

N° d'ordre : 2103

## THESE

présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Wandji TCHANA**



# **ETUDE ET REALISATION D'AMPLIFICATEURS OPTIQUES A BASE DE GUIDES OPTIQUES DOPES A L'ERBIUM PAR LE PROCEDURE SOL-GEL**

Soutenue le 04 Novembre 1997 devant la commission d'examen

Membres du jury :

M. E. CONSTANT	Président, IEMN, UST Lille
M. J.P. VILCOT	Directeur de thèse, IEMN, UST Lille
M. D. DECOSTER	Co-directeur de thèse, IEMN, UST Lille
M. Y. MOREAU	Rapporteur, CEMM, USTL, Montpellier
M. A. MUNOZ-YAGUE	Rapporteur, LAAS CNRS, Toulouse
M. M. BOUZAOU	Examineur, LSH, UST Lille
M. E. LALLIER	Examineur, THOMSON-CSF, Orsay
M. I. NAJAFI	Examineur, Ecole polytechnique, Montréal

*à Nana,*

*à Marie,*

*à mes parents.*

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Électronique et de Microélectronique du Nord (IEMN) et le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université de Lille I. Il n'aurait cependant pas pu se poursuivre et s'achever dans de bonnes conditions si je n'avais bénéficié du soutien de certaines personnes à qui je tiens à exprimer mes remerciements.

Je pense d'abord au professeur E. CONSTANT de l'USTL qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen; qu'il trouve ici l'assurance de ma respectueuse considération.

Il en va de même du professeur D. DECOSTER de l'USTL qui non seulement m'a accueilli dans son équipe, mais a contribué à la direction de ce travail. Je lui exprime toute ma reconnaissance car il m'a fait bénéficier de ses compétences scientifiques, autant que de ses qualités humaines. La confiance qu'il m'a témoignée tout au long de mon travail a constitué pour moi une ressource essentielle.

Ce travail n'aurait pas pu être ce qu'il est sans l'apport de M. J.P. VILCOT, chargé de recherches au CNRS. En effet, il en a assuré la direction et sa disponibilité, ses compétences, ses qualités humaines ont constitué les éléments indispensables du bon achèvement de ce travail. Qu'il trouve ici l'assurance de ma respectueuse et amicale considération.

Je ne puis oublier les autres membres du jury d'examen. Il s'agit en l'occurrence du professeur A. MUNOZ-YAGUE, directeur de recherches au CNRS, et de Monsieur Y. MOREAU, Maître de conférences à l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc qui

ont accepté de participer comme rapporteurs à ce jury. Je leur adresse mes plus vifs remerciements.

Il en va de même pour Monsieur M. BOUZAOU, Maître de conférences à l'USTL qui a suivi de très près ce travail, et accepté de participer à ce jury comme examinateur. Sa passion communicative pour la recherche, ses talents scientifiques doublés de ses qualités humaines ont été déterminants dans le bon dénouement de ce travail. Je lui exprime ma profonde gratitude.

Je voudrais également remercier le professeur I. NAJAFI de l'École polytechnique de Montréal et Monsieur E. LALLIER, Ingénieur au Laboratoire du Centre de Recherches de THOMSON-CSF qui participent également à ce jury.

Je ne puis oublier Monsieur M. BENATSOU, actuellement en troisième année de thèse avec qui j'ai beaucoup collaboré durant ma thèse. Ce travail lui doit beaucoup. Je lui exprime toute ma reconnaissance.

Je remercie également Monsieur B. CAPOEN, Maître de conférences à l'USTL pour les discussions enrichissantes que j'ai eues avec lui et pour son apport à la correction de ce mémoire.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur J.P. DEHORTER qui a assuré avec beaucoup de soin, la reproduction de ce mémoire.

Je voudrais enfin remercier tous les membres passés et présents de L'équipe "Opto-électronique", spécialement Monsieur I. CAYREFOURCQ, Monsieur O. RABII ainsi que Monsieur J. HARARI pour leur aide en simulation, Monsieur L. JOANNES pour m'avoir initié à l'optique intégrée et Monsieur V. MAGNIN pour de nombreux services qu'il m'a rendus en

informatique. Que tous les autres membres de l'équipe qui m'ont aidé et soutenu durant ce travail trouvent ici l'expression de ma profonde sympathie.

# TABLE DES MATIERES

<b>I. CHAPITRE I : ETAT DE L'ART</b>	<b>12</b>
<b>I.1 LES MATERIAUX.</b>	<b>12</b>
<b>I.2 FILIERES TECHNOLOGIQUES.</b>	<b>13</b>
<i>I.2.1 L'implantation ionique.</i>	14
<i>I.2.2 L'hydrolyse à la flamme.</i>	14
<i>I.2.3 La CVD (Chemical Vapour Deposition).</i>	15
<i>I.2.4 L'Epitaxie.</i>	15
<i>I.2.5 L'échange ionique</i>	16
<i>I.2.6 L'évaporation.</i>	16
<i>I.2.7 Guides composites.</i>	16
<i>I.2.8 Le Sputtering.</i>	17
<i>I.2.9 Le sol-gel.</i>	17
<b>I.3 APPLICATIONS DES AGDEs.</b>	<b>20</b>
<b>I.4 CONCLUSION</b>	<b>20</b>
<b>II. CHAPITRE II : ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE</b>	<b>28</b>
<b>II.1 PROPAGATION DANS UNE STRUCTURE A GEOMETRIE FIXE.</b>	<b>28</b>
<i>II.1.1 Equations caractéristiques et profils de champ.</i>	32
<i>II.1.2 L'AGDE de forme tridimensionnelle.</i>	34
<i>II.1.3 Méthode des indices effectifs.</i>	35
<i>II.1.4 Etapes de définition de la structure d'un AGDE.</i>	36
<i>II.1.5 Exemple de définition de la structure d'un AGDE.</i>	36
<b>II.2 PROPAGATION DANS UNE STRUCTURE A GEOMETRIE VARIABLE: METHODE DES FAISCEAUX PROPAGES.</b>	<b>38</b>
<i>II.2.1 Concepts généraux.</i>	39
<i>II.2.2 Dédution des équations de propagation dans un guide plan sous les approximations scalaire et paraxiale.</i>	42
<i>II.2.3 Schéma des différences finies.</i>	44
<b>II.3 ETUDE DU COUPLAGE FIBRE-AGDE.</b>	<b>45</b>
<i>II.3.1 Etapes du calcul des pertes de couplage fibre-AGDE.</i>	46
<i>II.3.2 Influence du diamètre utile du signal incident.</i>	46

II.3.3 Influence de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE.	47
II.4 CONCLUSION	47
<b>III. CHAPITRE III : THEORIE FONDAMENTALE DES AMPLIFICATEURS</b>	
<b>OPTIQUES A BASE D'ERBIUM</b>	<b>52</b>
III.1 MODELE DE L'AMPLIFICATEUR.	52
III.2 EMISSIONS SPONTANEEES.	54
III.3 EMISSIONS STIMULEES.	54
III.3.1 Création des émissions stimulées.	55
III.4 ABSORPTION DANS L'ETAT EXCITE DE LA POMPE ET DU SIGNAL.	56
III.5 LE POMPAGE OPTIQUE : CRITERES DE CHOIX D'UNE SOURCE.	56
III.5.1 Choix de la longueur d'onde de pompe.	57
III.5.2 Critère de saturation de l'amplificateur.	58
III.6 EQUATIONS DES POPULATIONS.	59
III.7 EQUATIONS D'EVOLUTIONS DU SIGNAL, DE LA POMPE ET DU BRUIT.	60
III.8 CARACTERISTIQUES DE SATURATION DU GAIN.	63
III.8.1 Effet de la longueur d'onde de pompe.	64
III.8.2 Effet de la longueur de l'amplificateur optique.	64
III.8.3 Effet de la puissance du signal incident.	65
III.8.4 Auto-saturation du gain.	67
III.9 EFFICACITE DE CONVERSION EN PUISSANCE.	67
III.10 BRUIT ET FACTEUR DE BRUIT.	67
III.10.1 Caractéristiques du bruit.	69
III.11 CONCLUSION	69
<b>IV. CHAPITRE IV : PHOTODETECTION DES SIGNAUX PREAMPLIFIES</b>	
<b>OPTIQUEMENT</b>	<b>72</b>
IV.1 BRUITS AU NIVEAU DU PHOTODETECTEUR PIN.	72
IV.1.1 Le bruit thermique.	73
IV.1.2 Le bruit de grenaille.	73
IV.1.3 Bruit dû aux interactions entre le signal et les Emissions Spontanées Amplifiées (ESAs).	74
IV.1.4 Bruit d'autobatteement des ESAs.	74
IV.1.5 Bruit total au niveau du photodétecteur.	74
IV.2 INFLUENCE DE LA PREAMPLIFICATION SUR LA DETECTION.	75

IV.2.1 Amélioration du niveau de la puissance de sortie.	75
IV.2.2 Amélioration du rapport signal sur bruit.	75
IV.2.3 Amélioration de la sensibilité de la photodiode PIN.	77
IV.2.4 Détection avec une photodiode à avalanche (PDA).	79
IV.2.5 Détection avec préamplificateur optique et photodiode à avalanche (PAO+PDA)	80
IV.3 INFLUENCE DE LA POSTAMPLIFICATION SUR LA DETECTION.	81
IV.4 INFLUENCE DES PERTES SUR LE RAPPORT SIGNAL/BRUIT.	81
IV.5 CONCLUSION	82
<b>V. CHAPITRE V : FABRICATION DES GUIDES DOPES A L'ERBIUM PAR LE PROCEDE SOL-GEL</b>	<b>84</b>
V.1 CHIMIE DU SOL-GEL.	85
V.1.1 Définition d'un alkoxyde.	85
V.1.2 Définition d'un groupement alkoxy.	85
V.1.3 Définition d'un sol.	86
V.1.4 Définition d'un gel.	87
V.1.5 Définition d'un sol-gel.	87
V.1.6 La gélification.	87
V.1.7 Les précurseurs.	88
V.1.8 Mécanismes réactionnels.	88
V.1.9 La transition sol-gel.	89
V.1.10 Nature et rôle des solvants.	90
V.1.11 Réactifs de la solution de dépôt.	90
V.2 PREPARATION DES SOLUTIONS.	90
V.2.1 Calcul des concentrations.	91
V.2.2 Préparation des substrats.	93
V.3PHYSIQUE DE LA FORMATION DU FILM PAR TREMPAGE.	93
V.3.1 Principe.	93
V.3.2 Le retrait.	94
V.3.3 L'évaporation.	95
V.3.4 Mise en oeuvre.	96
V.3.5 Autres techniques.	97
V.3.6Formation du film.	97
V.3.7 Le traitement thermique .	98
V.4 REALISATION DES AGDEs.	98
V.5 ANALYSE STRUCTURALE DES GUIDES.	99

V.6 TEST DE GUIDAGE.	100
V.7 CONCLUSION	100
<b>VI. CHAPITRE VI : CARACTERISATION DES AMPLIFICATEURS A BASE DE GUIDES DOPES A L'ERBIUM</b>	<b>103</b>
VI.1 MESURE DE L'INDICE DE REFRACTION ET DE L'EPAISSEUR DE LA COUCHE ACTIVE PAR LA SPECTROSCOPIE DES LIGNES NOIRES.	103
VI.1.1 Principe de la méthode m-lines.	104
VI.1.2 Banc de mesure.	105
VI.1.3 Résultats.	105
VI.2 MESURE DES PERTES DE PROPAGATION.	106
VI.3 ENREGISTREMENT DU SPECTRE DE FLUORESCENCE ET MESURE DE LA LARGEUR A MI-HAUTEUR AUTOUR DE 1531 nm.	106
VI.3.1 Banc de mesure	106
VI.3.2 Résultats.	107
VI.4 MESURE DE LA DUREE DE VIE DE L'ETAT EXCITE $^4I_{13/2}$ .	107
VI.4.1 Mise en oeuvre.	107
VI.4.2 Résultats.	107
VI.4.3 Causes de dégradation de la durée de vie.	108
VI.4.3	108
VI.5 PREVISION DES PERFORMANCES DES AGDEs.	109
VI.5.1 Modélisation de l'AGDE.	109
VI.5.2 Validation du modèle.	113
VI.6 MESURE DU GAIN DE L'AGDE.	114
VI.6.1 Principe.	114
VI.6.2 Banc de mesure du gain	115
VI.6.3 Résultats.	116
VI.7 CONCLUSION	117



## INTRODUCTION GENERALE

Depuis une vingtaine d'années, nous assistons à un développement spectaculaire des systèmes de télécommunication par voie optique. Les performances de ces systèmes (débit x distance) se sont décuplées tous les cinq ans de 1974 à 1989 et depuis l'avènement des amplificateurs optiques à base de fibres dopés à l'Erbium, elles ont été multipliées par 120 !<sup>1</sup> Ce développement n'a été rendu possible que grâce aux progrès réalisés dans la fabrication et la miniaturisation des composants optoélectroniques (émetteurs optiques, photodétecteurs, modulateurs...) mais aussi grâce aux progrès réalisés au niveau des fibres optiques.

