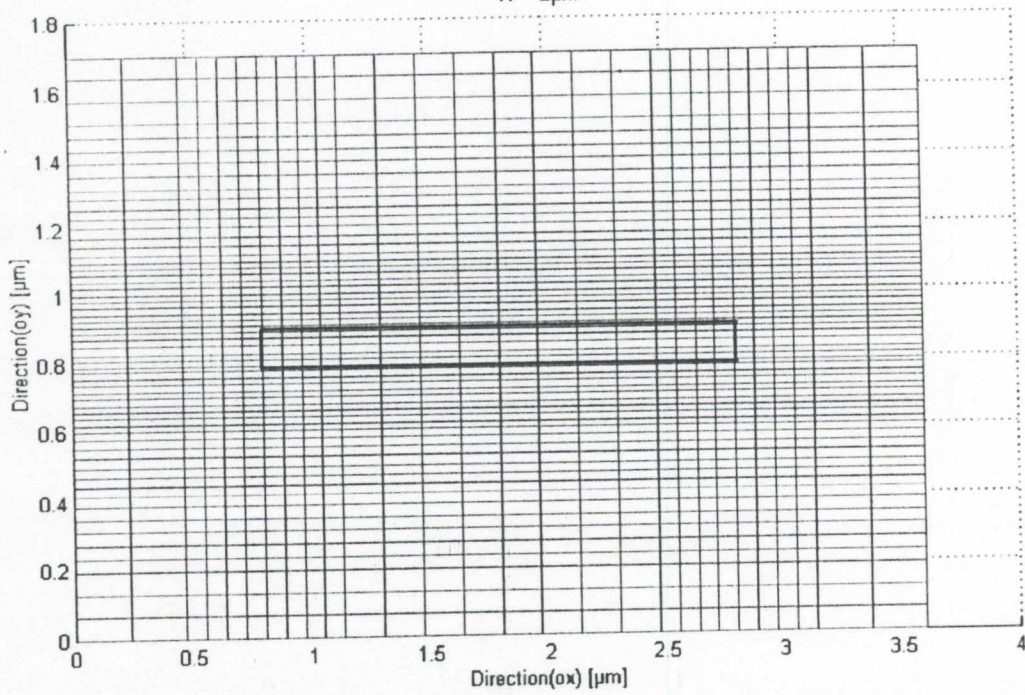


Figure (III-16) : Distribution du Maillage (Discretisation en 2D) dans toute la structure.
 (- a- Uniforme. - b- Non-Uniforme).

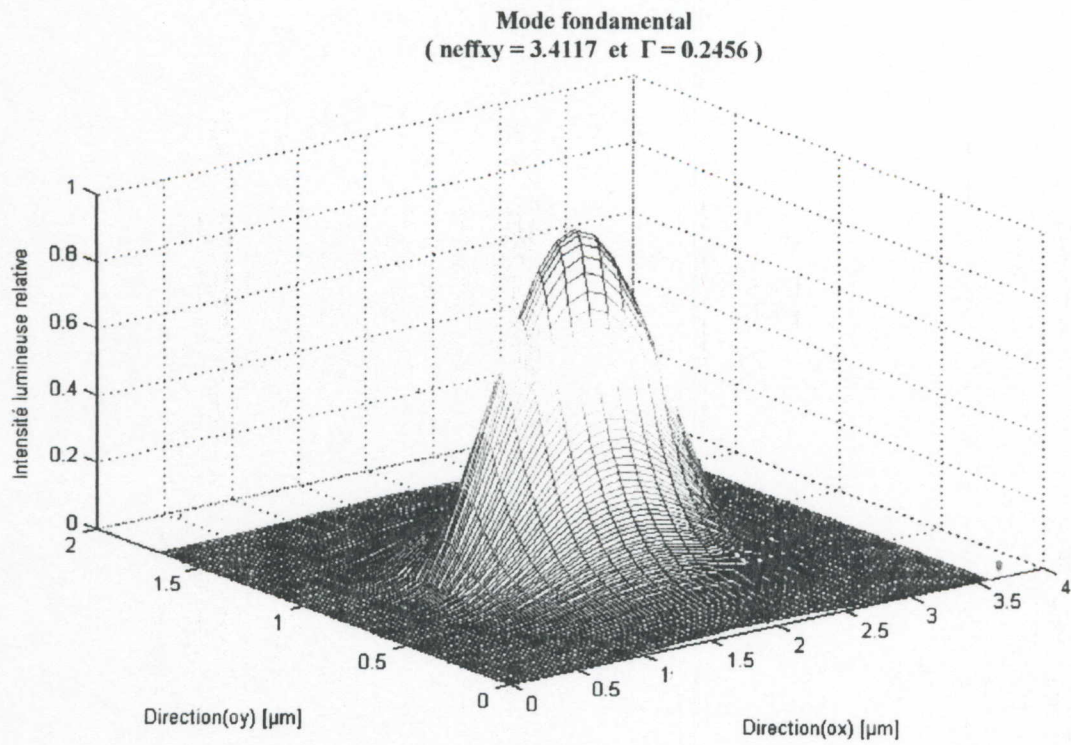


Figure (III-17) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.D.F.P.U.($W = 2 \mu m$).

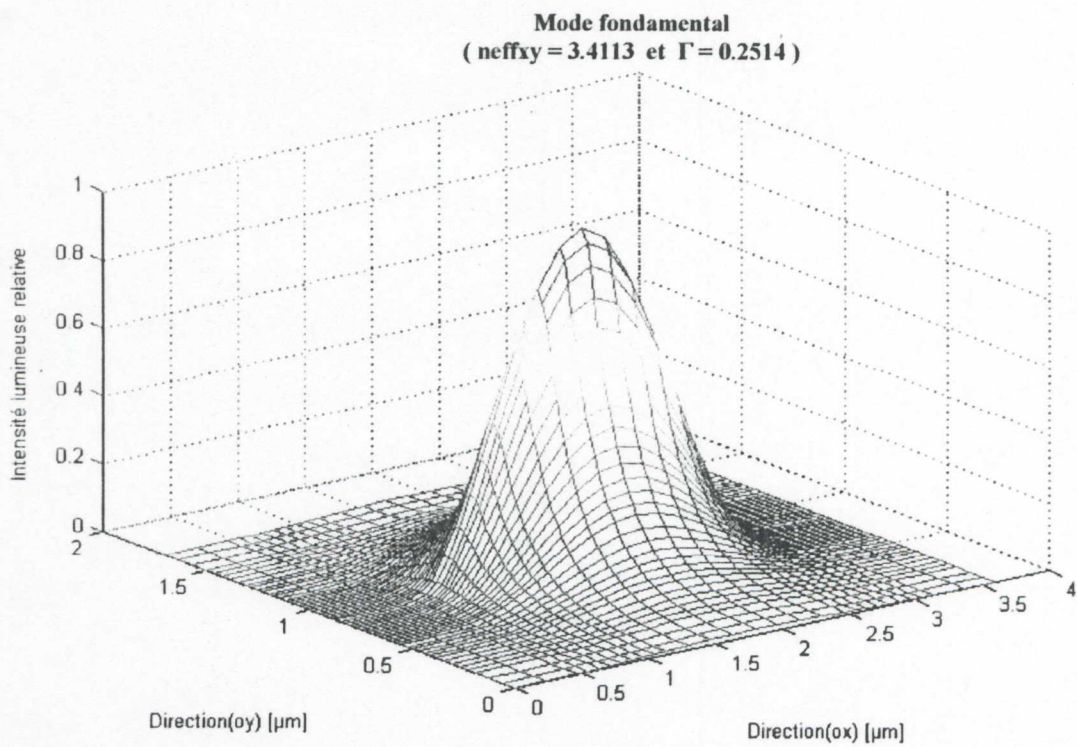


Figure (III-18) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.D.F.P.N.U.($W = 2 \mu m$).

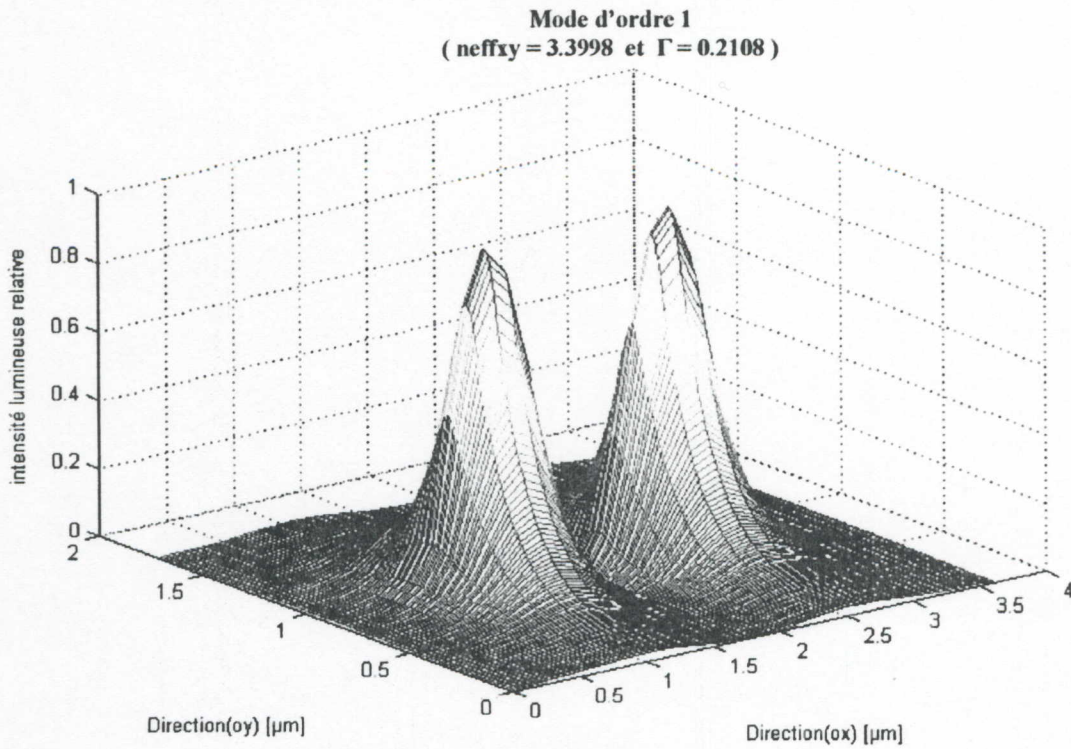


Figure (III-19) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.D.F.P.U. ($W = 2 \mu\text{m}$).

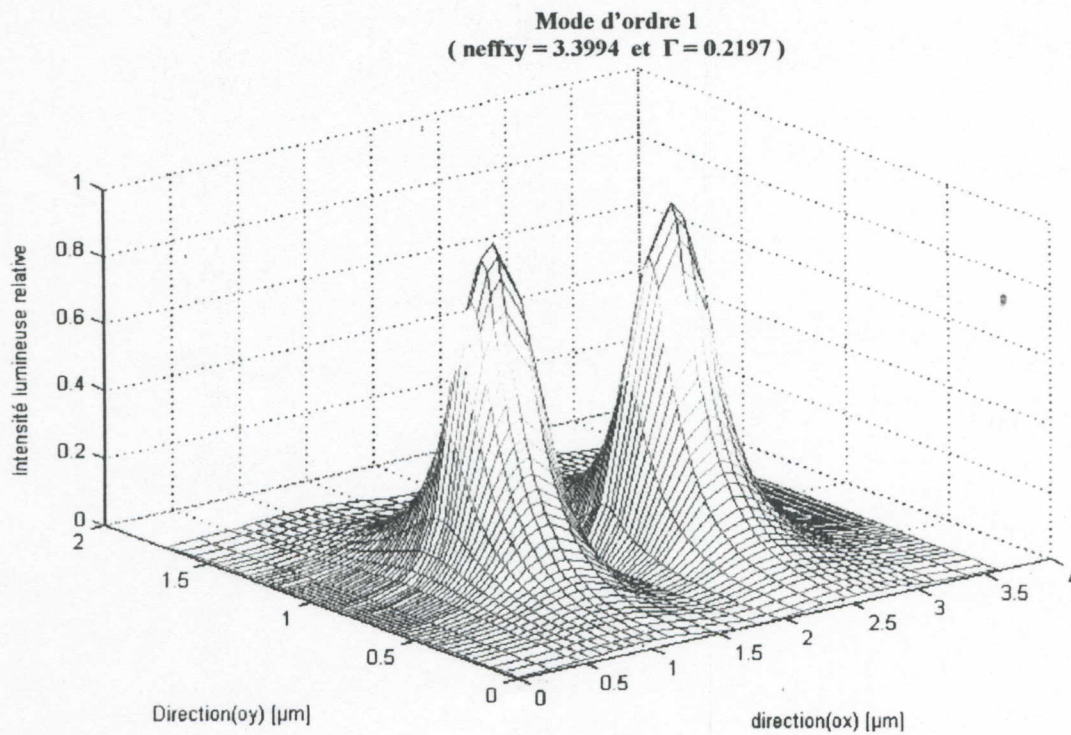
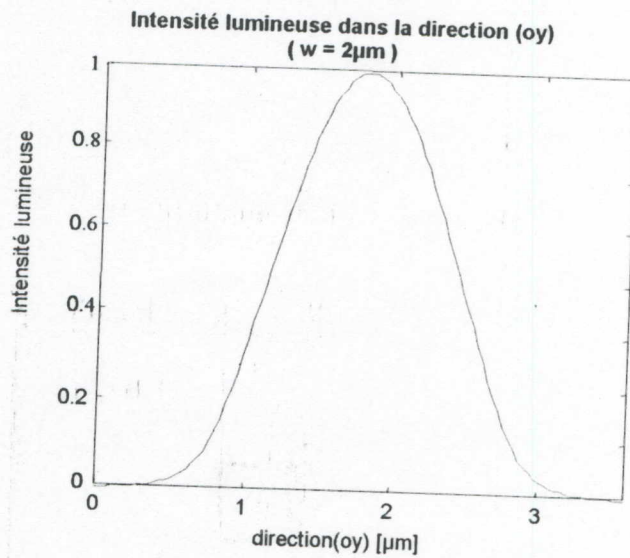
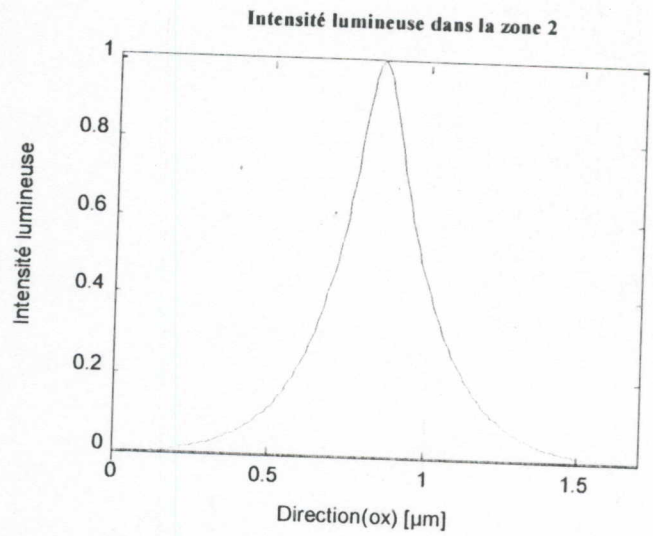
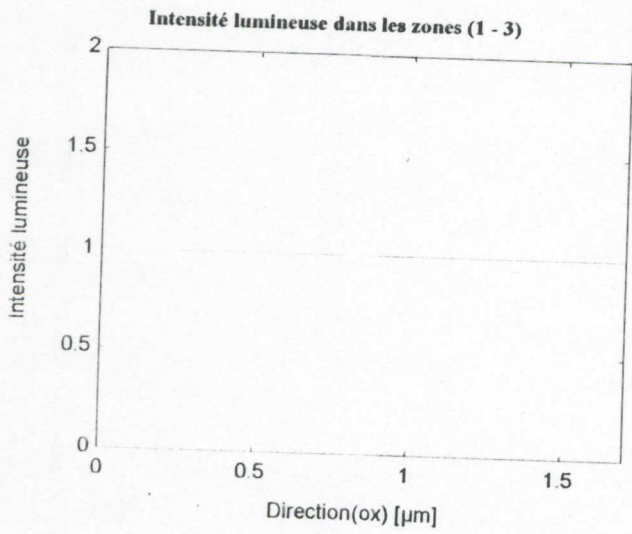
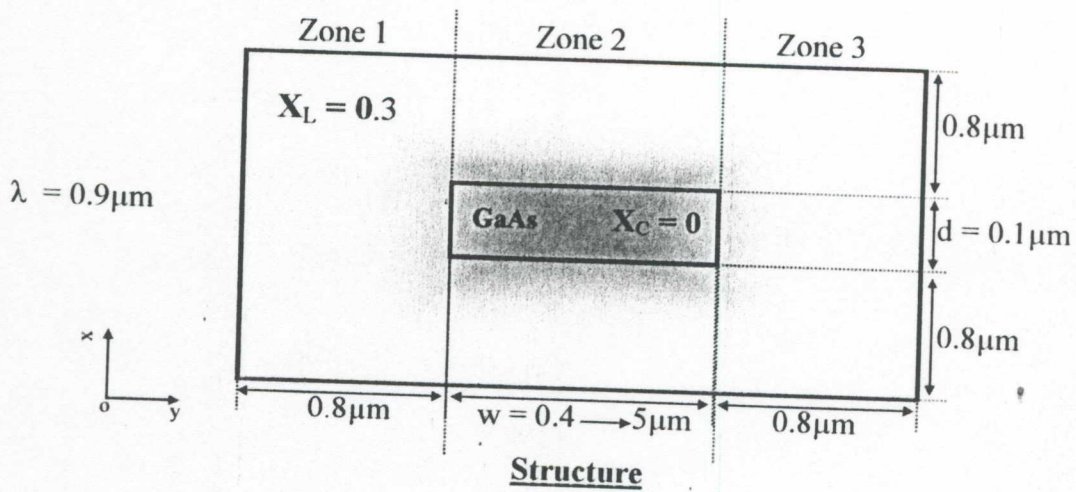


Figure (III-20) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.D.F.P.N.U. ($W = 2 \mu\text{m}$).

B. Méthode de l'Indice Effectif :



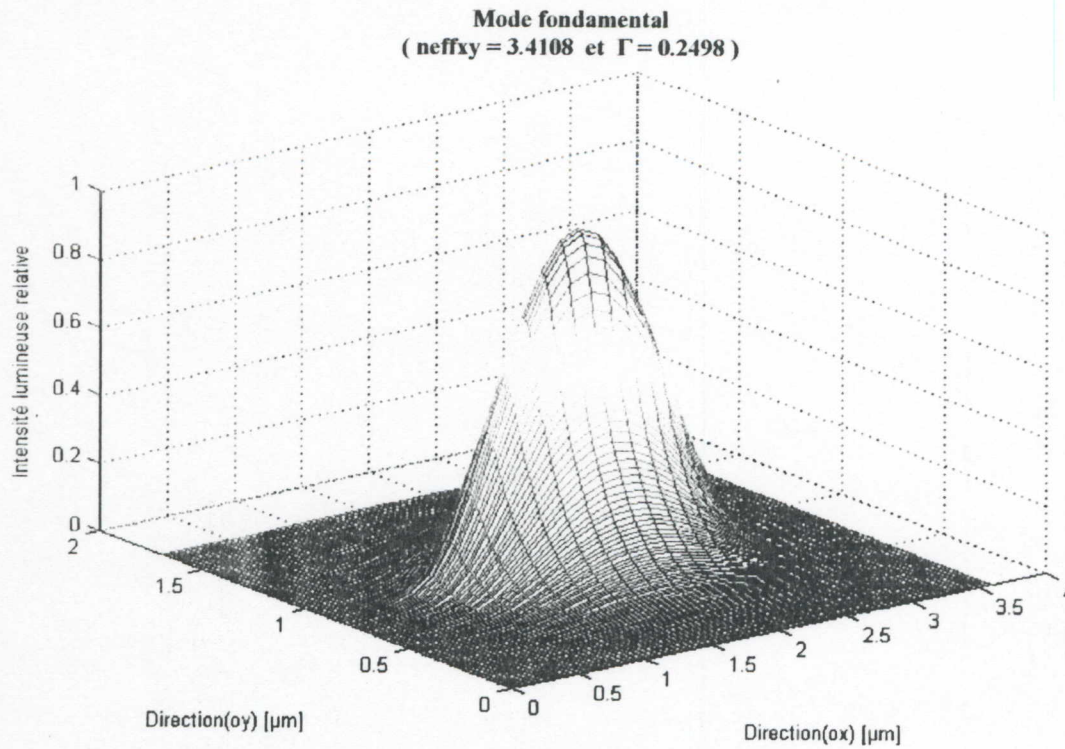


Figure (III-21): Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide. Avec la M.I.E. ($W = 2 \mu\text{m}$).

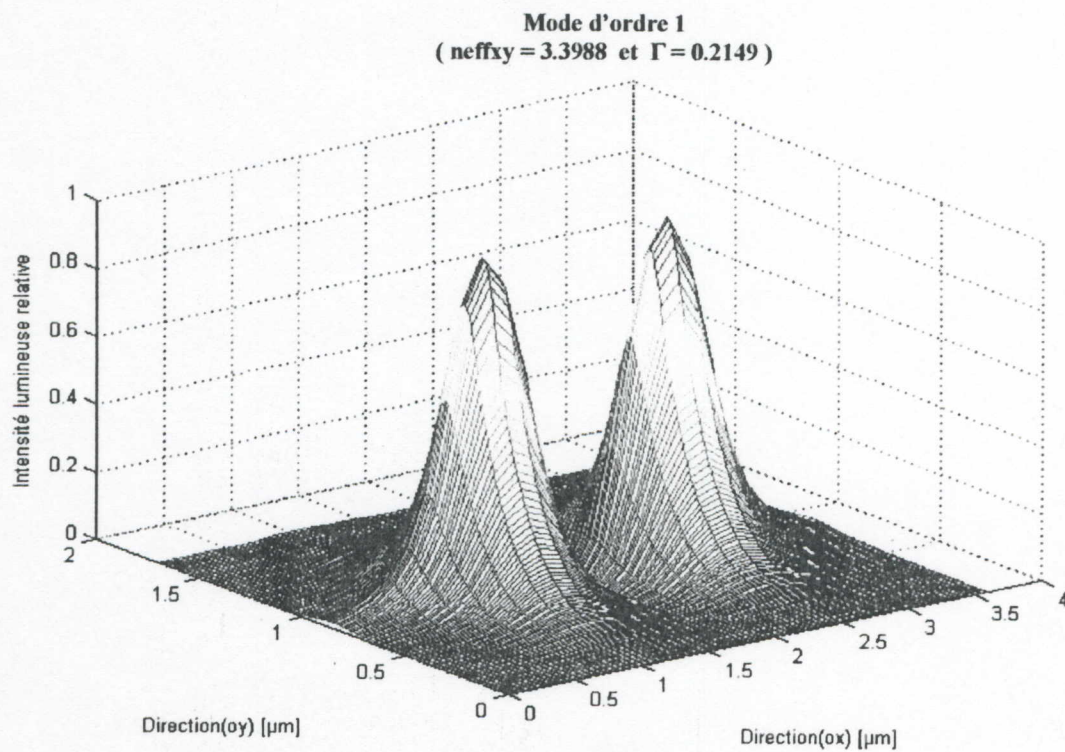


Figure (III-22) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide. Avec la M.I.E ($W = 2 \mu\text{m}$).