La première génération des systèmes de télécommunications par voie optique utilisait des fibres multimodes fonctionnant à 0,8  $\mu\text{m}$ . En plus des pertes de propagation élevées à cette longueur d'onde, on était confronté à une dispersion intermodale. La seconde génération a vu l'apparition des fibres monomodes fonctionnant à 1,3  $\mu\text{m}$ , ce qui réduisait considérablement les pertes de propagation et les dispersions puis ensuite la quatrième génération utilisant des fibres présentant à la fois des pertes de propagation, des dispersions encore plus faibles ainsi qu'une meilleure sensibilité. Malgré ces progrès réalisés en termes de dispersion et de pertes de propagation, ces systèmes utilisaient pour la régénération du signal une double conversion : optique-électrique et électrique-optique, ce qui était assez contraignant et pénalisant au niveau des performances et du coût.

Au début des années 1989, on voit apparaître la cinquième génération des télécommunications par voies optiques utilisant des Amplificateurs à base de Fibres Dopés à l'Erbium<sup>2</sup> que nous appellerons tout le long de ce travail par l'acronyme *AFDE*. Les *AFDEs*

offrent désormais la possibilité d'amplifier la lumière sans discontinuité optique, ce qui va révolutionner le monde des télécommunications. En 1993, *KDD* et *AT&T Bell Laboratories* faisaient déjà état de transmissions à des débits de 10 Gbit/s sur 9000 km utilisant 274 AFDEs<sup>3</sup> soit une performance 120 fois supérieure aux systèmes d'antan, quatre années seulement après les premières utilisations des *AFDEs*.

Il va de soi que ce nouveau procédé d'amplification optique ne va pas seulement servir les systèmes de transmission de longue distance. Il va servir aussi de moyen d'amplification dans des réseaux de distribution et pourquoi pas, dans des circuits optiques de l'optique intégrée encore en pleine mutation.

Notre travail s'inscrit dans cette perspective. Le guide optique étant l'élément de base de l'optique intégrée, on gagnerait beaucoup à amplifier directement la lumière de ce guide, bref à le rendre actif. En effet, sa fonction c'est de transmettre un signal optique d'un endroit donné du circuit à un autre. Il est bien souvent l'intermédiaire entre la fibre optique et un laser ou un photodétecteur<sup>4</sup>. De plus, dans des systèmes utilisant des interconnexions optiques, les guides optiques actifs peuvent jouer un rôle important dans la mesure où ils offrent la possibilité d'un traitement parallèle des informations.

Il existe deux grandes familles de guides optiques actifs : les Amplificateurs Laser à base de Semiconducteur et les Amplificateurs à base de Guides Dopés à l'Erbium que nous appellerons tout le long de ce mémoire respectivement par les acronymes *ALS* et *AGDE*. Nous nous sommes intéressés dans ce travail uniquement aux *AGDEs*. Ce choix a certes été motivé par des raisons de compatibilité optique avec les fibres optiques, mais aussi parce que ceux-ci présentent l'avantage sur les *ALS* de pouvoir être déposés sur tous les matériaux. Il est ainsi possible de déposer un *AGDE* sur tout type de circuit (circuit imprimé, circuit intégré III-V ou Si), ce dernier étant fabriqué indépendamment du premier. Cette compatibilité technologique nous suggère la possibilité de développer une technologie bas coût de type *sol-gel* (voir

chapitre V), pouvant entrer dans la constitution de modules intégrés optoélectroniques comprenant des *AGDEs* dans la distribution optique de l'information chez l'abonné.

Le premier chapitre de ce mémoire présente l'état de l'art concernant justement les dispositifs de type *AGDE* déjà réalisés.

Dans le second chapitre, nous présentons les outils de modélisation nécessaires à l'étude de la propagation guidée et à la conception de circuits d'optique intégrée : à savoir la *méthode des indices effectifs* pour les structures à géométrie fixe, et la *méthode des faisceaux propagés* pour les structures à géométrie variable. Nous montrons comment se servir de ces outils à la fois pour définir la structure de l'*AGDE*, et pour étudier l'épineux problème du couplage  *fibre-AGDE*.

Le troisième chapitre traite de la théorie proprement dite de l'amplification optique: modélisation de l'amplificateur, création d' *émissions stimulées* par pompage optique, caractéristiques du gain et du bruit...

Le quatrième chapitre est consacré à la détection des signaux amplifiés par des amplificateurs optiques en configuration de *préamplification* (*AFDE* juste avant le photodétecteur) ou de *postamplification* (*AFDE* juste après l'émetteur optique). A partir des composants accessibles commercialement, une comparaison des performances de détection en est déduite par rapport aux différents types de détecteur (photodiode *pin*, photodiode à avalanche).

Dans le cinquième chapitre, nous abordons la technique de dépôt *sol-gel* sur les plans chimique et physique. Cette technique offre l'avantage sur ses concurrents (implantation ionique, hydrolyse à la flamme...) d'avoir un coût de revient réduit et un procédé de fabrication moins complexe. Nous passons en revue dans ce chapitre les principes du *sol-gel* ainsi que les principales étapes de fabrication qui nous ont permis de réaliser avec succès des *AGDEs*.

Pour finir, nous abordons dans le chapitre VI la caractérisation des *AGDEs* que nous avons réalisés d'un point de vue matériaux (pertes de propagation, épaisseur et indice de la couche active, durée de vie de la transition  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{5/2} \dots$ ) et d'un point de vue dispositif (bande passante optique autour de 1530 nm, pertes de couplage, gain...). Nous y présentons aussi le modèle que nous avons développé pour simuler les performances des *AGDEs* et qui est fondée sur la *méthode des faisceaux propagés*.

## REFERENCES DE L'INTRODUCTION

- 
- <sup>1</sup> E. Desurvivre, *Erbium Doped Fiber Amplifiers, Principles and Applications*, A Wiley-Interscience Publication, p. 524.
- <sup>2</sup> E. Desurvire, *Lightwave communications : the fifth generation*, Scientific American, vol 266, no 1, p. 114 (1992).
- <sup>3</sup> H. Taga, N. Edagawa, H. Tanaka, M. Suzuki, S. Yamamoto, H. Wakabayashi, N.S. Bergano, C.R. Davidson, G.M. Homsey, D.J. Kalmus, P.R. Trischitta, D.A. Gray, and R.L. Maybach, *10 Gbit/s, 9,000 km IM-DD transmission experiments using 274 Er-doped fiber amplifiers*, Proc. Conference on Optical Fiber Communications, OFC'93, paper PDI, Optical Society of America, Washington DC, (1993).
- <sup>4</sup> L. Joannes, *Etude et réalisation de circuits optiques avec micromiroirs intégrés, sur matériaux diélectriques*, Thèse de doctorat USTL No d'ordre :1366 (1994).



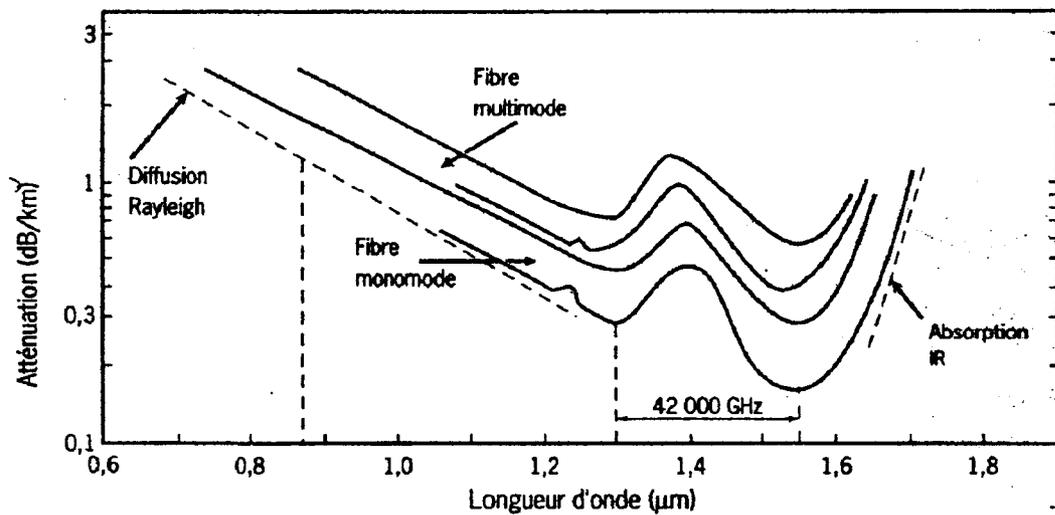


Figure I-1: Variation en fonction de la longueur d'onde de l'atténuation des fibres en silice. Les trois longueurs d'onde (870 nm, 1300 nm et 1550 nm) habituellement utilisées en télécommunications par voies optiques sont indiquées<sup>74</sup>.

# I. CHAPITRE I : ETAT DE L'ART

## I.1 LES MATERIAUX.

Les choix des matériaux (matériau hôte et dopant) pour fabriquer les *AGDEs* sont étroitement liés aux applications (longueur d'onde de travail), à la disponibilité des sources de pompe miniaturisées, et à la maîtrise du processus de fabrication (dépôt du film, incorporation du dopage, gravure....). Quoi qu'il en soit, les dopants généralement utilisés pour des applications en télécommunications vérifient les critères suivants:

1) La transition exploitée est radiative, de durée suffisante, et donne lieu à une émission dans la bande 1,31  $\mu\text{m}$  ou 1,55  $\mu\text{m}$  correspondant à la bande des télécommunications par voie optique (figure I-1).

2) La longueur d'onde de pompe correspondant à la transition à partir du niveau fondamental se trouve dans l'infrarouge proche (800 nm à 1500 nm), pour être ainsi compatible avec les sources laser à base de semi-conducteurs.

3) Les transitions du signal et de la pompe ne dépendent pas des effets des *AEE* (*Absorption dans l'Etat Excité*).

Comme nous allons le voir, l'erbium vérifie bien les critères ci-dessus d'où son succès dans le domaine de l'amplification optique.

Du côté du matériau hôte, on note une nette préférence des verres par rapport à d'autres matériaux (*cristallins, polycristallins ou céramiques*). Cette préférence se justifie par les

excellentes propriétés optiques des verres: transparence, faible biréfringence, seuil de destruction optique élevé, grande résistance aux chocs thermiques, grandes capacités de stockage et de transport d'énergie et enfin leur faible coût<sup>1</sup>. Les verres peuvent être regroupés en quatre grandes catégories: *les oxydes, les halogénures, les oxyhalogénures, et les chalcogénures*<sup>1</sup>.

Dans la catégorie des *oxydes*, les verres de phosphate dopés au  $Nd^{3+}$  (*ion Néodyme*) et au  $Er^{3+}$  (*ion Erbium*) ont fait l'objet de beaucoup d'attention en raison de leur bonne stabilité thermique et chimique, et aussi à leur bonne tenue pour des applications de puissance<sup>2</sup>.

D'autres verres d'oxydes comme les *aluminosilicates* et *germanosilicates* sont très utilisés pour la fabrication des *AGDEs* en raison de leur compatibilité optique (indice...) avec les fibres optiques.

Dans la catégorie des *halogénures*, on trouve les *fluorozirconates* appelés en général par les acronymes *ZB, ZBL, ZBA, ZBAN, ZBAN, ZBLA, ZBLAL* et *ZBLAN*. Cette catégorie de verres est surtout intéressante pour leurs faibles pertes dans la bande du proche infrarouge<sup>3</sup>.

Dans la plupart des cas, la concentration en ions  $Er^{3+}$  et en *codopant* est faible et la densité du verre est de l'ordre de 2,2 correspondant à celle de la silice pure.

## **1.2 FILIERES TECHNOLOGIQUES.**

Les filières technologiques peuvent se distinguer par rapport au matériau constituant le film, et surtout par rapport à la technique de dopage par des ions Erbium. Quant au matériau constituant le film, il est souvent à base de silice ( $SiO_2$ ),<sup>4</sup> d'*oxynitride de Silicium* ( $SiON$ )<sup>5</sup> ou de *nitride de Silicium* ( $Si_3N_4$ ). La silice peut être obtenue soit par oxydation sur silicium ou par dépôt *CVD* (*Chemical Vapour Deposition*). Le *nitride* et l'*oxynitride de silicium* sont généralement obtenus par dépôt *CVD*<sup>6</sup>. Le dépôt *CVD* se fait à une température relativement

faible (300°) par rapport au dépôt par *hydrolyse à la flamme* qui demande une température supérieure à 1000°C<sup>7</sup>.

### ***1.2.1 L'implantation ionique.***

Cette technique a été utilisée avec succès pour implanter des ions d'Erbium dans un guide en silice<sup>8,9</sup>. L'implantation permet d'avoir un profil de concentration *gaussien* avec des profondeurs de pénétration de quelques  $\mu\text{m}$ . De telles profondeurs nécessitent de grandes énergies d'implantation, quelques *Mev (Mega-électron-Volt)*, ce qui est un inconvénient sur un plan industriel. Des travaux ont été menés avec succès notamment au *LETI*<sup>10</sup>, visant à implanter des ions Erbium dans un guide  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$  avec des énergies d'implantation de quelques dizaines de *Kev (Kilo-électron-Volt)*. Des durées de vie de la transition  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  de l'ordre de 7 ms ont été obtenues, présageant ainsi une application possible de tels dispositifs pour l'amplification optique, sous réserve de pouvoir atteindre des profondeurs de pénétration raisonnables. Dans tous les cas, l'implantation cause des dommages au matériau hôte, ce qui a pour conséquence de baisser la durée de vie  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ . Ces défauts sont corrigibles par un recuit qui se fait autour de 900°C pour les guides à base de silice<sup>11</sup> et 1175°C pour des guides à base de *nitrure de silicium*<sup>12</sup>.

### ***1.2.2 L'hydrolyse à la flamme.***

De petites particules de silice formées par une réaction *d'hydrolyse à la flamme d'oxyhydrogène* sont déposées sur un substrat. Le résultat est un film poreux dans lequel on peut incorporer des ions Erbium par immersion dans une solution comprenant des ions Erbium<sup>13,14</sup>. On peut aussi les incorporer directement dans le gaz lors de la formation du film<sup>15</sup>. Dans les deux cas, on procède pour finir à un recuit du film.

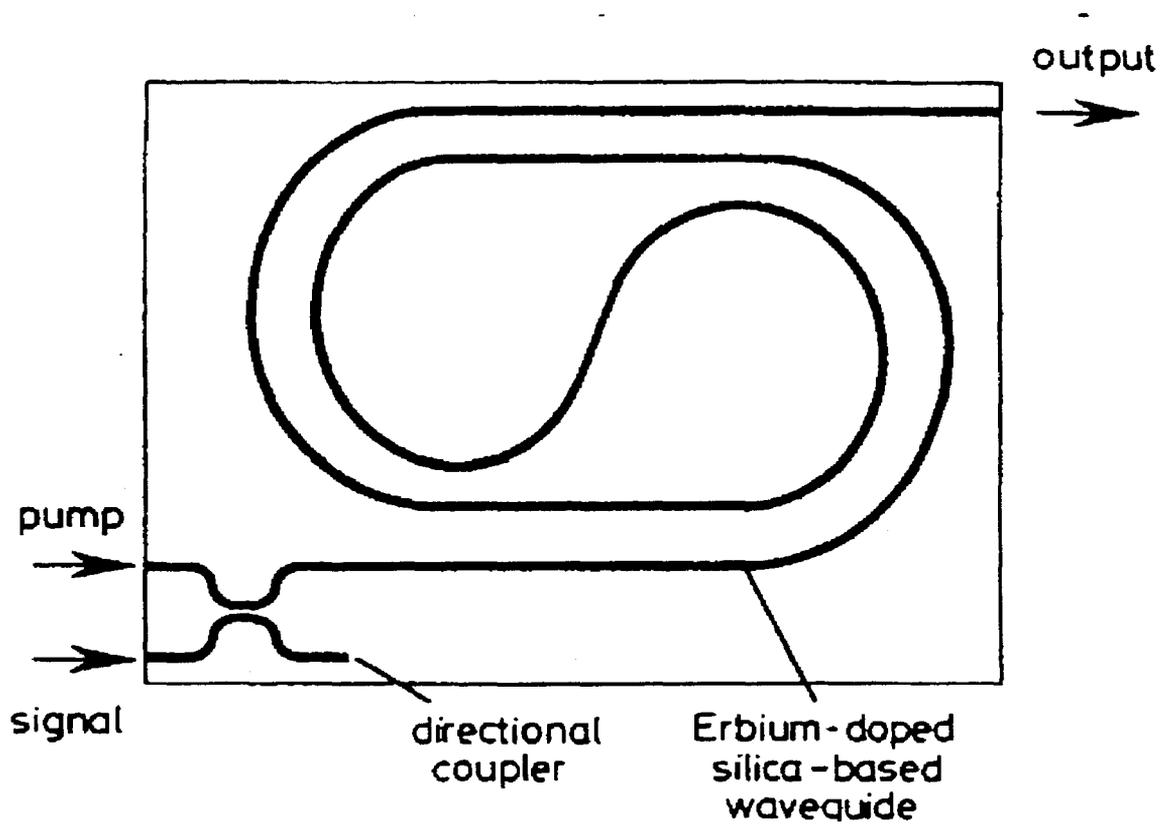


Figure I-2: Amplificateur optique intégré avec un coupleur<sup>19</sup>.

La technique *d'hydrolyse à la flamme* a été utilisée pour fabriquer des guides dopés à l'Erbium à base de silice<sup>16,17</sup>. Suivant ce procédé, il a été réalisé sur une plaque de silicium un coupleur intégré à un guide curviligne de 47,7 cm de longueur (figure I-2) présentant un gain record de 27 dB, soit 0,57 dB/cm<sup>18</sup>.

### ***1.2.3 La CVD (Chemical Vapour Deposition).***

La *CVD* consiste à faire réagir des mélanges gazeux qui se déposent ensuite en phase solide formant ainsi un film au dessus de l'échantillon. En introduisant des ions de *terre-rares* dans les gaz, il est possible ainsi de doper le film. Des *AGDEs* ont déjà été réalisés avec succès suivant ce procédé<sup>19</sup>.

### ***1.2.4 L'Épitaxie.***

L'épitaxie consiste à faire croître une couche *monocristalline* sur un cristal *monocristallin* présentant tous les deux un réseau constant et les mêmes propriétés cristallines. Les techniques d'épitaxie comme *l'épitaxie par jet moléculaire*, *l'épitaxie en phase vapeur*, *l'épitaxie en phase liquide* respectivement appelées dans la terminologie anglo-saxonne *MBE (Molecular Beam Epitaxy)*, *VPE (Vapour Phase Epitaxy)* et *LPE (Liquid Phase Epitaxy)* sont très bien maîtrisées concernant la croissance des matériaux semi-conducteurs. Cependant, elles sont rarement utilisées pour la croissance des matériaux diélectriques. Depuis quelques années, l'intérêt croissant pour les *terre-rares* a motivé de nombreux travaux visant à adapter ces techniques pour la croissance des matériaux hôtes des *terre-rares*. Ainsi, des films dopés aux ions de *terre-rares* ont été réalisés par *épitaxie en phase liquide*<sup>20</sup>, ainsi que par *épitaxie par jet moléculaire*<sup>21,22</sup>, en incorporant ces ions respectivement dans la solution et dans la source.

### ***1.2.5 L'échange ionique***

L'échange ionique a été pendant longtemps un procédé de fabrication des guides dopés. Cette technique permet de réaliser des guides présentant de faibles pertes (moins de 0,2 dB/cm à 1,3  $\mu\text{m}$ )<sup>23</sup> et permet de les doper aux *terre-rares* pour fabriquer par exemple des *AGDEs*<sup>24,25</sup>. Le premier guide dopé aux ions *terre-rares* grâce à cette technique date de 1974<sup>26</sup> et le premier *AGDE* de 1992<sup>27</sup>. L'Argent, le Cesium, et le Potassium ont été utilisés pour la fabrication des guides codopés *Nd* et *Er*<sup>28</sup>. Cependant, il est important de noter que l'échange ionique modifie la composition du substrat et peut affecter les propriétés structurales du verre.

### ***1.2.6 L'évaporation.***

La technique d'évaporation est très usitée dans la fabrication des guides optiques. Le principe est de vaporiser la source soit par des résistances chauffantes, soit par des faisceaux d'électrons. La vapeur obtenue se dépose ensuite par condensation sur le substrat, formant ainsi une fine pellicule. Des guides présentant des pertes de l'ordre de 0,11 dB/cm à la longueur d'onde de 1,3  $\mu\text{m}$  ont pu être fabriqués de cette manière, et il a été possible de les doper aux ions Erbium<sup>29</sup>.

### ***1.2.7 Guides composites.***

Un guide composite est une structure formée par la superposition de différentes couches fabriqués séparément. Suivant cette technique, il a été possible de fabriquer des *AGDEs* formés de guides passifs au dessus desquels était déposé un matériau dopé à l'Erbium. Dans ce cas, le couplage entre les modes du guide et la région active se fait par ondes évanescentes. L'intérêt de cette technique réside dans la possibilité de développer des guides actifs à partir des substrats dopés accessibles commercialement<sup>30</sup>.

### ***1.2.8 Le Sputtering.***

Cette technique est très utilisée pour la fabrication des guides optiques. Le principe consiste à éjecter les atomes d'une cible et de les déposer par adhésion sur un substrat. En choisissant des cibles contenant des ions *terre-rares*, il a été réalisé de cette manière des guides dopés aux *terre-rares*<sup>31,32,33</sup>.

### ***1.2.9 Le sol-gel.***

Le procédé *sol-gel* est l'une des techniques les plus prometteuses pour la fabrication des *AGDEs* bas coûts. Les détails concernant cette technique se trouvent au chapitre V. De nombreux travaux sont actuellement en cours visant à fabriquer des *AGDEs* par cette technique<sup>34,35,36</sup>.

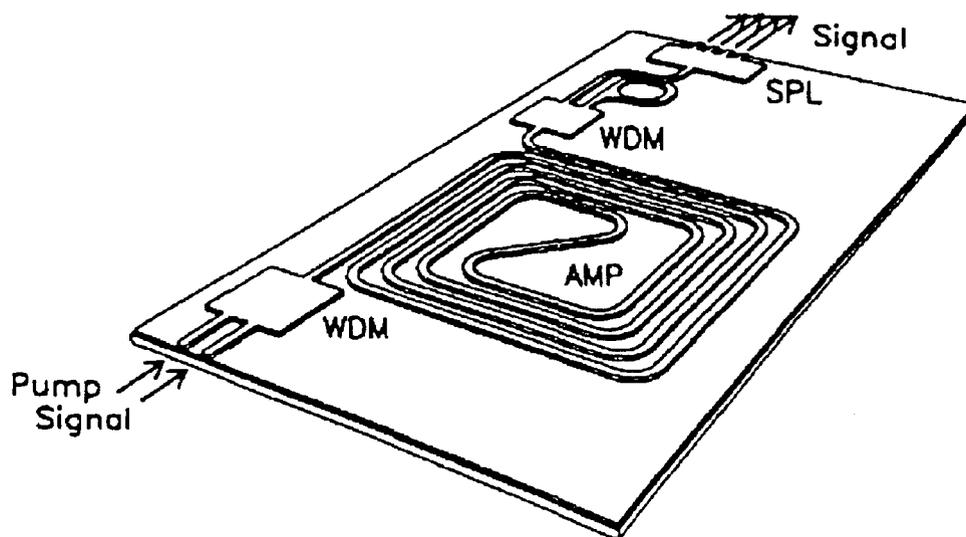
Nous résumons dans les tableaux ci-dessous les principaux travaux menés à ce jour concernant les guides dopés à l'Erbium (Tableau 1) et les Amplificateurs à base de Guides Dopés à l'Erbium (Tableau 2).