Tableaux récapitulatifs des résultats de la simulation :

$w_{act} = 0.4\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.3929	3.3920	3.3923
Facteur de confinement : Γ	0.1170	0.0800	0.1064
Temps d'exécution (sec)	15 sec	4789sec	40sec
Nombre de noeuds		5440	2065
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0265	---	0.0088
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	46.25	---	33
Pas suivant x		$P_x = 0.05\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.0125\mu m$	

$w_{act} = 0.5\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.3955	3.3957	3.3949
Facteur de confinement : Γ	0.1454	0.1281	0.1430
Temps d'exécution (sec)	24 sec	3683sec	20sec
Nombre de noeuds		4760	1711
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0058	---	0.0235
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	13.5050	---	11.6315
Pas suivant x		$P_x = 0.06\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.0125\mu m$	

$w_{act} = 1\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4044	3.4048	3.4045
Facteur de confinement : Γ	0.2191	0.2119	0.2209
Temps d'exécution (sec)	25 sec	3235sec	27sec
Nombre de noeuds		4420	2065
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0117	---	0.0088
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	3.3978	---	4.2472
Pas suivant x		$P_x = 0.1\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.01\mu m$	

$w_{act} = 1.5\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4086	3.4085	3.4090
Facteur de confinement : Γ	0.2414	0.2334	0.2411
Temps d'exécution (sec)	18 sec	3028sec	22sec
Nombre de noeuds		4250	1947
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0029	---	0.0146
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	3.4276	---	3.2990
Pas suivant x		$P_x = 0.125\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.01\mu m$	

$w_{act} = 2\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4108	3.4117	3.4113
Facteur de confinement : Γ	0.2498	0.2456	0.2514
Temps d'exécution (sec)	19 sec	3574sec	18sec
Nombre de noeuds		4590	1711
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0263	---	0.0117
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	1.7100	---	2.3615
Pas suivant x		$P_x = 0.18\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.02\mu m$	

$w_{act} = 3\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4128	3.4135	3.4133
Facteur de confinement : Γ	0.2556	0.2507	0.2582
Temps d'exécution (sec)	36 sec	3056sec	24sec
Nombre de noeuds		4420	1947
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0205	---	0.0058
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	1.9545	---	2.9916
Pas suivant x		$P_x = 0.3\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.01\mu m$	

$w_{act} = 4\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4136	3.4146	3.4142
Facteur de confinement : Γ	0.2573	0.2527	0.2605
Temps d'exécution (sec)	28 sec	2356sec	23sec
Nombre de noeuds		4760	1947
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0292	---	0.0117
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	1.8203	---	3.0866
Pas suivant x		$P_x = 0.4\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.01\mu m$	

$w_{act} = 5\mu m$	M.I.E	M.D.F	
		Pas uniforme	Pas non-uniforme
L'indice effectif : n_{eff}	3.4141	3.4149	3.4147
Facteur de confinement : Γ	0.2581	0.2533	0.2617
Temps d'exécution (sec)	22 sec	2480 sec	23sec
Nombre de noeuds		4930	1947
$\Delta n_{eff}/n_{eff}$ (l'écart en %)	0.0234	---	0.0058
$\Delta\Gamma/\Gamma$ (l'écart en %)	1.8949	---	3.3162
Pas suivant x		$P_x = 0.227\mu m$	
Pas suivant y		$P_y = 0.01\mu m$	

Remarque : * Pour calculer l'écart dans la valeur de n_{eff} et Γ , nous avons considéré que la méthode des différences finies à pas uniforme est la plus précise.

Par exemple l'écart de la valeur de l'indice effectif pour la M.I.E est donné :

$$\left. \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} \right)_{M.I.E} = \frac{n_{eff}^{M.I.E} - n_{eff}^{M.D.F.P.U}}{n_{eff}^{M.D.F.P.U}} \cdot 100$$

* Tout ce calcul a été fait par un ordinateur qui possède les caractéristiques suivantes : Pentium II 400 Mhz, 120 Mo de RAM.

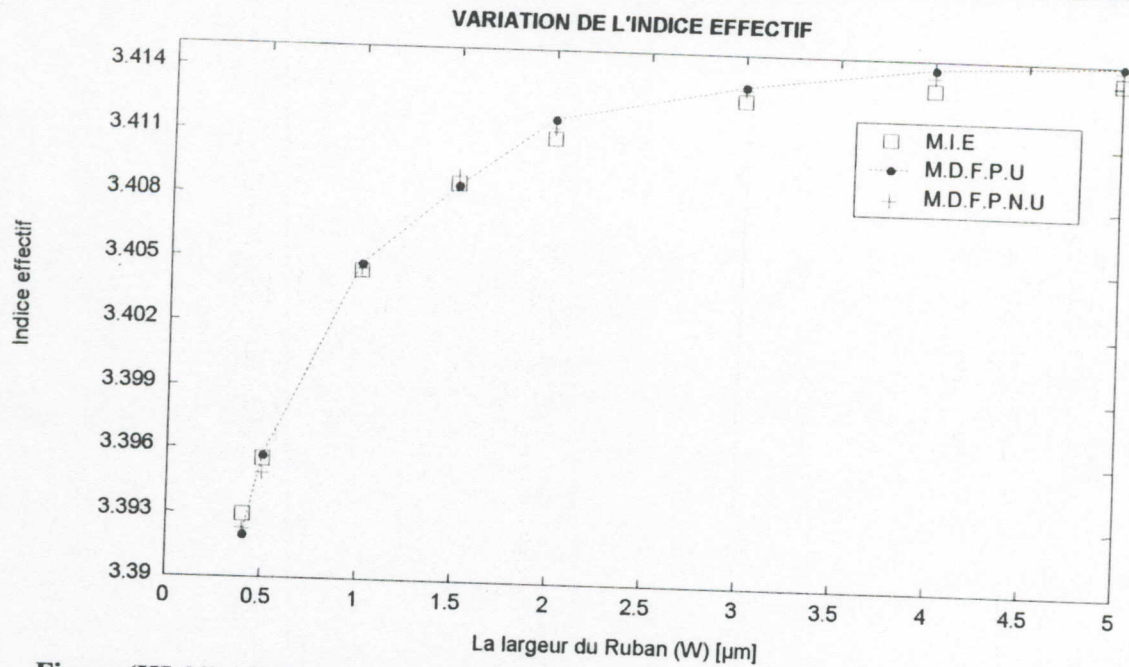


Figure (III-23) : Variation de l'Indice Effectif en fonction de la largeur du ruban « W » avec les méthodes de calcul :

- Méthode de l'indice effectif. (M.I.E)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

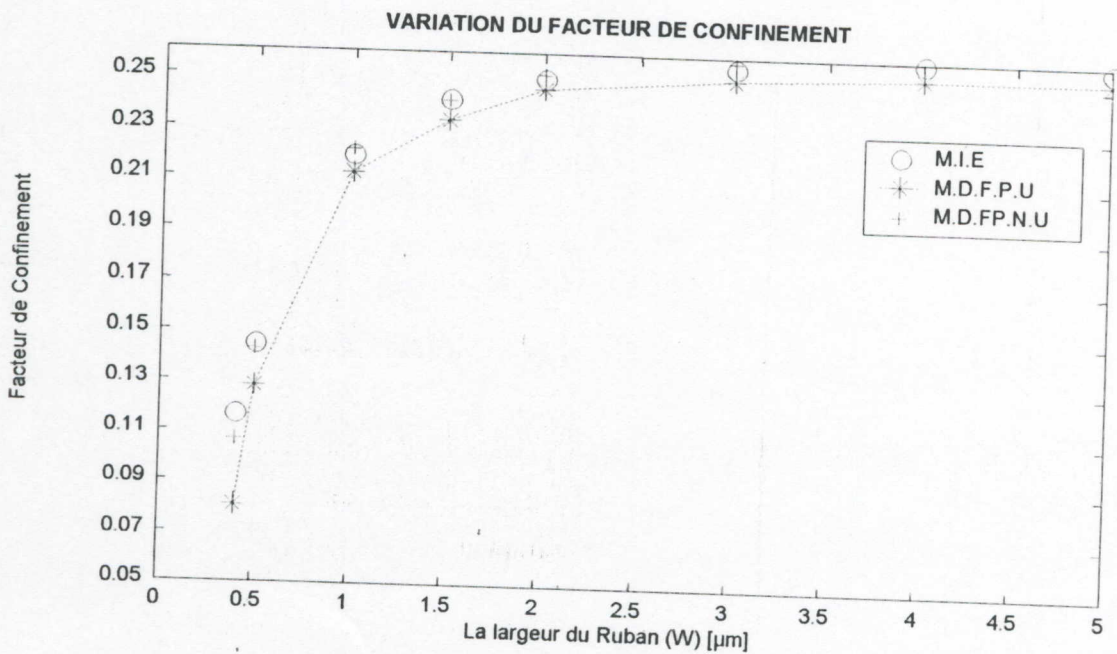


Figure (III-24) : Variation du Facteur de Confinement en fonction de la largeur du ruban « W » avec les méthodes de calcul :

- Méthode de l'indice effectif. (M.I.E)
- Méthode des différences finies à pas uniforme. (M.D.F.P.U)
- Méthode des différences finies à pas non-uniforme. (M.D.F.P.N.U)

Interprétation des résultats :

Les exemples précédemment faits nous révèlent les commentaires suivants :

1. Dans la méthode des différences finies, il faut bien choisir le pas de discrétisation en respectant les paramètres géométriques du ruban (Largeur - Epaisseur).
2. Pour le choix du maillage, il est préférable d'utiliser le non-uniforme car il diminue le nombre de nœuds dans le réseau de discrétisation ce qui allège la lourdeur du calcul.
3. Dans la méthode de l'indice effectif le problème du temps de calcul n'apparaît pas beaucoup mais la difficulté se pose dans l'estimation de la valeur initiale de la constante de propagation (Résolution de l'équation aux valeurs propres) pour assurer la convergence.
4. Concernant l'allure des graphes de la distribution de l'intensité lumineuse dans la structure du guide (Diode Laser à Ruban), on remarque l'apparition d'un seul lobe pour le mode fondamental et de deux lobes pour le mode d'ordre 1.
5. En augmentant la largeur du ruban, l'indice effectif et le facteur de confinement de la structure augmentent.
6. La précision de la méthode de l'indice effectif diminue pour les faibles valeurs de W (lorsque les dimensions dans les deux directions d et W sont du même ordre), mais comme dans le cas des diodes laser à ruban la largeur du ruban W est toujours supérieure à $1\mu\text{m}$, les résultats donnés par cette méthode sont d'une bonne précision.

2. Guide de lumière d'un réseau de Diodes Laser à ruban :

Nous considérons maintenant un réseau de Diodes Laser à Ruban comme celui représenté ci-dessous. Avec une largeur du ruban de $2\mu\text{m}$ et un espacement entre les rubans de $1\mu\text{m}$ nous allons déterminer les propriétés électromagnétiques du guide en appliquant les méthodes étudiées.