Tableau 1

Tech.	Mat.	[Er <sup>3+</sup> ]	L( cm)	$\alpha$ (dB/cm)	$\tau$ (ms)	$\lambda_p$ (nm)	Année
Impl. <sup>37</sup>	LiNbO <sub>3</sub>	1*10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>		0,33		1490	1990
Impl. <sup>38</sup>	LiNbO <sub>3</sub>			0,3		1480	1990
Impl. <sup>39</sup>	Silice	0,1 at%			15		1991
Impl. <sup>40</sup>	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	0,1 at%			12		1991
Impl. <sup>41</sup>	verre P	0,25at%			6,7		1991
E. ion. <sup>42</sup>	Verre	0,25wt%	0,8				1991
E ion. <sup>43</sup>	Verre	2wt%	4	0,8			1991
Impl. <sup>44</sup>	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	0,05at%			6,8		1992
Diff. <sup>45</sup>	LiNbO <sub>3</sub>	2,7*10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup>			7		1992
Comp. <sup>46</sup>	Verre		0,5				1992
Pulvé. <sup>47</sup>	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2at%	6	2,5	1	660	1992
Impl. <sup>48</sup>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,23 at%			7		1993
Impl. <sup>49</sup>	verre	0,4at%			6		1993
Diff. <sup>50</sup>	LiNbO <sub>3</sub>	1,8*10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	5	0,2			1993
E. ion. <sup>51</sup>	verre	2,6*10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	6	0,5			1993
DHF. <sup>52</sup>	Silice	0,5wt%		0,3	7		1993
Evap. <sup>53</sup>	fluoride		1				1993
Epitax. <sup>54</sup>	CaF <sub>2</sub>	5wt%					1993
Epitax. <sup>55</sup>	ZnF <sub>2</sub>						1993
Sol-gel <sup>56</sup>	Silice	0,5at%		0,2	3,5	800	1997

Tableau 2

Tech.	Mat.	[Er <sup>3+</sup> ]	L (cm)	$\alpha$ (dB/cm)	$\tau$ (ms)	$\lambda_p$ (nm)	P <sub>se</sub> (mW)	Gain (dB@mW)	Année
Impl. <sup>57</sup>	LiNbO <sub>3</sub>	1,4*10 <sup>21</sup> (cm <sup>-3</sup> )	2		2,4	1480		0,6@5	1991
Diff. <sup>58</sup>	LiNbO <sub>3</sub>			0,3		1480	50	1,2@87	1991
DHF. <sup>59</sup>	Silice	0,55 wt%	19,4			980	25	13,7@640	1992
Comp. <sup>60</sup>	Verre	0,15wt%	0,47			973		10@60	1992
Pulvé. <sup>61</sup>	Verre	0,7at%	2,4	1	5	975	120	0@120	1992
DHF. <sup>62</sup>	Silice	3800ppm	23	0,15		980	27	9,4@99	1993
DHF. <sup>63</sup>	Silice	0,47wt%	35			980	39	24@200	1993
PECVD. 64	Verre	4,3*10 <sup>19</sup>	7,5	0,17		980	23	5@420	1993
PECVD. 65	Verre	0,48wt%	6,6	0,21		980	63	2,2@420	1993
E. ion. <sup>66</sup>	Verre	3,3*10 <sup>19</sup>	3,8		8	528	70	0,5@180	1993
Pulvé. <sup>67</sup>	Verre	1,4at%	4,5	1		975	50	15@280	1993
Pulvé. <sup>68</sup>	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,34at%	3,9	1	6,1	1480	10	14@2	1993
DHF. <sup>69</sup>	Silice	0,45wt%	47,7			980	55	27	1994
Impl. <sup>70</sup>	Silicium	2,7*10 <sup>20</sup> (cm <sup>-3</sup> )	4	0,35	7,8	1480	3	2,3@9	1996



**Figure I-3: Schéma d'un AGDE intégré avec 1 multiplexeur (WDM), un démultiplexeur (WDM) et un diviseur 1\*4 (SPL) <sup>72</sup>.**

DHF= Dépôt par hydrolyse à la flamme.	$[Er^{3+}]$ = Concentration en ions Erbium
	Mat. =Matériau hôte.
Pulvé= Dépôt par pulvérisation.	L= Longueur de l'amplificateur.
E. ion= Echange ionique.	$\alpha$ = Pertes de propagation.
Comp=Guides composites.	$\tau$ = durée de vie de la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ .
Impl. = Implantation ionique.	$\lambda_p$ = Longueur d'onde de pompe.
Diff.= Diffusion.	$P_{se}$ = Puissance de pompe de seuil.

### ***1.3 APPLICATIONS DES AGDEs.***

Comme nous l'avons dit dans l'introduction, la compensation des pertes dans les composants de *l'Optique Intégrée* est l'une des applications les plus prometteuses des *AGDEs*. La figure I-3 montre à titre d'exemple, le schéma d'un *AGDE* intégré avec un diviseur 1\*4, un multiplexeur *WDM (Wavelength Division Multiplexer)*, et un *démultiplexeur WDM*<sup>71</sup>. Dans ce cas, l'*AGDE* a pour rôle de compenser les pertes liées entre autre à la répartition de la puissance du signal dans les quatre canaux de sortie du circuit.

Signalons pour finir la possibilité d'utiliser des *AGDEs* comme capteur de température<sup>72</sup>, suivant le principe de *BOLTZMANN* relatif à la distribution des atomes sur les niveaux d'énergie en fonction de la température (voir chapitre III).

### ***1.4 CONCLUSION***

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différentes technologies permettant l'élaboration des amplificateurs à base de guides dopés à l'erbium. Certaines d'entre elles sont connues et sont largement utilisées dans le domaine des semi-conducteurs. D'autres cependant,

comme la technologie *sol-gel* sont encore dans une phase exploratoire en ce qui concerne la fabrication des *AGDEs*. Nous verrons par la suite (chapitre V) les détails technologiques du procédé *sol-gel* que nous avons largement utilisé dans ce travail.

## REFERENCES DU CHAPITRE I

- <sup>1</sup> M. J. Weber, *Science and technology of laser glass*, J. Non-Cryst. Solids, 1 (1990).
- <sup>2</sup> M. W. P. Standberg, *Inherent noise of quantum mechanical amplifiers*, Phys. Rev, vol. 106, no. 4, p. 617 (1957).
- <sup>3</sup> H. Haken, *Laser theory*, Springer-Verlag, New York, (1984).
- <sup>4</sup> K. Hattori, T. Kitagawa, M. Wada, J. Temmyo and M. Horiguchi, *Erbium-doped silica based planar waveguide amplifier pumped by 0,98 pump laser diodes*, Elec. Lett. vol. 29, no. 4 p. 357 (1993).
- <sup>5</sup> A.V. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, Ph. Boucaud, H. Bernas, J. Chaumont and T. Plowman, *Deep high-dose erbium implantation of low-loss silicon oxynitride waveguides*, Elec. Lett. vol. 30, no. 22, p. 1850 (1994).
- <sup>6</sup> S. Sriram, W. D. Partlow & C. S. Liu, *Low-loss optical waveguide using plasma deposited silicon nitride*, Appl. Opt., vol. 22, no. 23, p. 3664 (1983).
- <sup>7</sup> M. Kawachi, M. Yasu & M. Kobayashi, *Flame hydrolysis of SiO<sub>2</sub>-TiO<sub>2</sub> glass planar optical waveguide on silicon*, Jpn. Journ. Appl. Phys., vol. 22, no. 12, p. 1932 (1983).
- <sup>8</sup> A.V. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, Ph. Boucaud, H. Bernas, J. Chaumont and T. Plowman, *Deep high-dose erbium implantation of low-loss silicon oxynitride waveguides*, Elec. Lett. vol. 30, no. 22, p. 1850(1994).
- <sup>9</sup> A. Polman, D.C. Jacobson, D.J. Eaglesham, R.C. Kistler, and J.M. Poate, *Optical doping of waveguide materials by MeV Er implantation*, J. Appl. Phys. vol. 70, no. 7, p. 3778 (1991).
- <sup>10</sup> O Lumholt, H. Bernas, A. Chabli, J. Chaumont, G. Grand and S. Valette, *Low-Energy Erbium implanted Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si Waveguides*, Elec. Lett. vol. 28, no. 24 p. 2242 (1992).
- <sup>11</sup> A. Polman and J.M. Poate, *Ion irradiation damage in Er-doped silica probed by the Er<sup>3+</sup> luminescence lifetime at 1,535 μm*, J. Appl. Phys. vol. 73, no. 4, p. 1669 (1993).
- <sup>12</sup> O. Lumholt, H. Bernas, A. Chabli, J. Chaumont, G. Grant and S. Valette, *Low-energy erbium implanted Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si waveguides*, Elec. Lett. vol. 28, p. 2242 (1992).
- <sup>13</sup> Y. Hibino, T. Kitagawa, M. Shimizu, F. Hanawa and A. Sugita, *Neodymium doped silica optical waveguide laser on silicon substrate*, IEEE Photon. Technol. Lett. 1, p. 349 (1989).
- <sup>14</sup> T. Kitagawa, K. Hattori, M. Shimizu, Y. Ohmori and M. Kobayashi, *Guided wave laser based on Erbium-doped silica planar lightwave circuit*, Elec. Lett. vol. 27, p. 334 (1991).

- 
- <sup>15</sup> R. Tumminelli, F. Hakimi and J. Haavisto, *Integrated optic Nd-glass laser fabricated by flame hydrolysis deposition using chelates*, Opt. Lett. vol. 16, p. 1098 (1991).
- <sup>16</sup> J. A. Bebbington, G. Barbarossa, J. R. Bonar, and J. S. Aitchison, *Rare earth silica waveguides on Si fabricated by flame hydrolysis deposition and aerosol doping*, Appl. Phys. Lett. vol. 62, no. 4, p. 337 (1993).
- <sup>17</sup> K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Erbium-doped silica-based waveguide amplifier integrated with a 980/1530 nm WDM coupler*, Elec. Lett. vol. 30, no. 11, p. 856 (1994).
- <sup>18</sup> K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Erbium-doped silica-based waveguide amplifier integrated with a 980/1530 nm WDM coupler*, Elec. Lett. vol. 30, no. 11, p. 856 (1994).
- <sup>19</sup> K. Shuto, K. Hattori, T. Kigawa, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Erbium doped phosphosilicate glass waveguide fabricated by PECVD*, Elec. Lett. vol. 26, p. 139 (1993).
- <sup>20</sup> I. Chartier, B. Ferrand, D. Pelenc, S. J. Field, D. C. Hanna, A. C. Large, D. P. Sheperd and A. C. Tropper, *Growth and low-threshold laser oscillation of an epitaxially grown Nd :YAG waveguides*, Opt. Lett. vol. 17, p. 810 (1992).
- <sup>21</sup> L. E. Bausa, R. Legros and A. Munoz-Yague,  *$Nd^{3+}$  incorporation in  $CaF_2$  layers grown by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. vol 59, p. 152 (1991).
- <sup>22</sup> M. Lui, R. A. McFarlane, D. Yap and D. Lederman, *Upconversion luminescence of Er-doped  $ZnF_2$  channel waveguides grown by MBE*, Elec. Lett. vol. 29, p. 172 (1993).
- <sup>23</sup> S. Honkanen, *Silver-film ion-exchange technique*, in *Introduction to glass integrated optics*, ed. S. Iraj Najafi (Artech House Inc, 1992).
- <sup>24</sup> S. Honkanen, S. I. Najafi, P. Poyhonen, G. Orcel, W. J. Wang and J. Chrostowski, *Silver film ion exchanged singlemode waveguides in Er doped phosphate glass*, Elec. Lett. vol. 27, p. 2167 (1991).
- <sup>25</sup> S. Honkanen, S. I. Najafi, and W.J. Wang, *Composite rare-earth doped glass waveguides*, Elec. Lett., vol. 28, no. 8, p. 746 (1992).
- <sup>26</sup> N. Saruwatari and T. Izawa, *Nd-glass laser with three-dimensional optical waveguide*, Appl. Phys. Lett. vol. 24, p. 603 (1974).
- <sup>27</sup> W. J. Wang, S. I. Najafi, S. Honkanen, Q. He, C. Wu and J. Glinski, *Erbium-doped composite glass waveguide amplifier*, Elec. Lett. vol. 28, p. 1872 (1992).