A. Méthode des Différences Finies : (Réseau à 2 Rubans).

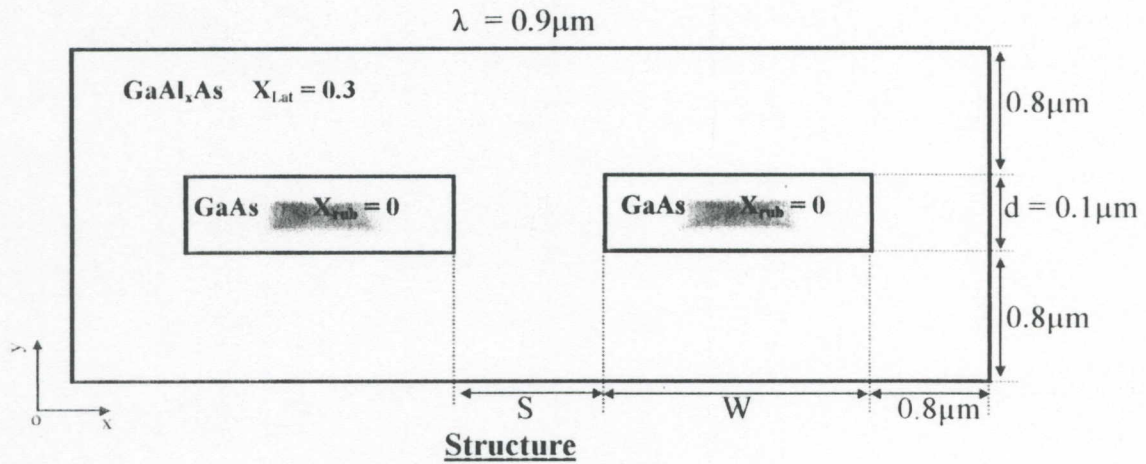


Figure (III-25) : Représentation schématique de la structure d'une Diode Laser à 2 Ruban.

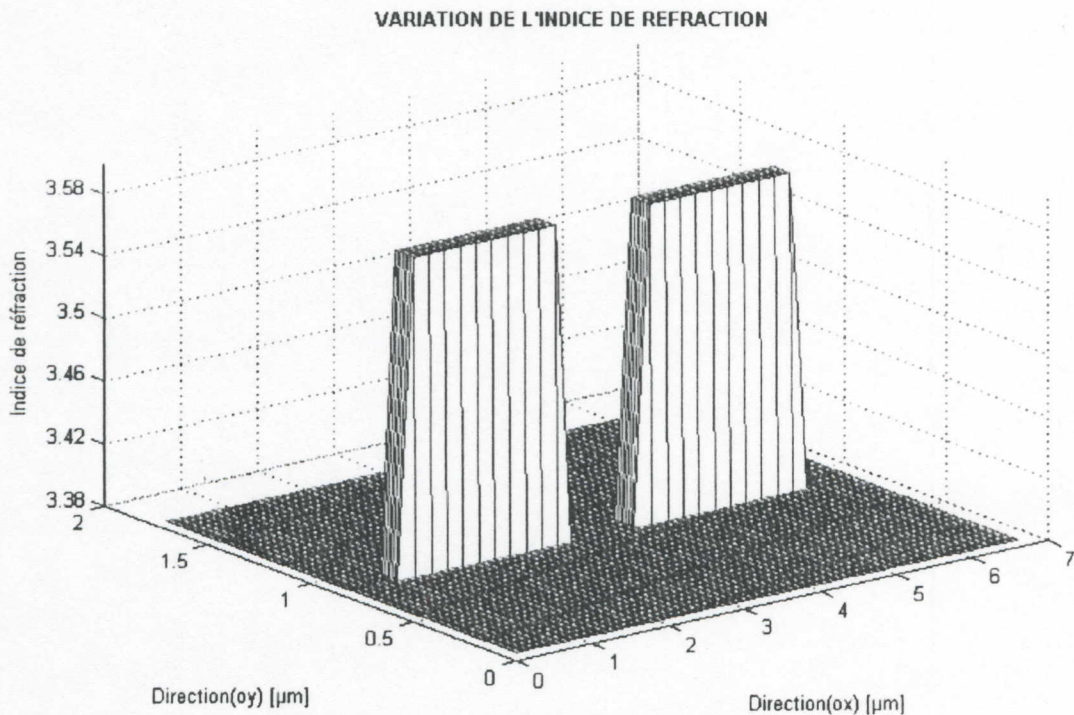
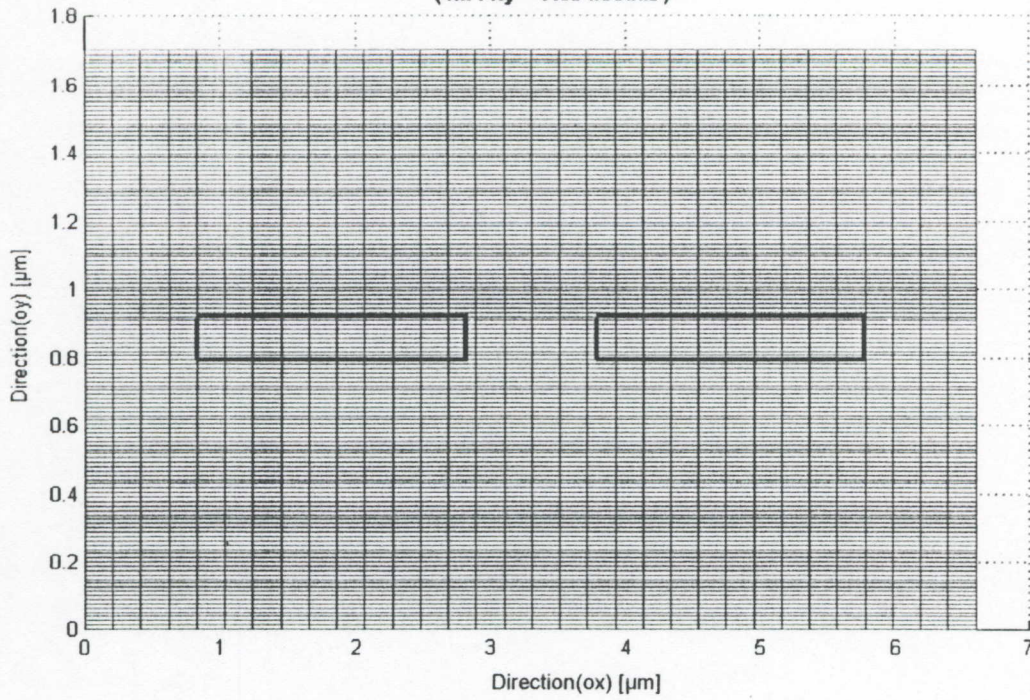


Figure (III-26) : Distribution de l'indice de réfraction dans toute la structure du guide. ($W = 2\mu\text{m}$ et $S = 1\mu\text{m}$).

- a -

W = 2 μ m et S = 1 μ m
(Nx . Ny = 4488 noeuds)



- b -

W = 2 μ m et S = 1 μ m
(Nx . Ny = 2090 noeuds)

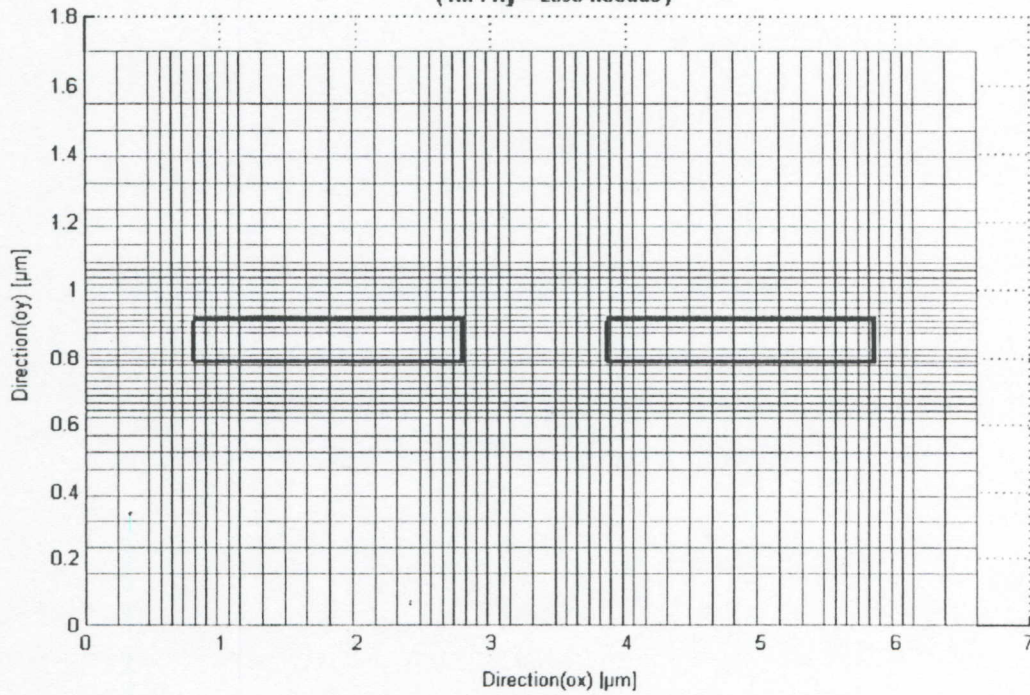


Figure (III-27) : Distribution du Maillage (Discretisation en 2D) dans toute la structure.
(- a- Uniforme. - b - Non-Uniforme).



Mode fondamental
 ($n_{effxy} = 3.4119$ et $\Gamma = 0.2461$ et temps = 2076 sec)

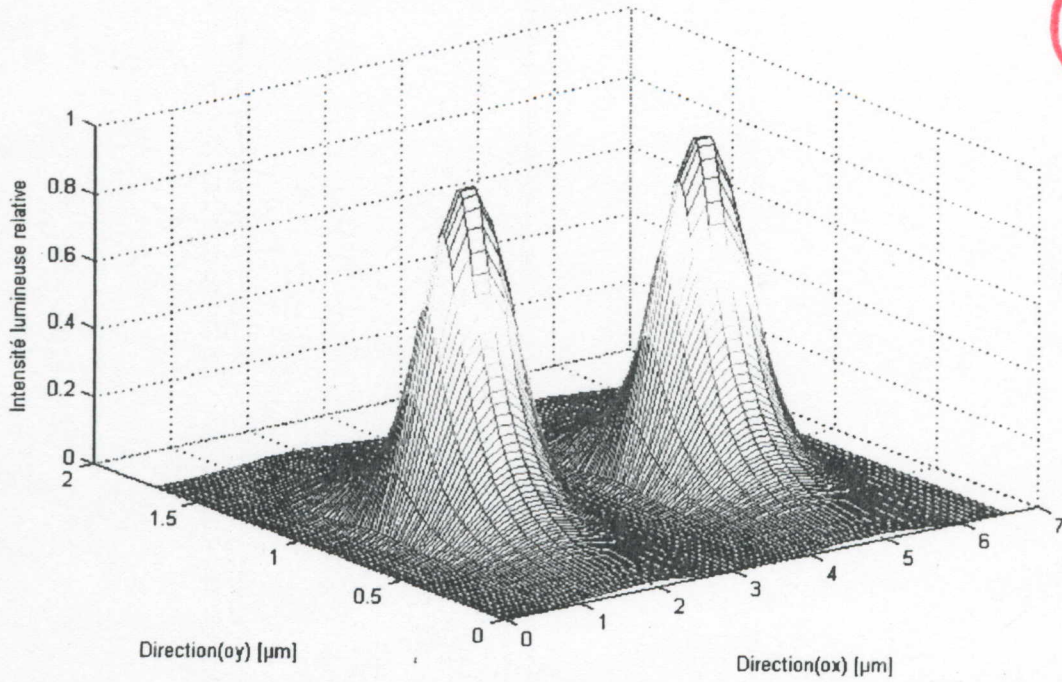


Figure (III-28): Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide. Avec la M.D.F.P.U. ($W = 2 \mu m$ et $S = 1 \mu m$).

Mode fondamental
 ($n_{effxy} = 3.4110$ et $\Gamma = 0.2507$ et temps = 40 sec)

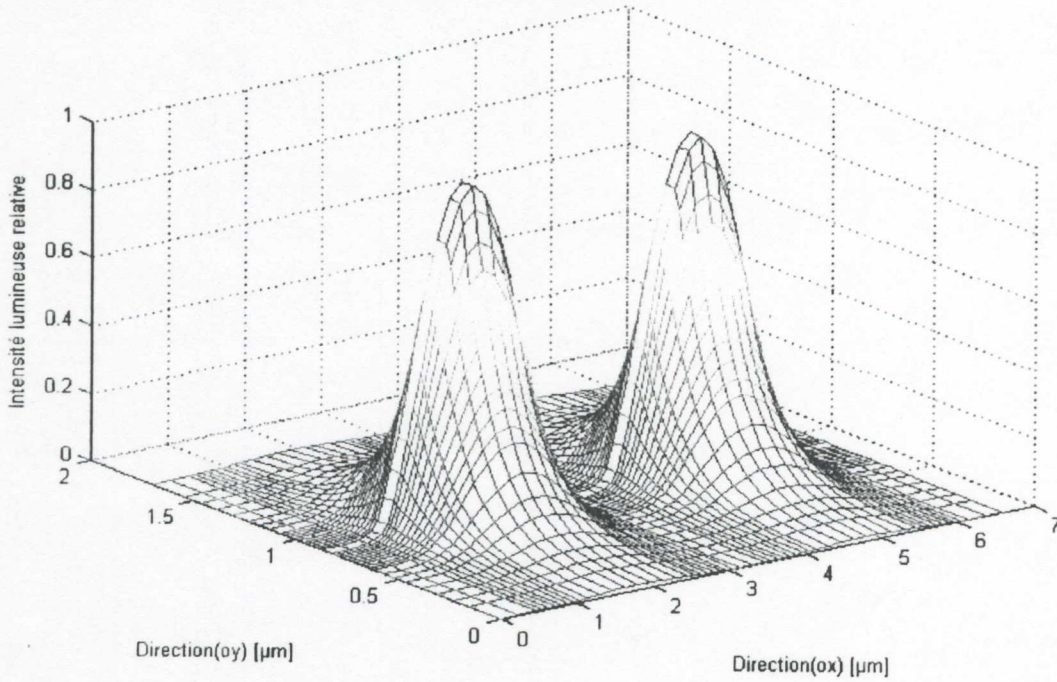
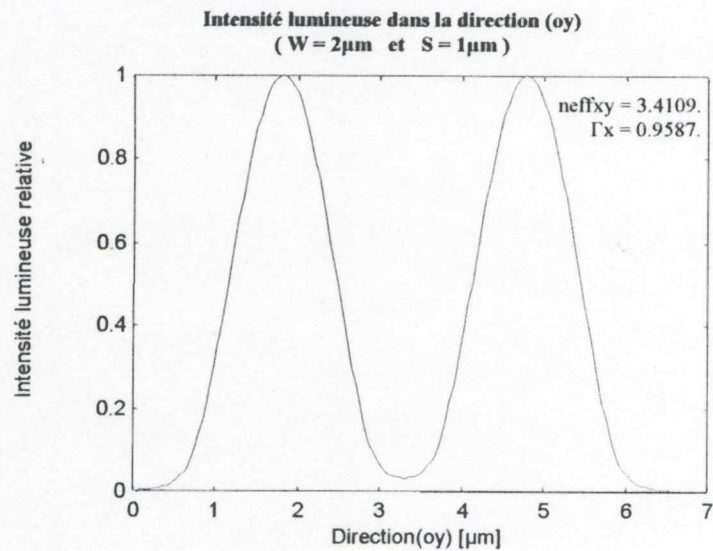
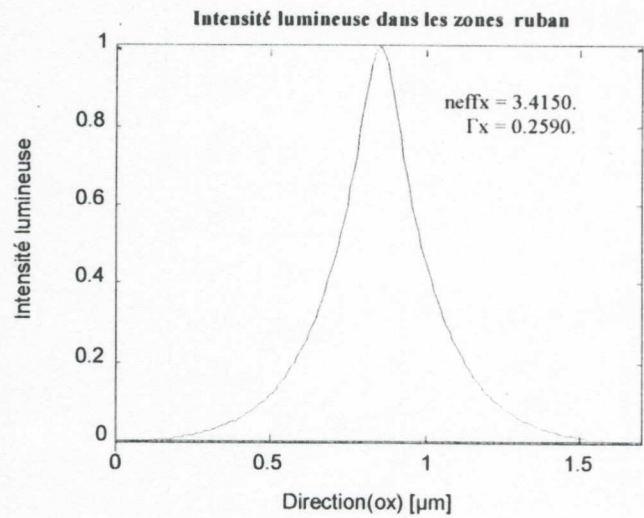
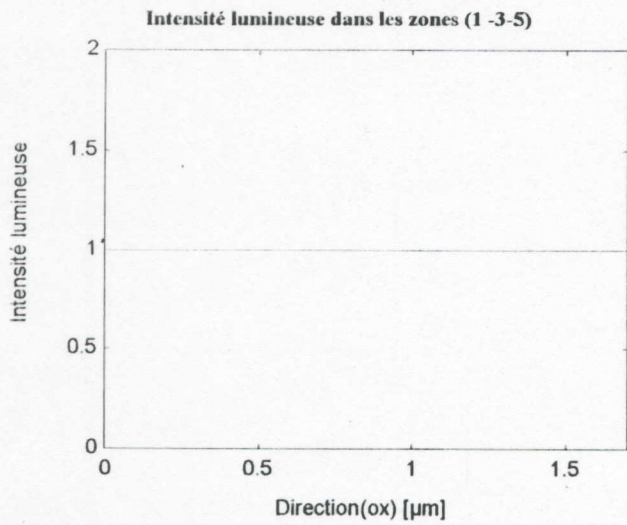
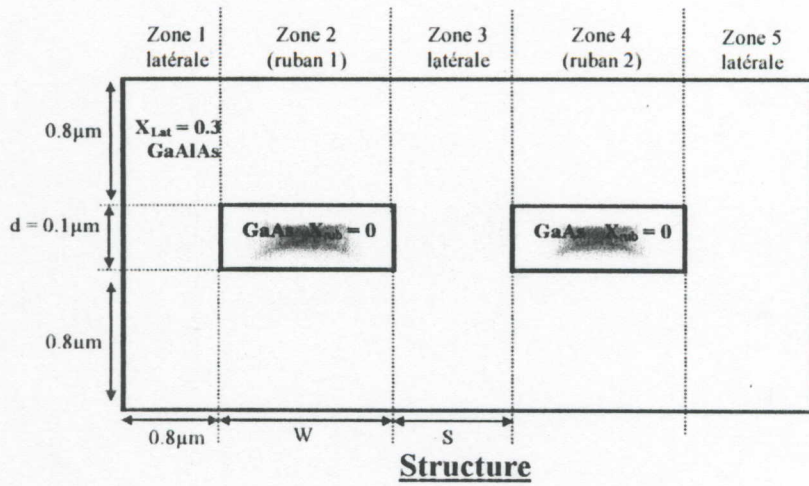


Figure (III-29): Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide. Avec la M.D.F.P.N.U. ($W = 2 \mu m$ et $S = 1 \mu m$).

B. Méthode de l'Indice Effectif : (Réseau à 2 Rubans).

$\lambda = 0.9\mu\text{m}$



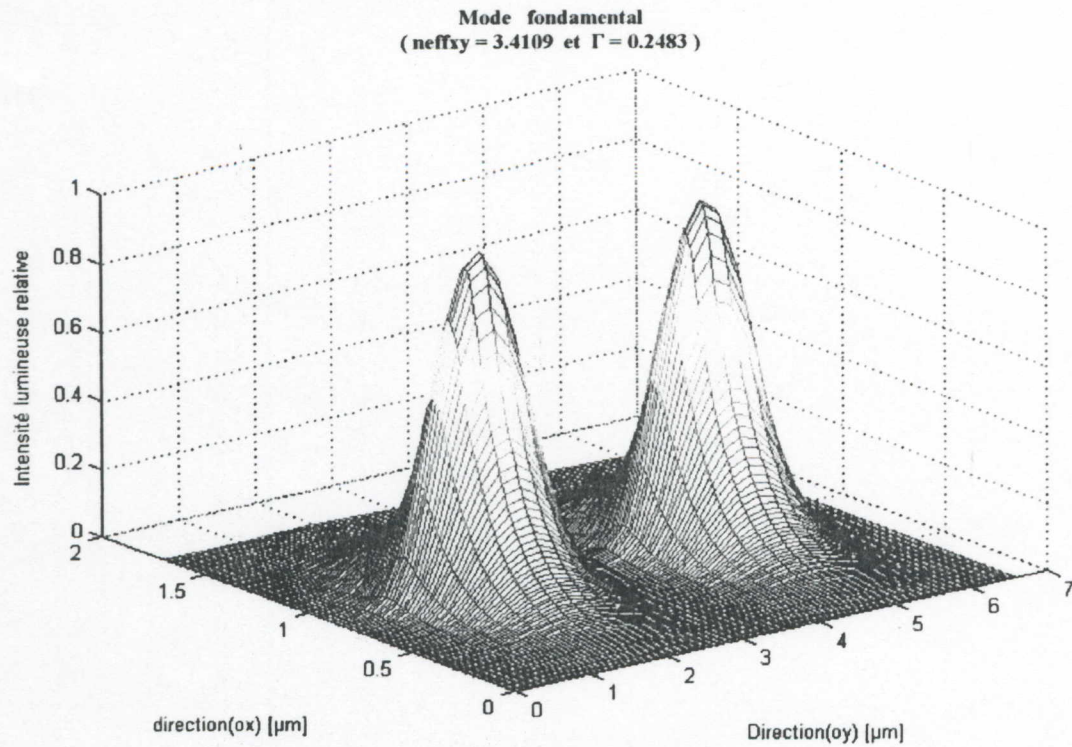


Figure (III-30): Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.I.E ($W = 2 \mu\text{m}$ et $S = 1 \mu\text{m}$).