- 
- <sup>28</sup> S. I. Najafi, W. J. Wang, J. F. Currie and R. Leonelli, *Fabrication and characterization of neodymium-doped glass waveguides*, IEEE Photon. Tech. Lett. 1 p.109 (1989).
- <sup>29</sup> M. Nakazawa and Y. Kimura, *Electron-beam vapour deposited erbium-doped glass waveguide laser at 1.53  $\mu\text{m}$* , Elec. Lett. vol, 28, p. 2054 (1992).
- <sup>30</sup> S. Honkanen, S. I. Najafi and W. J. Wang, *Composite rare-earth-doped glass waveguides*, Elec. Lett. vol. 28, p. 746 (1992).
- <sup>31</sup> M. Yamaga, K. Yusa and Y. Miyazaki, *Optical waveguide of Nd-doped garnet thin film RF-sputtered on  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  substrate*, Japan. J. Appl. Phys. vol. 25, p.194 (1986).
- <sup>32</sup> J. Shmulovich, A. Wong, Y. H. Wong, A. J. Bruce, W. H. Grodkiewicz and G. W. Berkstresser, *Deposition and characterisation of Er-doped silicate films on silicon*, Ceramic Trans. Vol. 28, p. 369 (1992).
- <sup>33</sup> T. H. Hoekstra, H. Albers, P. V. Lambeck and Th. J. A. Popma, *Sputter-deposited erbium-doped  $\text{Y}_2\text{O}_3$  active optical waveguides*, Elec. Lett. vol 29, p. 581 (1993).
- <sup>34</sup> X. Orignac and D. Barbier, X. M. Du and R.M. Almeida, *Fabrication and characterization of sol-gel planar waveguides doped with rare-earth ions*, Appl. Phys. Lett. vol. 69, no. 7, p. 895 (1996).
- <sup>35</sup> M. Benatsou, B. Capoen, and M. Bouazaoui, W. Tchana and J.P. Vilcot, *Elaboration par voie sol-gel et caractérisation optique de guides d'ondes planaires aluminosilicates dopés  $\text{Er}^{3+}$*  JNOG'96 (1996).
- <sup>36</sup> D. Moutonnet, R. Chaplain, M. Gauneau, Y. Pelous and J. L. Rehspringer, *Realisation and characterisation of Er and Yb glasses obtained by the sol-gel method*, Mat. Sci. Eng. B9, p.455 (1991).
- <sup>37</sup> R. Brinkmann, Ch. Buchal, St. Mohr, W. Sohler and H. Suche, *Annealed erbium implanted single mode  $\text{LiNbO}_3$  waveguides*, Proc. Integr. Photon. Res. Conf, Hilton Head, PD1-1(1990).
- <sup>38</sup> R. Brinkmann, W. Sohler and H. Suche, *Absorption, fluorescence and stimulated emission in Ti-Diffused Er : $\text{LiNbO}_3$  waveguides*, SPIE Proc. p. 1362 (1990).
- <sup>39</sup> A. Polman, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, R. C. Kistler and J. M. Poate, *Optical doping of waveguide materials by MeV implantation*, J. Appl. Phys. vol. 70, p. 3778 (1991).
- <sup>40</sup> A. Polman, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, R. C. Kistler and J. M. Poate, *Optical doping of waveguide materials by MeV implantation*, J. Appl. Phys. vol. 70, p. 3778 (1991).
- <sup>41</sup> A. Polman, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, R. C. Kistler and J. M. Poate, *Optical doping of waveguide materials by MeV implantation*, J. Appl. Phys. vol. 70, p. 3778 (1991).

- 
- <sup>42</sup> S. Honkanen, S. I. Najafi, P. Poyhonen, G. Orcel, W. J. Wang and J. Chrostowski, *Silver film ion exchanged singlemode waveguides in Er doped phosphate glass*, Elec. Lett. vol. 27, p. 2167 (1991).
- <sup>43</sup> M. M. Abouelleil, G. A. Ball, W. L. Nighan and D. J. Opal, *Low loss erbium doped ion exchanged channel waveguides*, Opt. Lett. vol. 16, p. 1949 (1991).
- <sup>44</sup> O. Lumholt, H. Bernas, A. Chabli, J. Chaumont, G. Grant and S. Valette, *Low-energy erbium implanted Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si waveguides*, Elec. Lett. vol. 28, p. 2242 (1992).
- <sup>45</sup> D. M. Gill, A. Judy, L. McCaughan and J. C. Wright, *Method for the local incorporation of Er into LiNbO<sub>3</sub> guided wave optic devices by Ti co-difusion*, Appl. Phys. Lett. vol. 60, p. 1067 (1992).
- <sup>46</sup> S. Honkanen, S. I. Najafi and W. J. Wang, *Composite rare earth doped glass waveguides*, Elec. Lett. vol. 28, p. 746 (1992).
- <sup>47</sup> T. H. Hoekstra, L. T. H. Hilderink, P. V. Lambeck and Th. J. A. Popma, *Photoluminescence and attenuation of spray-pyrolysis deposited erbium-doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> planar optical waveguides*, Opt. Lett. vol. 17, p. 1506 (1992).
- <sup>48</sup> G. N. van den Hoven, E. Snoeks, A. Polman, J. W. M. van Uffelen, Y. S. Oei and M. K. Smit, *Photoluminescence characterisation of Er-implanted Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films*, Appl. Phys. Lett. vol. 62, p. 3065 (1993).
- <sup>49</sup> E. Snoeks, G.N. van den Hoven and A. Polman, *Optical doping of soda-lim-silicate glass with erbium by ion implantation*, J. Appl. Phys. vol. 12, no. 73, p. 8179 (1993).
- <sup>50</sup> I. Baumann, R. Brinkmann, Ch. Buchal, M. Dinand, M. fleuster, H. Holtzberger, W. Sohler and H. Suche, *Er-Indiffused waveguides in LiNbO<sub>3</sub>*, Proc. ECIO'93 3-14 (1993).
- <sup>51</sup> X. H. Zheng and R. J. Mears, *Planar optical waveguides formed by erbium exchange in glass*, Appl. Phys. Lett. vol. 62, p. 793 (1993).
- <sup>52</sup> J. A. Bebbington, G. Barbarossa, J. R. Bonar, and J. S. Aitchison, *Rare earth silica waveguides on Si fabricated by flame hydrolysis deposition and aerosol doping*, Appl. Phys. Lett. vol. 62, no. 4, p. 337 (1993).
- <sup>53</sup> B. Boulard, O. Perrot, C. Jacoboni, A. Remillieux and B. Jacquier, *Optical characterisation of new rare earth doped fluoride waveguides grown by PVD technique*, Proc. ECIO'93, 3-6 (1993).
- <sup>54</sup> E. Daran, L. E. Bausa, A. Munoz-Yague and C. Fontaine, *Er<sup>3+</sup> doping of CaF<sub>2</sub> layers grown by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett. vol. 62, p. 2616 (1993).

- 
- <sup>55</sup> M. Lui, R. A. McFarlane, D. Yap and D. Lederman, *Upconversion luminescence of Er-doped ZnF<sub>2</sub> channel waveguides grown by MBE*, Elec. Lett. vol. 29, p. 172 (1993).
- <sup>56</sup> M. Benatsou, B. Capoen, M. Bouzaoui, W. Tchana & J.P. Vilcot, *Preparation and characterization of Sol-Gel Derived Er<sup>3+</sup> - Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> Planar Waveguides*, Appl. Phys. Lett. vol. 71, no. 4, p. 428 (1997).
- <sup>57</sup> S. Helmfrid, G. Arvidsson, J. Webjorn, M. Linnarson and T. Phil, *Stimulated emission in Er :Ti :LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides close to 1,53 μm transition*, Elec. Lett. vol. 27, p. 913 (1991).
- <sup>58</sup> R. Brinkmann, W. Sohler and H. Suche, *Broadband gain in single mode Erbium diffused Ti :LiNbO<sub>3</sub> strip waveguides*, Proc. ECOC'91, TuB4-4 p. 157 (1991).
- <sup>59</sup> T. Kitagawa, K. Hattori, K. Shuto, M. Yasu, M. Kobayashi and M. Horiguchi, *Amplification in Erbium doped silica based planar lightwave circuits*, Elec. Lett. vol. 28, p. 1818 (1992).
- <sup>60</sup> W.J. Wang, S.I. Najafi, S. Honkanen, Q. He, C. Wu and J. Glinski, *Erbium-doped composite glass waveguide amplifier*, Elec. Lett. vol. 28, p. 1872 (1992) Comment in : Electron. Lett. vol. 29, p. 131 (1993).
- <sup>61</sup> J. Shmulovich, A. Wong, Y.H. Wong, P.C. Becker, A.J. Bruce and , R. Adar, *Er<sup>3+</sup> glass waveguide amplifier at 1,5 μm on silicon*, Elec. Lett. vol. 28, p. 1181 (1992).
- <sup>62</sup> K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, M. Wada, J. Temmyo and M. Horiguchi, *Erbium doped silica based planar waveguide amplifier pumped by 0,98 μm laser diodes*, Elec. Lett. vol. 29, p. 357 (1993).
- <sup>63</sup> T. Kitagawa, K. Hattori, K. Shuto, M. Oguma, J. Temmyo, S. Suzuki and M. Horiguchi, *Erbium-doped silica-based planar amplifier module pumped by laser diodes*, Proc. ECOC'93, ThC12. 11 p. 41 (1993).
- <sup>64</sup> K. Shuto, K. Hattori, T. Kitagawa, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Erbium doped phosphosilicate glass waveguide amplifier fabricated by PECVD*, Elec. Lett. vol. 29, p. 139 (1993).
- <sup>65</sup> K. Shuto, K. Hattori, T. Kitagawa, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Single mode waveguide amplifier and laser in Erbium doped glass waveguide fabricated by PECVD*, Proc. ECOC'93, MoP2.3 p. 53 (1993).
- <sup>66</sup> D. Trouchet, A. Beguin, P. Laborde and C. Lermينياux, *Er<sup>3+</sup> glass waveguide amplifier using the ion exchange technique*, Proc. OFC'93, WG9 p. 106 (1993).

<sup>67</sup> J. Shmulovich, Y.H. Wong, G. Nykolak, P.C. Becker, R. Adar, A.J. Bruce, D.J. Muehlner, G. Adams and M. Fishteyn, *15 dB net gain demonstration in Er<sup>3+</sup> glass waveguide amplifier on silicon*, Proc OFC'93, PDP18-1, p. 75 (1993).

<sup>68</sup> T.H. Hoekstra, P.V. Lambeck, H. Albers and Th. J. A. Popma, *Sputter deposited Erbium-doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> active optical waveguides*, Elec. Lett. vol. 29, p. 581 (1993).

<sup>69</sup> K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori and M. Horiguchi, *Erbium doped silica based planar waveguide amplifier integrated with a 980/1530 nm WDM coupler*, Elec. Lett. vol. 30, p. 856 (1994).