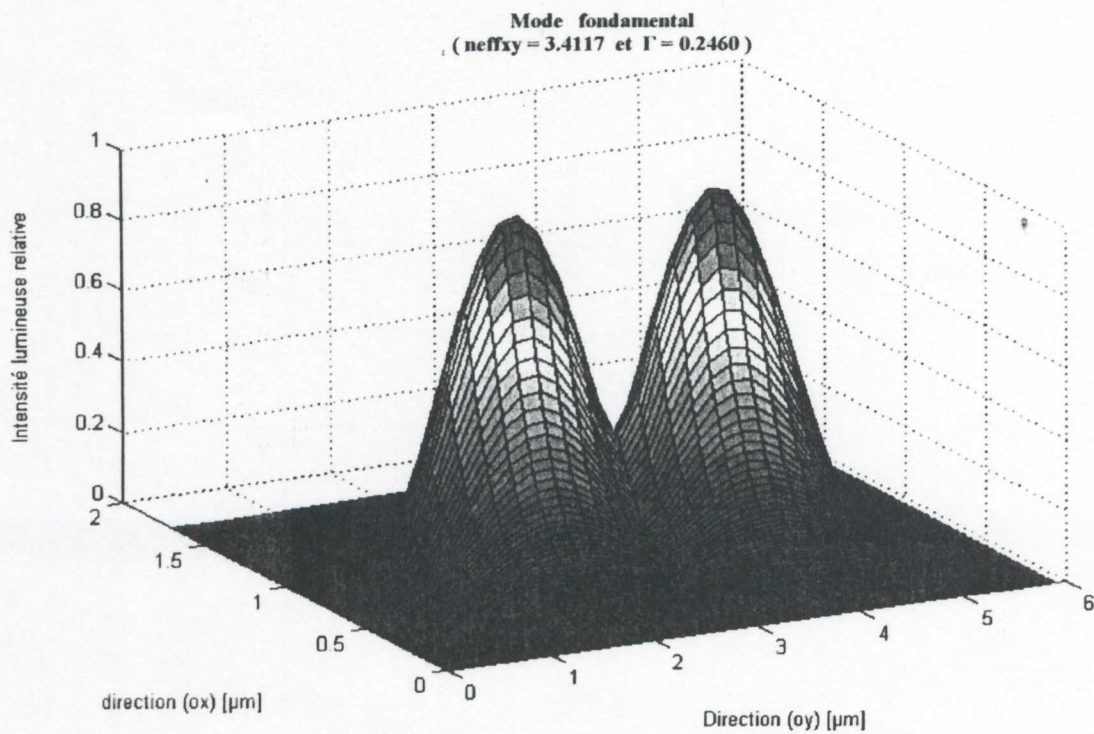
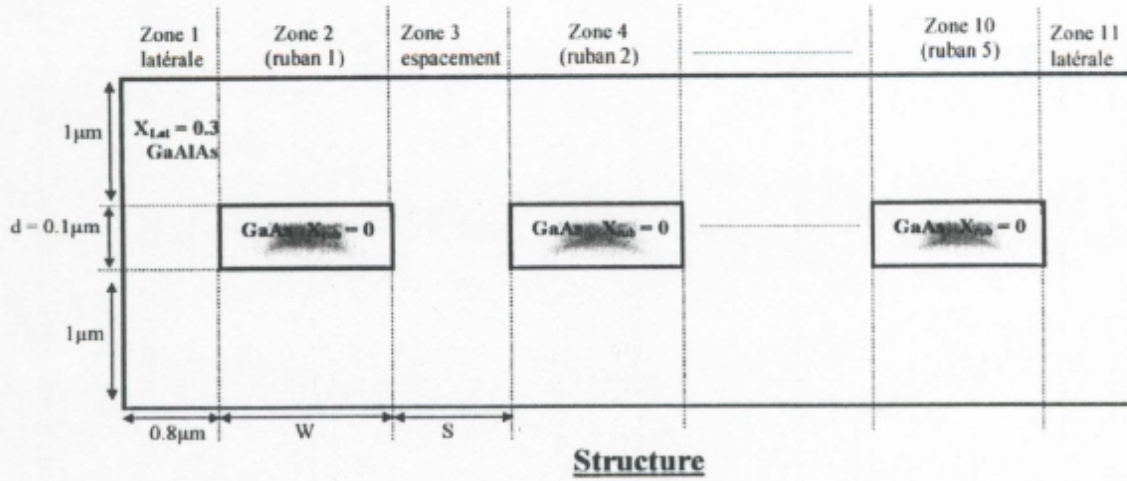


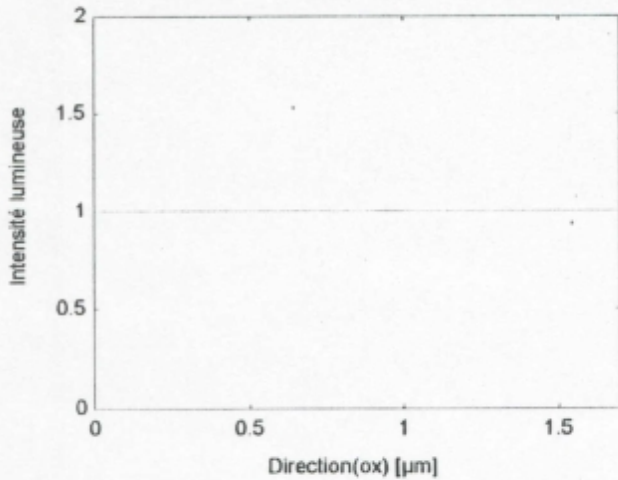
Figure (III-31): Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.I.E ($W = 2 \mu\text{m}$ et $S = 0.3 \mu\text{m}$).

C. Méthode de l'Indice Effectif : (Réseau à 5 Rubans).

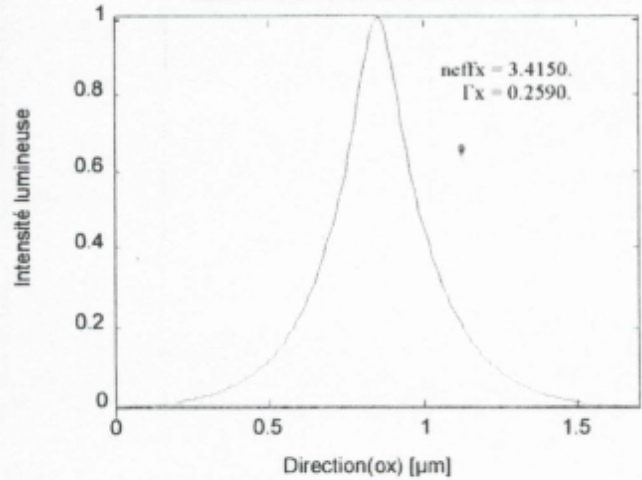
$\lambda = 0.9\mu\text{m}$



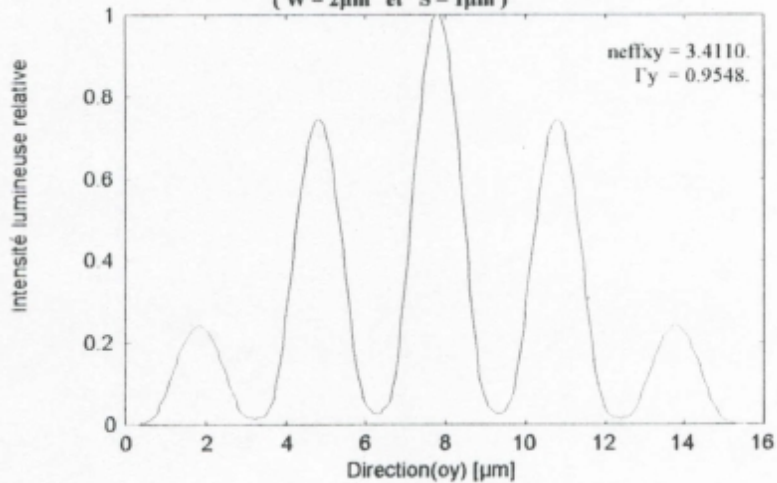
Intensité lumineuse dans les zones latérales et d'espacements



Intensité lumineuse dans les zones ruban



Intensité lumineuse dans la direction(oy)
(W = 2μm et S = 1μm)



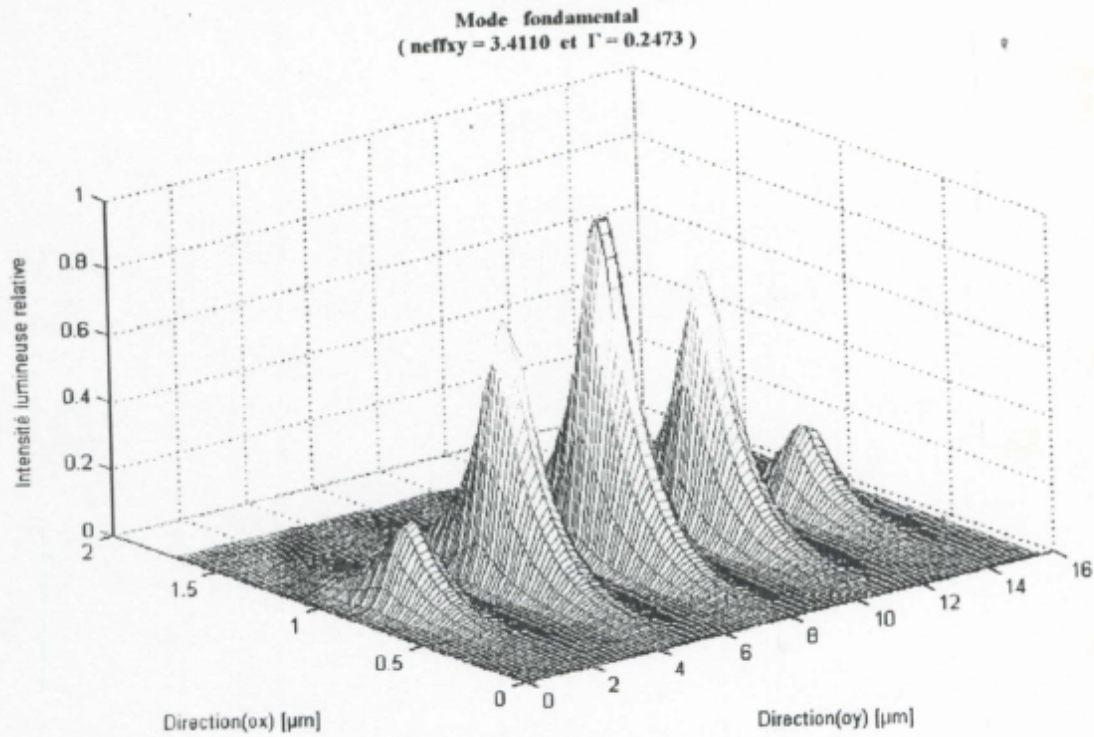


Figure (III-32) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.I.E. ($W = 2 \mu\text{m}$ et $S = 1 \mu\text{m}$).

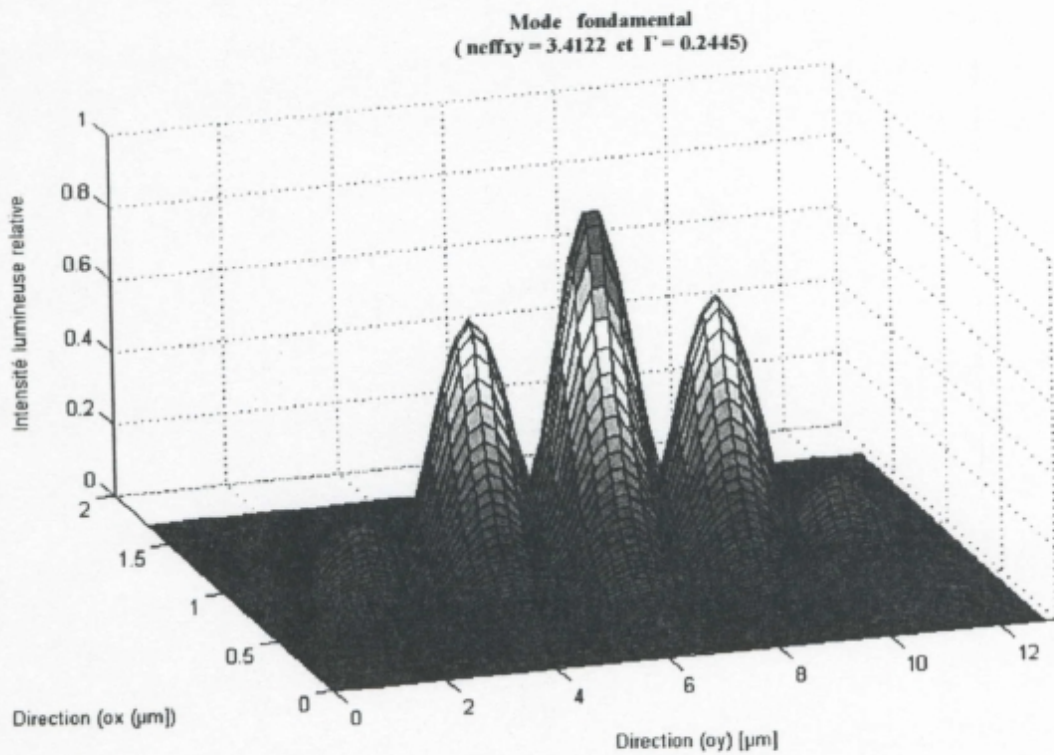


Figure (III-33) : Distribution de l'intensité lumineuse dans toute la structure du guide.
Avec la M.I.E. ($W = 2 \mu\text{m}$ et $S = 0.3 \mu\text{m}$).

Interprétation des résultats :

L'application du logiciel « P.S.G.L » sur les réseaux de Diodes Laser à Ruban nous révèle les commentaires suivants :

- Pour le réseau à 2 Rubans, les valeurs de l'indice effectif et du facteur de confinement obtenues par les deux méthodes sont en bonne concordance.
- Pour le réseau à 5 Rubans, la méthode de l'indice effectif nous donne des résultats sans grande difficulté par contre avec la méthode des différences finies, l'exécution du programme s'interrompt à cause du nombre de nœuds excessif qui nous donne une matrice de très grande taille (plus de 30 millions d'éléments) ce qui empêche l'ordinateur de poursuivre le calcul.
- Lorsqu'on diminue la distance entre les rubans (S), les lobes des différents rubans nous montrent un certain couplage entre eux.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons fait une étude bidimensionnelle d'un guide de lumière rectangulaire afin de définir une méthodologie pour résoudre l'équation d'onde. Cette résolution a été faite avec deux méthodes numériques.

La méthode de l'indice effectif qui traite le problème à deux dimensions d'un guide de lumière en le transformant en deux problèmes à une dimension qui vont être étudiés avec la méthode des matrices de transfert (suivant (ox) en mode T.E et suivant (oy) en mode T.M). Cette méthode a prouvé dans les différents guides considérés (Diode Laser à Ruban, Réseau de 2 Rubans, Réseau de 5 Rubans) qu'elle n'a pas de problèmes dans le calcul.

La méthode des différences finies à deux dimensions se base sur la détermination d'un maillage conforme couvrant le domaine du guide et sa frontière. Dans la majorité des cas d'application, le maillage non-uniforme est mieux que l'uniforme qui engendre l'insertion inutile d'un nombre important de points dans certains endroits de la structure, ce qui alourdit les calculs, en contre-partie le maillage optimal dans la méthode des différences finies à pas non uniforme ne se construit pas aisément.

L'application de cette méthode sur les réseaux de Diodes Laser fait apparaître un grand problème de calcul et ceci à cause de l'augmentation violente du nombre de nœuds en fonction du nombre de rubans (à partir de 2 rubans) ce qui rend le traitement par un petit ordinateur impossible (matrice de très grande taille).

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

Tout au long de ce travail, nous avons fait une étude unidimensionnelle puis bidimensionnelle des guides de lumière qui nous a permis de réaliser un logiciel de conception et d'optimisation des guides utilisés dans les diodes lasers.

La mise au point de ce logiciel a nécessité la résolution de l'équation d'onde, plusieurs méthodes numériques sont utilisées dans les deux cas d'étude telles que : méthode des matrices de transfert, méthode des différences finies à une dimension, méthode de l'indice effectif, méthode des différences finies à deux dimensions.

Le but est de parvenir à une méthodologie qui nous permet de déterminer les différentes caractéristiques du guide comme : la constante de propagation (indice effectif), la répartition du champ électrique dans tout le guide, le facteur de confinement qui joue un rôle très important dans l'estimation du courant seuil dans les structures des diodes lasers.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont eu pour objectif essentiel de contribuer au développement des outils nécessaires à la simulation de ce type de dispositifs. Le logiciel « P.S.G.L » (Programme de Simulation des Guides de Lumière) qui a été développé, est opérationnel et a été testé avec succès sur plusieurs exemples de simulation. C'est un outil de base pour la conception des composants optoélectroniques.

D'après les résultats obtenus dans toute cette étude, nous pouvons donner aux méthodes étudiées les estimations suivantes :

- La méthode des matrices de transfert a un faible temps de calcul et une bonne précision.
- La méthode de l'indice effectif a un faible temps de calcul mais une faible précision pour les faibles dimensions géométriques du ruban.
- La méthode des différences finies à pas uniforme a un temps de calcul très grand mais en contre partie la précision dans le calcul est très bonne.
- La méthode des différences finies à pas non uniforme a un temps de calcul moyen ainsi qu'une bonne précision, mais on trouve une énorme difficulté pour trouver le maillage convenable (maillage optimal).

Parmi les applications faites avec le logiciel « P.S.G.L », nous avons simulé quelques exemples sur les réseaux des diodes lasers comportant plusieurs diodes élémentaires à ruban enterré. Quelques extensions ou améliorations peuvent être apportées à notre logiciel « P.S.G.L » afin d'étendre son champ d'application à la simulation d'autres réseaux de diodes laser à rubans dont la maîtrise est essentielle pour les développements futurs des composants.

Les réseaux de diodes laser à rubans ont des domaines d'application très importants notamment les télécommunications spatiales entre satellites qui nécessitent la mise en œuvre de diodes laser émettant une puissance supérieure à quelques centaines de milli-watts et représentant un diagramme d'émission monolobe. Dans ces conditions, il est bien évident que ce mémoire n'a été qu'une première contribution aux méthodologies de simulation des réseaux de diodes laser. Il reste nécessaire de développer une méthodologie de simulation qui permet de déterminer les paramètres des réseaux de diodes laser telles que la largeur du ruban W et l'espacement entre les rubans S qui assurent une émission monolobe.

Nous pouvons atteindre ce résultat si les conditions suivantes sont disponibles :

- Utilisation de gros système de calcul telles que les stations de travail pour la méthode des différences finies à pas uniforme.
- Création d'un maillage automatique optimal pour la méthode des différences finies à pas non uniforme.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M.Alonso, E.J.Finn, Physique Générale, « Champs et Ondes », 2^{ème} édition, 1986.
- [2] J.P. PEREZ. OPTIQUE « Fondements et Applications », 1996.
- [3] Encyclopédie Universalis. Edition 2000.
- [4] M. Hulin, J.P.Maury « Les Bases de l'Electromagnétisme », 1991.
- [5] E. ARGENCE, Th. KAHAN.
« Théorie des Guides et Cavités électromagnétiques », 1963.
- [6] L. PINCHARD.
« Electromagnétisme classique et théorie des distributions », 1990.
- [7] Irène et Michel Joindot « Les télécommunications par fibres optiques », 1996.
- [8] Journal of Quantum Electronics. Vol 26 N° 4 April 1990.
- [9] S. DARZNEC, « Les Lasers à Semi-conducteurs », 1979.
- [10] Donald c. O'shea – W.Russel Callen – William T. Rhodes.
« Introduction aux Lasers et leurs applications », 1980.
- [11] H. MAILLET . « Laser principes et techniques d'applications », 1986.
- [12] J. P. NEROU. « Introduction aux Télécommunications par Fibre Optique »,
Le Griffon d'argille inc, 1983.
- [13] I. Hayashi et coll, J. Appl. Phys., 42, 1971.

- [14] A.Bensoussan, Thèse Doctorat d'état-Sciences
(Micro-optoélectronique - « LAAS » du C.N.R.S), Université de TOULOUSE , 1987.
- [15] H.C. CASEY – M.B. PANISH
« Heterostructure Lasers », Academic Press, 1978.
- [16] D.R. SCIFRES – R.D. BURNHAM – W. STREIFER
Appl. Phys. Lett. 33 (11), pp 1015-1017, 1978.
- [17] VELDE, K.V.D, THIENPONT, H.,and GEEN.
« Extending the Effective Index Method for Arbitrarily Shaped Inhomogenous Optical Waveguides », Journal of lighthwave technology. Vol. 6. N°. 6, pp 1153-1159, 1988.
- [18] Pascal Correc. Thèse de doctorat en sciences-physiques.
« Modélisation et Caractérisation de Laser à Semi-conducteurs Mono Fréquences Continûment Accordables en Longueur d'Onde », Laboratoire de Bagneux du CNET. Université de Paris-sud. Centre D'Orsay.1991.
- [19] Moïse Sibony , Jean-Claude Mardon.
« Systèmes linéaires et non linéaires», Hermann, 1988.
- [20] SU,C.C.: « Origin of Spurious Modes in the Analysis of Optical Fibre Using the Finite-Element or Finite-Difference Technique », Electron.Lett., 21, pp.858-860, 1985.
- [21] MATLAB[®] « The Language of Technical Computing »
Copyright 1984 – 1999 The MathWorks.
Version 5.3. January 21, 1999.
- [22] S.Seki, T.Yamanaka, K.Yokoyama.
« Two-Dimensional Analysis of Optical Waveguides with a Nonuniform Finite Difference Method ». IEE PROCEEDINGS-J, Vol.138, N°.2, pp.123-127, 1991.

- [23] YOUNG, T.P
« Design of Integrated Optical Circuit Using Finite Elements ».
IEE PROCEEDINGS, Vol.135, N°3, pp.135-143, 1988.
- [24] M. Boumaour. Thèse d'état, Louvain, 1984.
- [25] D. Vandorpe. Thèse Ingénieur-docteur, Lyon, 1971.
- [26] J. BUUS.
« The Effective Index Method and its Application to Semi-Conductor Lasers ».
IEEE Journal of quantum electronics, Vol. QE-18, N° 7, pp.1083-1089, 1988.
- [27] D^r M. Boumaour.
« Simulation des dispositifs à semi-conducteur »
Cours de Magister, Université de Blida, 1996.
- [28] CHANG MIN KIM, and RAMU V. RAMASWAMY.
« Modeling of Graded-index Channel Waveguides Using Nonuniform Finite
Difference Method », Journal of Lightwave technology. Vol.7, N°10, pp.1581-1589, 1989.
- [29] R.M. KNOX et P.P. TOULIOS,
«Integrated circuit for the millimeter rang through optical frequency rang ». Proc.MRI
Sym. On Submillimeter Waves, J.Fox Ed., Polytechnic Press, Brooklyn, 1970.
- [30] H.Boubekeur. Thèse de Magister, UDTS, Alger,1993.
- [31] M. Andre Thèse 3^{ème} cycle, Lyon 1972.
- [32] Mathcad version : 7 Professionnel
© 1986 – 1997 Math Soft, Inc. « La Référence Internationale du Calcul Technique ».
- [33] P. Lüsse, P. Stuwe, J. Schüle.
« Analysis of Vectorial Mode Fields in Optical Waveguides by a New Finite Difference
Method ». Journal of lighthwave technology. Vol. 12. N°3, pp. 487-493, 1994.

Anexe

I - Choix des environnements du développement de notre logiciel :

Il faut remarquer qu'un ensemble d'équations est dit « de grande taille » suivant l'environnement de calcul utilisé. Pratiquement tous les environnements ont des programmes optimisés de résolution de systèmes d'équations. Lorsque cela est possible, il est préférable d'utiliser ces programmes plutôt que d'en écrire un soi-même, car ils sont optimisés et adaptés à l'environnement utilisé. D'après les critères décrits, nous avons choisi les logiciels suivants comme environnements de développement pour notre logiciel (programme de simulation) :

○ MATLAB (version 5.3) :

Le MATLAB a été choisi parce que c'est un outil mathématique sophistiqué et un logiciel de simulation, qui peut être utilisé à des modèles et des systèmes dynamiques d'analyse, le Matlab traite des systèmes discrets linéaires et non linéaires. Comme son nom l'indique, il possède des caractéristiques extensives pour les manipulations des matrices. C'est un logiciel ouvert avec lequel plusieurs programmes ont été développés : les systèmes de contrôles, les processus du signal, l'optimisation...etc. Le Matlab est aussi un logiciel graphique pour modéliser et simuler les blocs de diagramme et les systèmes généraux non linéaires.

La base du Matlab et ses applications sont les commandes de marche, néanmoins il faudra connaître les autres commandes disponibles dans le « Help » mais, l'utilisateur n'aura pas besoin de les retenir toutes, elles pourront être lues directement et rapidement à l'aide d'un moteur de recherche explicatif intégré dans le logiciel.