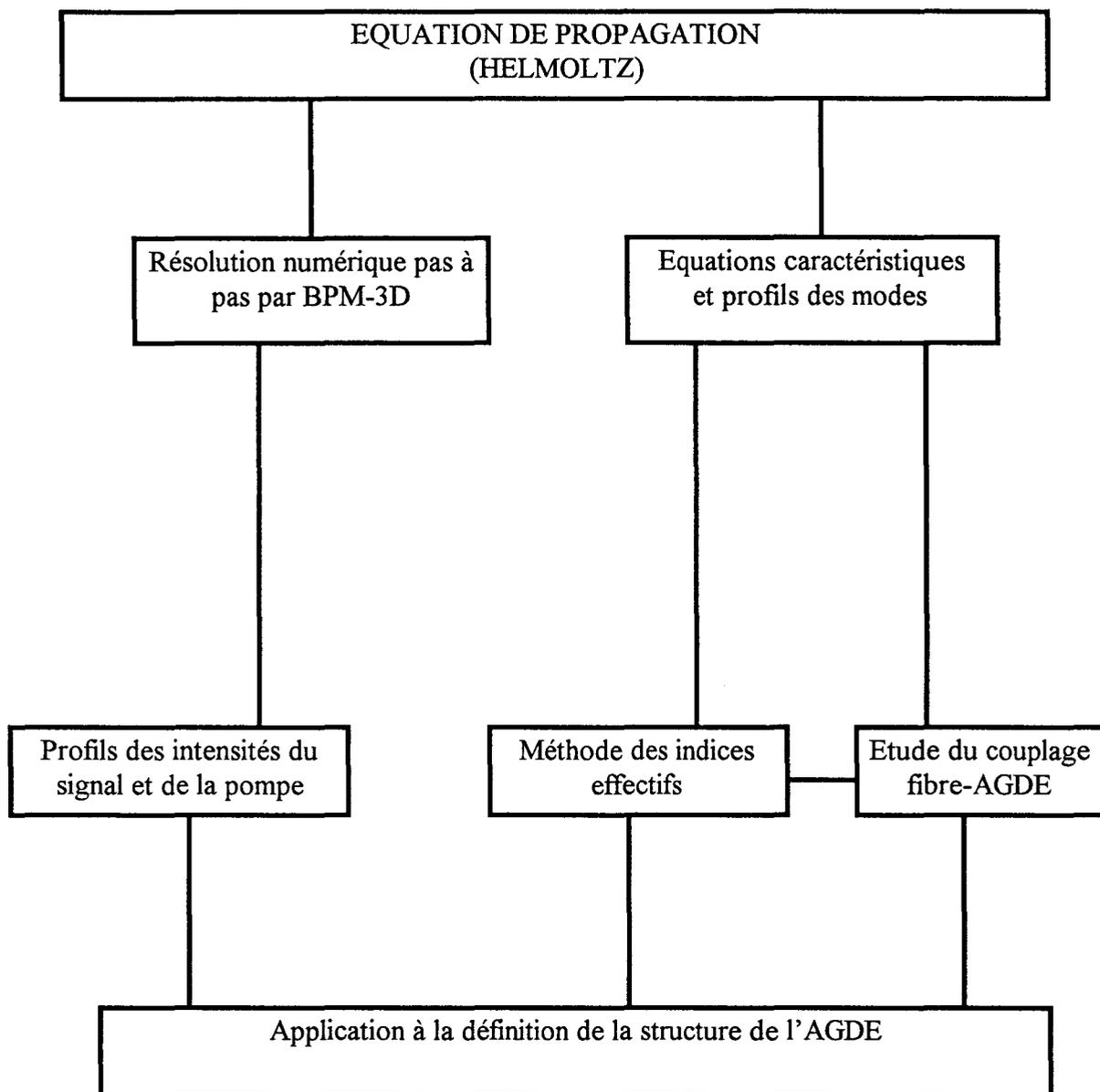
<sup>70</sup> G. N. Van den Hoven, R. J. I. M. Koper, and A. Polman. C. van Dam, J. W. M. van Uffelen, and M. K. Smit, *Net optical gain at 1.53 μm in Er-doped Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> waveguides on silicon*, Appl. Phys. Lett. vol. 68, no. 14, p. 1886 (1996).

<sup>71</sup> A Polman, *Erbium implanted thin photonic materials* J. Appl. Phys. vol. 82, no. 1, (1997).

<sup>72</sup> E. Snitzer, W.W. Morey and W.H. Glenn, *Fiber optic rare earth temperature sensors*, Proc. First Int. Conf. Fiber Sensors, IEE Conf. Publ. vol. 221, p. 79 (1983).

<sup>73</sup> M. Bensoussan, Mémento technique no 3. France Télécom.





**Figure II-1 : Organisation schématique du chapitre II**

## II. CHAPITRE II : ETUDE DE LA PROPAGATION GUIDEE

Dans ce chapitre, nous décrivons les outils de modélisation nécessaires à l'étude de la propagation guidée des circuits de l'optique intégrée. La Figure II-1 décrit le schéma synoptique du chapitre.

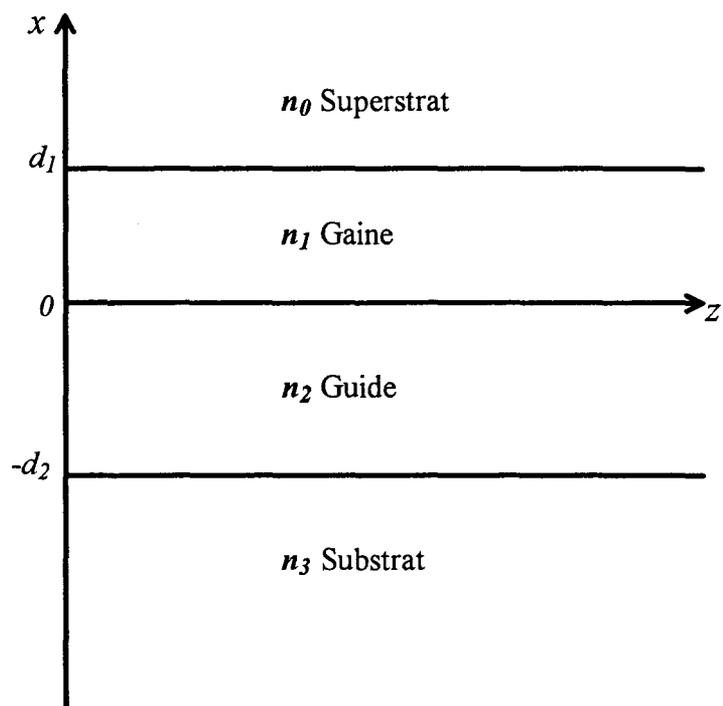
Partant de l'équation homogène de HELMOLTZ, nous déduisons les équations caractéristiques des modes de propagation dans les structures planes à géométrie invariante. Nous appliquons la résolution de ces équations à la conception d'un AGDE, et à l'analyse du problème sensible du couplage fibre-AGDE.

Ensuite, nous montrons comment passer à une étude de la propagation guidée dans une structure à géométrie variable avec une méthode des faisceaux propagés (*BPM ou Beam Propagation Method*).

### II.1 PROPAGATION DANS UNE STRUCTURE A GEOMETRIE FIXE.

D'une manière générale, l'AGDE peut être considéré comme un guide optique actif, formé au moins de trois couches d'indices différents. La couche guidante est la couche active et peut s'étudier d'un point de vue de la propagation en appliquant les conditions aux limites aux interfaces.

Considérons par exemple une structure formée de quatre couches homogènes d'indices de réfraction  $n_0, n_1, n_2, n_3$  (figure II-2). Nous considérons une propagation par réflexion totale dans la couche active dont l'indice est  $n_2$ . Cela impose:



**Figure II-2 : Guide optique plan : définition des paramètres**

$$\begin{array}{l} n_2 > \max(n_1, n_3) \\ \text{et} \\ n_0 \leq n_1 \end{array} \quad \text{[II-1]}$$

Autrement dit, l'indice de réfraction de la couche guidante doit être supérieur aux indices des autres couches. Cette condition est nécessaire au guidage, mais elle ne fait pas apparaître le caractère modal de la propagation des signaux dans l'AGDE. Comme nous le verrons plus tard, cet aspect modal de la propagation doit être pris en compte car il est important qu'il y ait un bon recouvrement des modes du signal et de la pompe avec le coeur de l'amplificateur.

Pour tenter d'y voir un peu plus clair, résolvons dans chaque couche de la structure de la figure II-2, l'équation de *HELMOLTZ* qui régit la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu homogène.

Cette équation s'écrit :

$$\vec{\nabla} \vec{E}(r) + k_0^2 n_i^2 \vec{E}(r) = 0 \quad \text{[II-2]}$$

$$\text{avec } k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{[II-3]} \quad (\text{constante de propagation dans le vide de l'onde de}$$

longueur d'onde  $\lambda_0$ )

$i=0, 1, 2, 3$  dénote le milieu dans lequel on se trouve.

Pour une polarisation de type *TE* (composantes  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$  non nulles), les solutions de l'équation de *HELMOLTZ* dans ces différents milieux composant l'AGDE sont des ondes planes :

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0(r) \exp(-j\beta_i r) \quad \text{[II-4]}$$

où  $\beta_i$  est la constante de propagation de l'onde dans le milieu concerné et vérifie la relation de dispersion:

$$\beta_i^2 = k_0^2 n_i^2 \quad \text{[II-5]}$$

L'étude de la propagation dans la structure plane se fait en résolvant simultanément les quatre équations solutions de l'équation de *HELMOLTZ* dans les quatre milieux composant la structure aussi bien pour le signal que pour la pompe.

Supposons que la propagation se fasse suivant un axe  $z$  et que le plan de l'*AGDE* soit perpendiculaire à la direction  $x$ . Le guide optique étant supposé uniforme dans la direction  $y$ , le champ électrique décrivant le mode de propagation *TE* s'écrit :

$$\vec{E}(r) = E_y(x) \exp(-j\beta z) \quad \text{[II-6]}$$

L'équation de *HELMOLTZ* devient :

$$\frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) E_y(x) = 0 \quad \text{[II-7]}$$

Les solutions de l'équation ci-dessus [II-7] dépendent du signe de la grandeur

$$(k_0^2 n_i^2 - \beta^2) \quad \text{[II-8]}$$

Ces solutions sont sinusoïdales ou exponentielles suivant que cette grandeur [II-8] est positive ou négative. Pour avoir un mode guidé, il faut qu'il y ait confinement de l'onde dans la couche active, ce qui impose que le champ dans la région active soit sinusoïdal et *exponentiellement* décroissant en dehors.

On définit l'indice effectif  $n_e$  de propagation de l'onde optique dans la structure de la manière suivante :

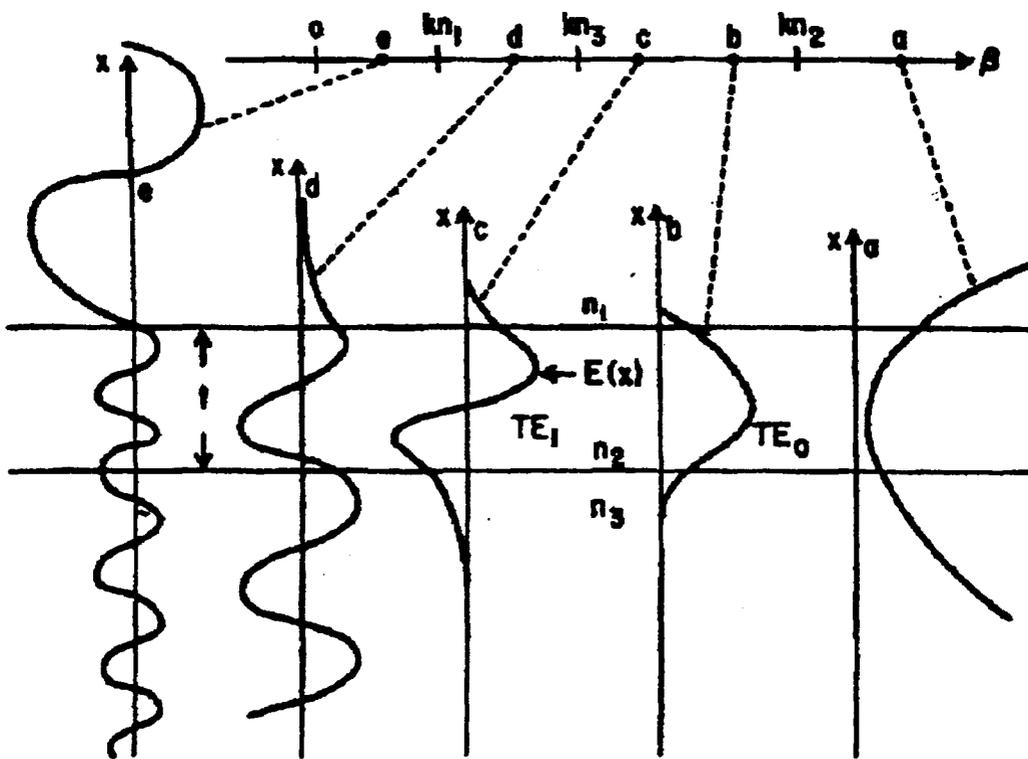


Figure II-3: Différents modes possibles dans un guide plan à 3 couches<sup>1</sup>.

$$n_e = \frac{\beta}{k_0} \quad \text{[II-9]}$$

Il apparaît ainsi que la condition de guidage exprimée par la relation [II-1] se traduit par une condition sur l'indice effectif. Ce dernier doit donc être compris entre l'indice de réfraction de la couche guidante et le plus grand des deux autres indices.

$$n_2 > n_e > n_3 \quad \text{[II-10]} \text{ si } n_3 \text{ est supérieur ou égal à } n_1.$$

La figure II-3 décrit les modes théoriquement possibles dans un guide plan à trois couches<sup>1</sup>. Le mode (a) est une solution non physique car le champ est exponentiel en dehors de la couche guidante. Les modes (b) et (c) sont des modes guidés. Ce sont les modes *TE0* et *TE1* qui sont tributaires de l'épaisseur de la couche guidante. Le mode (d) est appelé mode de substrat. Il correspond à un champ exponentiel dans le *superstrat* et sinusoïdal dans les autres couches. Le mode (e) représente les solutions sinusoïdales de l'équation [II-7] dans les trois couches.