○ MATHCAD Professionnel (version 7) :

Mathcad est un environnement de traitement riche qui propose un grand choix d'outils et prend en charge diverses techniques d'analyse et de visualisation. C'est un outil unique et puissant permettant de travailler sur des équations, des nombres, du texte et des graphiques. A la différence de tous les autres logiciels de mathématiques, Mathcad réalise des opérations en procédant exactement comme vous avez l'habitude de le faire. L'interface écran de Mathcad est un document vierge dans lequel vous pouvez saisir des équations, des données graphiques ou des fonctions, ainsi que des annotations en n'importe quel endroit de la page. De plus au lieu de vous obliger à adopter une syntaxe de programmation, Mathcad vous permet d'employer le langage mathématique.

Selon notre étude dans ce travail, le Logiciel « P.S.G.L » est composé de deux modules :

1. Organigramme général du Module « MUNI » :

Ce module a été fait pour simuler des guides de lumière à une dimension. Pour l'utiliser facilement il est organisé suivant l'organigramme de la figure ci-dessous :

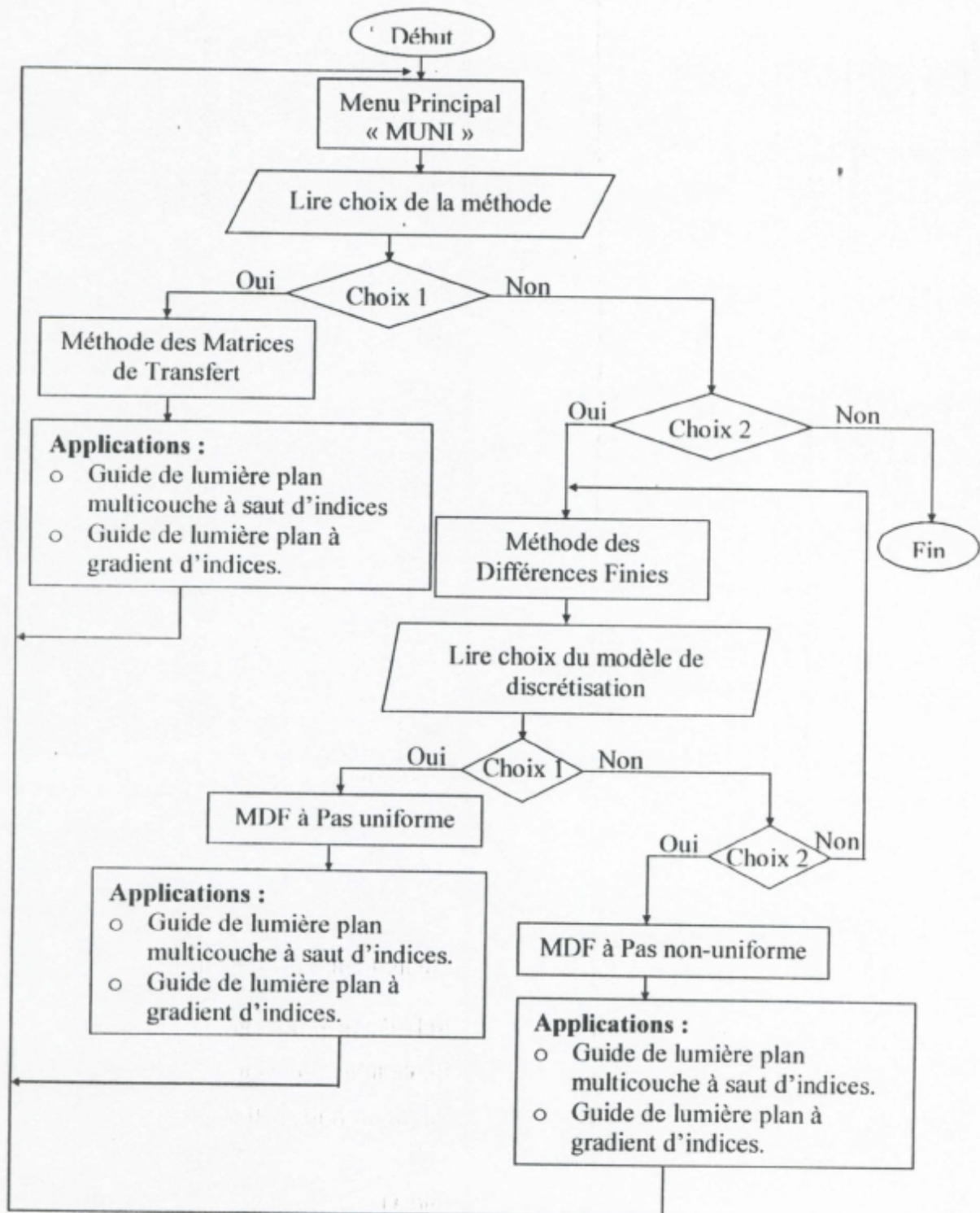


Figure (A-1) : Organigramme général du Module « MUNI »
Cas unidimensionnel.

2. Organigramme général du Module « MBI » :

Dans ce module nous pouvons simuler des guides de lumière à deux dimensions (rectangulaire). Sa structure est organisée selon cet organigramme :

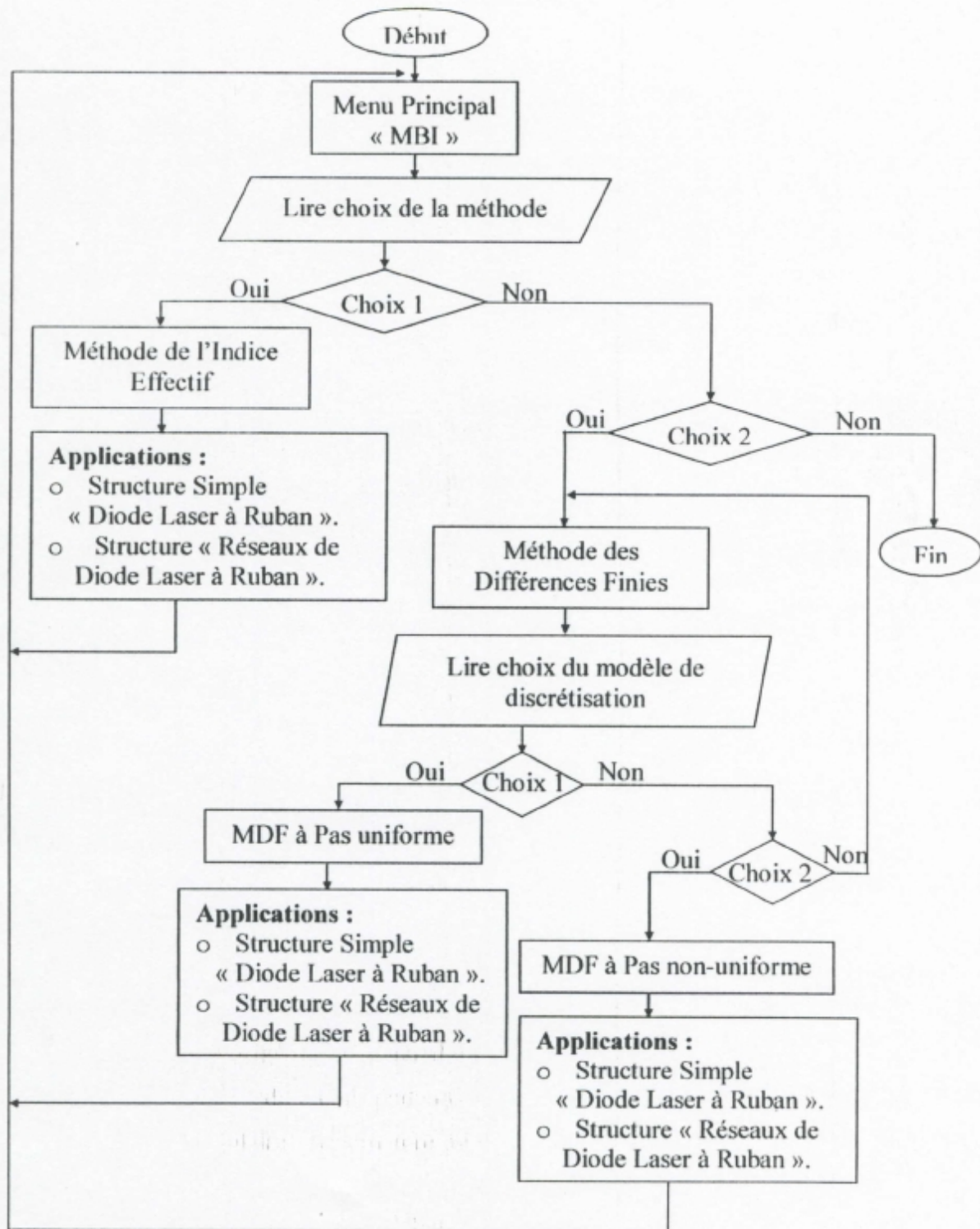


Figure (A-4) : Organigramme général du Module « MBI »
Cas bidimensionnel.

II - Relation de l'indice de réfraction en fonction de la composition de l'alliage : [15]

$$n(x) = 3.59 - 0.71x + 0.091x^2.$$

III – Laplacien et conditions aux limites dans tous les nœuds (i,j) du champ électrique pour le modèle à pas uniforme:

➤ Pour ($i = 1 \dots N_x$ et $j = 1$) $\Rightarrow E_{i,1} = 0$

➤ Pour ($i = 1 \dots N_x$ et $j = N_y$) $\Rightarrow E_{i,N_y} = 0$

➤ Pour ($i = 1$ et $j = 2 \dots N_y - 1$) $\Rightarrow E_{1,j} = 0$

➤ Pour ($i = N_x$ et $j = 2 \dots N_y - 1$) $\Rightarrow E_{N_x,j} = 0$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i-1,j} = E_{i,j-1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = -\left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 3 \dots N_x - 2$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i,j-1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{2}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i,j-1} = E_{i+1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = 3 \dots N_y - 2$) $\Rightarrow E_{i-1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{2}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 3 \dots N_x - 2$ et $j = 3 \dots N_y - 2$)

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{2}{h^2} + \frac{2}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = 3 \dots N_y - 2$) $\Rightarrow E_{i+1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{2}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{l^2} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = E_{i-1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right)E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j}$$

➤ Pour ($i = 3 \dots N_x - 2$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{2}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right) E_{i,j} + \frac{1}{h^2} E_{i+1,j}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i+1,j} = E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = \frac{1}{l^2} E_{i,j-1} + \frac{1}{h^2} E_{i-1,j} - \left(\frac{1}{h^2} + \frac{1}{l^2}\right) E_{i,j}$$

IV – Laplacien et conditions aux limites dans tous les nœuds (i,j) du champ électrique pour le modèle à pas non uniforme:

➤ Pour ($i = 1..N_x$ et $j = 1$) $\Rightarrow E_{i,1} = 0$

➤ Pour ($i = 1..N_x$ et $j = N_y$) $\Rightarrow E_{i,N_y} = 0$

➤ Pour ($i = 1$ et $j = 2..N_y - 1$) $\Rightarrow E_{1,j} = 0$

➤ Pour ($i = N_x$ et $j = 2..N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i,j} = 0$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i-1,j} = E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = -c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 3..N_x - 2$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = 2$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = E_{i+1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = 3..N_y - 2$) $\Rightarrow E_{i-1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 3..N_x - 2$ et $j = 3..N_y - 2$)

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = 3..N_y - 2$) $\Rightarrow E_{i+1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + H_{i,j} E_{i,j+1}$$

➤ Pour ($i = 2$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = E_{i-1,j} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j}$$

➤ Pour ($i = 3..N_x - 2$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j} + D_{i,j} E_{i+1,j}$$

➤ Pour ($i = N_x - 1$ et $j = N_y - 1$) $\Rightarrow E_{i+1,j} = E_{i,j+1} = 0$

$$\Delta E_{i,j} = B_{i,j} E_{i,j-1} + G_{i,j} E_{i-1,j} - c_{i,j} E_{i,j}$$