### II.1.1 Equations caractéristiques et profils de champ.

Comme nous l'avons dit plus haut, le caractère modal de propagation apparaît dès qu'on résout l'équation [II-7] en tenant compte des conditions de continuité pour ne retenir que des solutions physiquement acceptables.

Pour les différents milieux d'indice  $n_1$ ,  $n_2$ , et  $n_3$  (figure II-2), on peut exprimer le champ électrique de la forme suivante :

$$E_{y,2}(x) = A \exp(i\alpha x) + B \exp(-j\alpha x) \quad \text{[II-11]}$$

$$\text{avec } \alpha^2 = k_0^2(n_2^2 - n_e^2) \quad \text{[II-12]}$$

$$E_{y,0}(x) = A' \exp(px) + B' \exp(-px) \quad \text{[II-13]}$$

$$E_{y,1}(x) = A'' \exp(qx) + B'' \exp(-qx) \quad \text{[II-14]}$$

$$E_{y,3}(x) = A''' \exp(rx) + B''' \exp(-rx) \quad \text{[II-15]}$$

$$\text{avec } p^2 = k_0^2(n_e^2 - n_0^2), \quad q^2 = k_0^2(n_e^2 - n_1^2) \text{ et } r^2 = k_0^2(n_e^2 - n_3^2) \quad \text{[II-16]}$$

En dehors de la couche guidante, l'amplitude du champ électrique doit diminuer à mesure qu'on s'en éloigne, ce qui impose  $A' = 0$  et  $A''' = 0$ .

D'autre part, la conservation des composantes transversales des champs magnétiques et électriques nous permet d'avoir les expressions analytiques des champs électriques dans les quatre régions de la structure. On a :

$$E_{y,0} = A_0 \exp[-p(x - d_1)] \quad \text{[II-17]}$$

$$E_{y,1}(x) = \frac{A_0}{2} \left\{ \left(1 - \frac{p}{q}\right) \exp(q(x - d_1)) + \left(1 + \frac{p}{q}\right) \exp(-q(x - d_1)) \right\} \quad \text{[II-18]}$$

[II-19]

$$E_{y,2}(x) = \frac{A_0}{2} \left\{ \left( 1 - \frac{p}{q} \right) \exp(-qd_1) \left( \cos(\alpha x) + \frac{q}{\alpha} \sin(\alpha x) + \left( 1 + \frac{p}{q} \right) \exp(qd_1) \left( \cos(\alpha x) - \frac{q}{\alpha} \sin(\alpha x) \right) \right) \right\}$$

$$E_{y,3} = E_{y,2}(-d_2) \exp[r(x - d_2)] \quad [\text{II-20}]$$

$A_0$  est un facteur de normalisation du flux d'énergie transporté par l'onde électromagnétique.

Pour finir, la condition de continuité de la dérivée du champ électrique aux interfaces *guide-gaine* appliquée aux expressions des champs électriques ci-dessus débouche sur une autre équation appelée *équation caractéristique des modes TE* et qui a pour expression :

$$d_2 k_0 \sqrt{n_1^2 - n_e^2} = \text{arctg}\left(\frac{r}{\alpha}\right) + \text{arctg}\left(\frac{q(a-b)}{\alpha(a+b)}\right) + m\pi \quad [\text{II-21}]$$

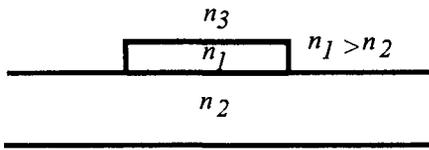
avec

$$a = \left( 1 - \frac{p}{q} \right) \exp(qd_1) \quad \text{et} \quad b = \left( 1 + \frac{p}{q} \right) \exp(-qd_1) \quad [\text{II-22}]$$

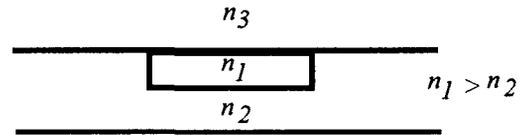
Cette équation admet des solutions discrètes suivant les valeurs du nombre  $m$  égal au nombre de maxima du champ moins un. Chaque solution discrète de cette équation caractéristique correspond à un mode propre du guide d'*indice effectif*  $n_e$ .

Dans le cas particulier d'un guide à trois couches, l'équation caractéristique de propagation des modes *TE* est obtenue en faisant  $d_1=0$ .

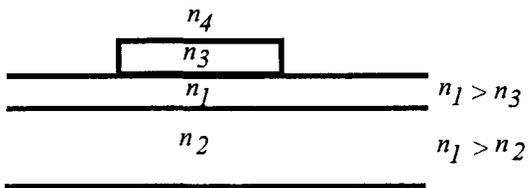
D'une manière analogue, on détermine l'équation caractéristique des modes *TM*. On peut déduire de l'étude précédente, champs et équation caractéristique pour les ondes *TM* en faisant les substitutions suivantes<sup>2</sup>:



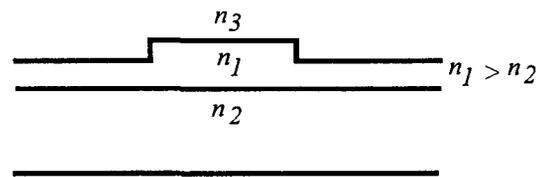
a) guide rectangulaire ou surélevé



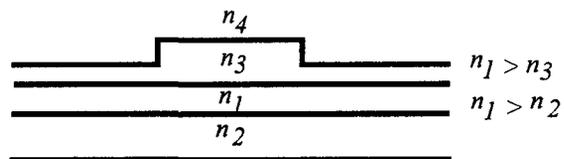
b) guide enterré



c) guide chargé par un ruban



d) guide en arête



e) guide chargé par une arête

**Figure II-4: Différents types de guides tridimensionnels**

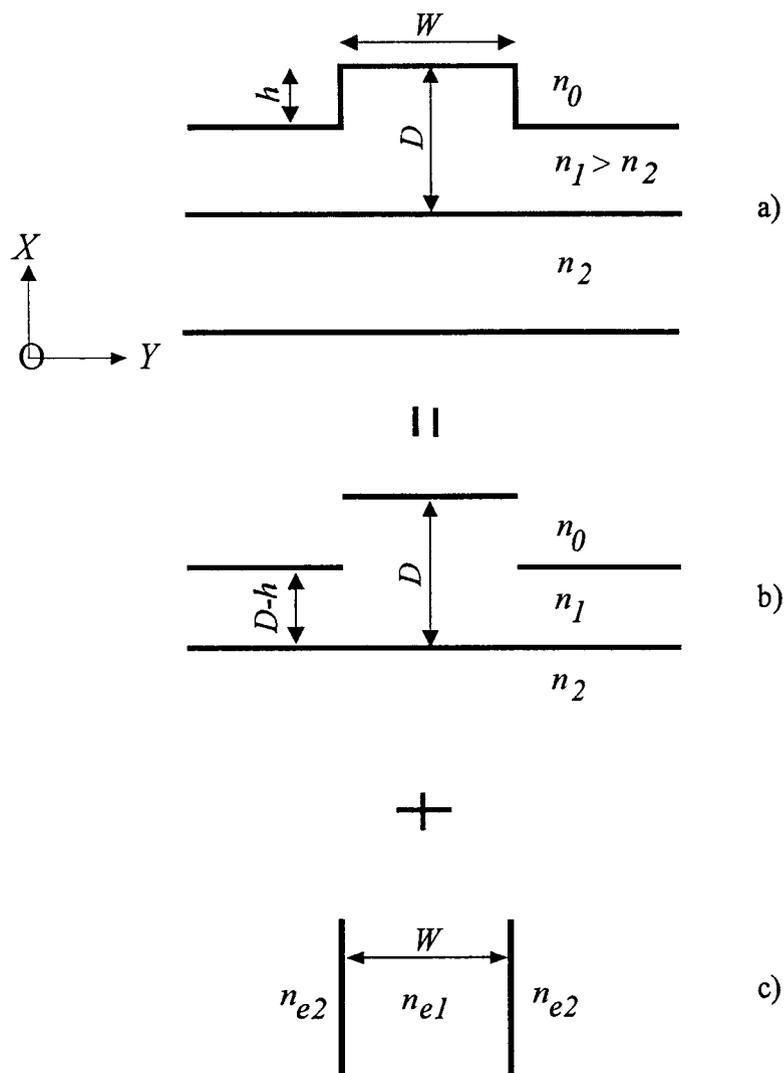
$$\frac{q}{\alpha} \rightarrow \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{q}{\alpha} \quad \text{et} \quad \frac{r}{\alpha} \rightarrow \frac{n_2^2}{n_3^2} \frac{r}{\alpha} \quad \text{[II-23]}$$

En pratique, pour obtenir le profil du champ pour un mode donné, on commence par résoudre l'équation caractéristique pour avoir la valeur de l'*indice effectif* du mode considéré. Ensuite, on l'introduit dans les expressions des champs [II-17] à [II-20] et on obtient le profil cherché.

### II.1.2 L'AGDE de forme tridimensionnelle.

Comme nous le disions plus haut, pour obtenir un gain dans l'AGDE, il est indispensable qu'il y ait un bon recouvrement des modes à la fois de la pompe et du signal avec la région active. Mais encore faut-il que ces deux ondes restent confinées tout le long de l'AGDE pendant la propagation. Il va de soi qu'une structure de type guide plan ne suffit plus et qu'il faut une structure qui permette de réaliser un confinement *bidimensionnel* de la lumière dans les directions  $x$  et  $y$ . Parmi les structures possibles (figure II-4), nous pouvons citer le type *guide rectangulaire*, le type *guide chargé par un ruban*, le type *guide enterré* encore appelé à *ruban inversé*, le type *guide en arête* et pour finir le type *guide chargé par une arête*. Le choix de la structure est bien souvent dicté par des contraintes technologiques. Nous avons choisi les structures de type *guide chargé par une arête* et *guide en arête* parce que ces deux structures se prêtent bien à la technique de dépôt *sol-gel* (voir chapitre V).

Etant donné la complexité de ces structures, il est difficile de traduire les équations de propagation analytiquement. Parmi les nombreuses méthodes approchées qui existent : *méthode des différences finies*<sup>3</sup>, *analyse variationnelle*<sup>4</sup>, *recherches de solutions sous forme de séries*<sup>5</sup>, nous nous attarderons sur celle appelée *méthode des indices effectifs*.



Figures II-5 a, b et c: Description de la méthode des indices effectifs

### II.1.3 Méthode des indices effectifs.

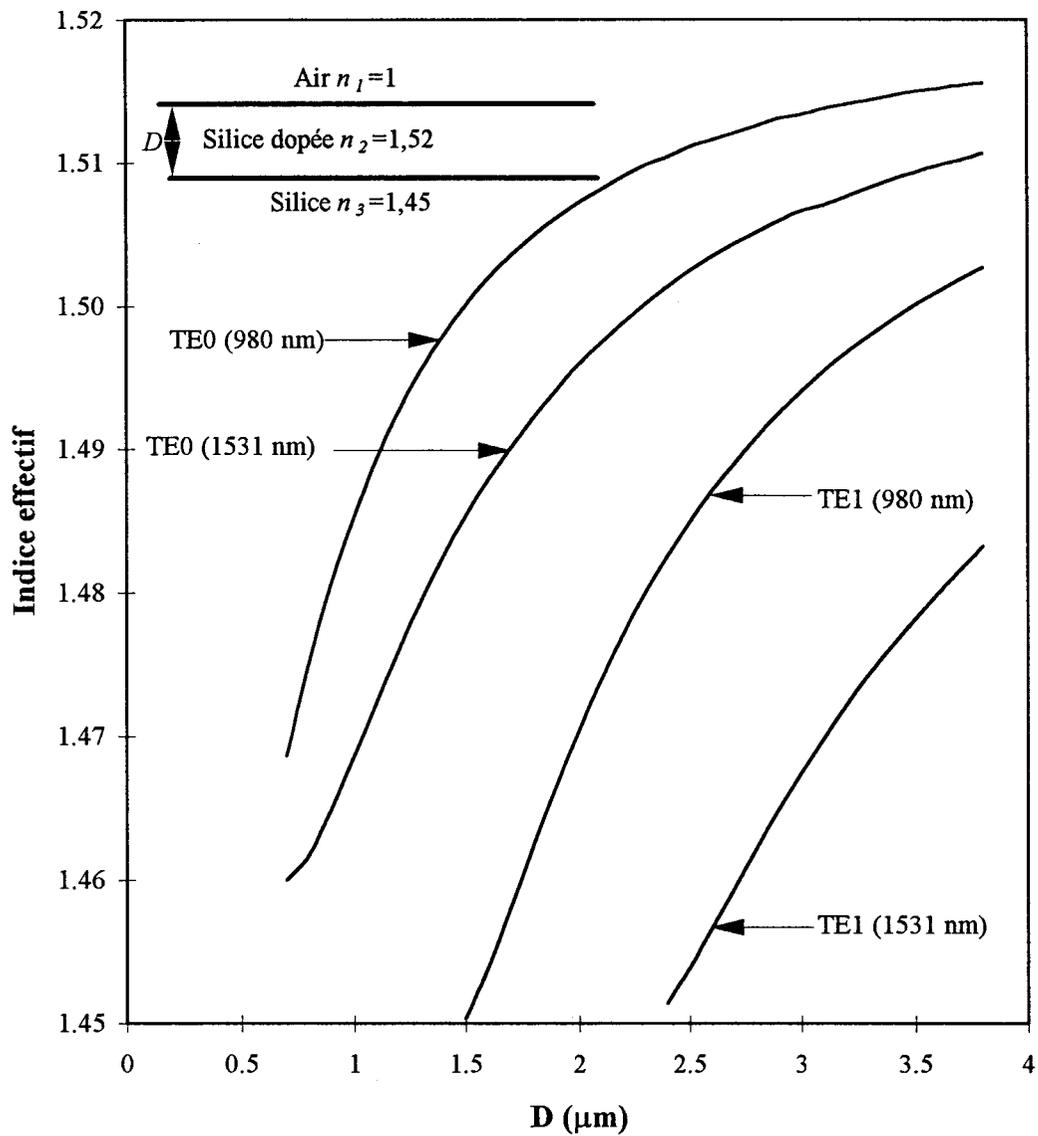
La méthode des indices effectifs a l'avantage d'être fondée sur une approche analytique simple, mais présente l'inconvénient de s'appliquer uniquement à des guides en arêtes de faibles hauteurs <sup>6</sup>. Compte tenu des structures habituelles en optique intégrée, elle reste valable dans la plupart des cas <sup>7</sup>, ce qui explique son immense succès chez les *opticiens guideurs*.

Cette méthode part du principe que dans le cas d'une faible hauteur d'arête, le champ modal  $E(x,y)$  peut être considéré comme étant le produit de deux champs indépendants  $F(x)$  et  $G(y)$ . Autrement dit, un guide tridimensionnel peut se décomposer en deux guides plans : un transversal et un autre latéral.

Ainsi, le guide en arête de la figure II-5a est décomposable en un guide plan transversal (figure II-5b) d'épaisseur  $D$  formé par les couches d'indice  $n_0, n_1, n_2$  et un guide latéral (figure II-5c) d'épaisseur  $W$  formé par les couches d'indice  $n_{e2}, n_{e1}, n_{e2}$ . Les grandeurs  $n_{e1}$  et  $n_{e2}$  sont respectivement les *indices effectifs* calculés dans le guide plan précédent d'épaisseur  $D$  et d'épaisseur  $D-h$ .

Enfin, on détermine l'*indice effectif de propagation* du mode considéré dans la structure tridimensionnelle en résolvant avec le guide plan de la figure II-5c l'*équation caractéristique* des modes  $TE$  ou  $TM$  selon que la polarisation la lumière est du type  $TM$  (champ électrique parallèle à  $y$ ) ou  $TE$  (champ électrique parallèle à  $x$ ).

Dans le cas d'une structure tridimensionnelle, on ne saurait parler de modes  $TE$  ou  $TM$  comme dans les guides plans. En effet, si l'onde est polarisée parallèlement à  $y$  à l'entrée du guide c'est à dire  $TE$ , il ne le restera pas forcément à l'intérieur du guide. Cependant dans le cas de faibles hauteurs d'arête, on se rapproche d'une structure de type guide plan et par conséquent d'un mode *quasi-TE* ou *quasi-TM*.



**Figure II-6: Evolution des indices effectifs de propagation (signal: 1531 nm et pompe 980 nm) des deux premiers modes TE se propageant dans le guide plan Air/Silice dopée/Silice, en fonction de l'épaisseur  $D$  de la couche guidante.**

#### II.1.4 Etapes de définition de la structure d'un AGDE.

Les étapes de la définition de la structure d'un AGDE peuvent se résumer ainsi :

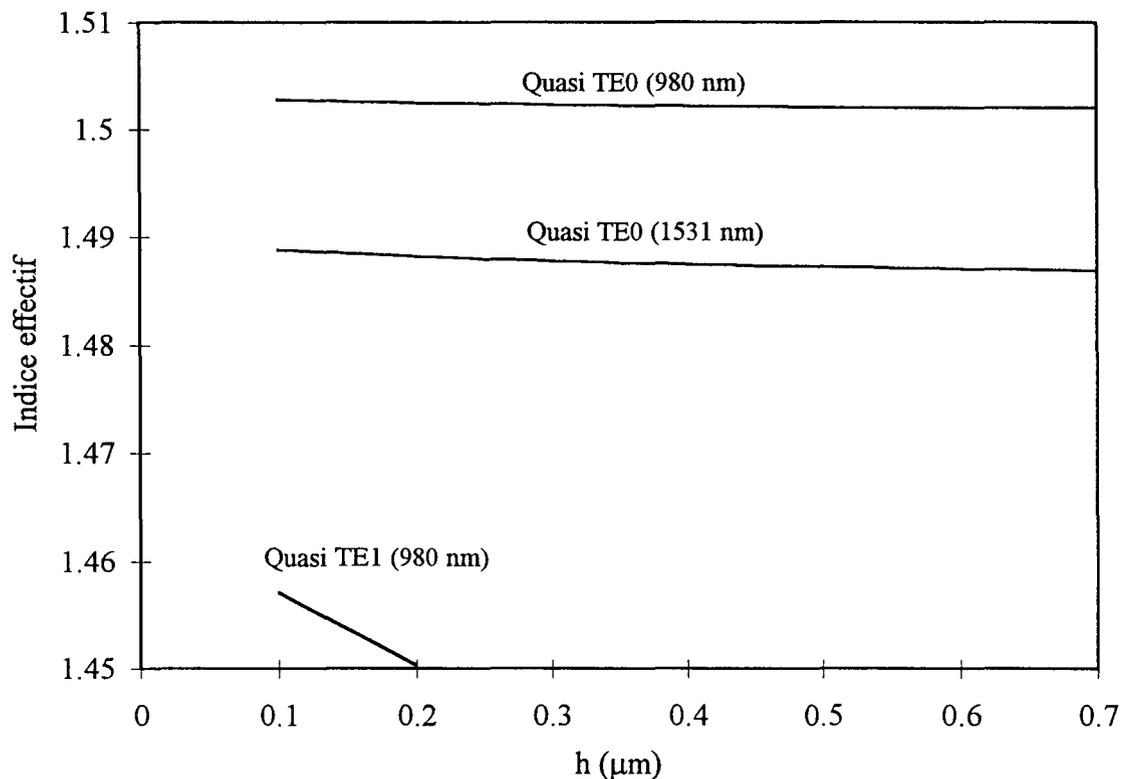
→Etudier les différents modes du guide ( $n_0, n_1, n_2$ ) en fonction de l'épaisseur  $D$  de la couche guidante du guide plan transversal pour les longueurs d'ondes du signal et de la pompe et en déduire la valeur de  $D$  permettant si possible une propagation *monomodale* aux longueurs d'onde de la pompe et du signal.

→Ensuite, considérer un guide latéral symétrique d'indice de guide  $n_{e1}$  et d'indice de gaine  $n_{e2}$  correspondant respectivement aux *indices effectifs* du mode considéré du guide transversal pour les épaisseurs  $D-h$  et  $D$ . On étudie à nouveau les évolutions des différents modes du guide symétrique ( $n_{e2}, n_{e1}, n_{e2}$ ) en fonction de l'épaisseur  $W$  avec l'équation *caractéristique* des modes *TM*, ou *TE* respectivement pour une polarisation de type *TE* ou *TM* de la lumière. Cette dernière étude permet de déduire la hauteur de l'arête  $h$  qu'il faut choisir pour une propagation latérale *monomodale*, si possible à la fois à la longueur d'onde du signal et de la pompe. L'*indice effectif*  $n_{eff}$  obtenu dans cette dernière étude correspond à l'*indice effectif* de propagation du mode se propageant dans la structure tridimensionnelle.

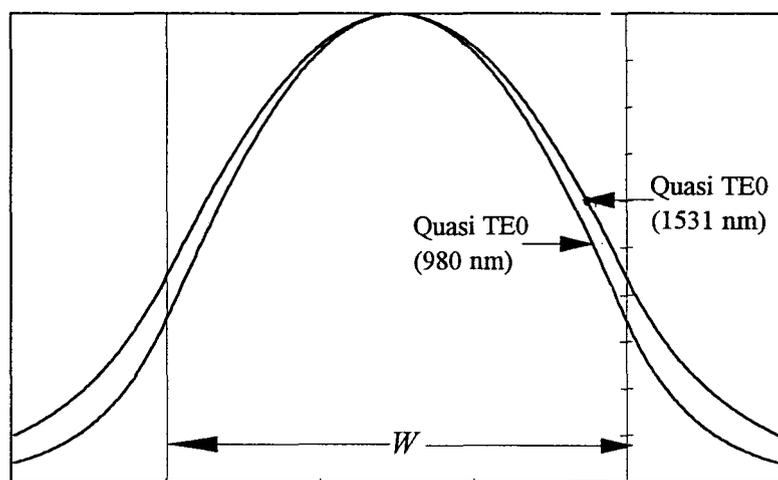
#### II.1.5 Exemple de définition de la structure d'un AGDE.

A la lumière de la *méthode des indices effectifs* exposée supra, nous allons définir la structure de l'AGDE. Cette structure se doit d'être *monomode* aussi bien à la longueur d'onde du signal (1531 nm) qu'à la longueur d'onde de pompe (980 nm), ceci afin d'avoir un meilleur recouvrement de ces deux ondes avec la couche active.

Dans un premier temps, un guide plan formé par la silice, la silice dopée (*sol-gel*) et l'air est considéré. Etudions séparément le comportement de la structure aux deux longueurs d'onde du signal et de la pompe.



**Figure II-7a: Evolution des indices effectifs des modes quasi-TE (Signal: 1531 nm et pompe: 980 nm) en fonction de la hauteur  $h$  de l'arête pour un guide de largeur  $6 \mu\text{m}$ .**



**Figure II-7b: Profils latéraux des modes quasi-TE0 (signal et pompe) dans la structure en arête ( $h=0,5 \mu\text{m}$ ,  $D=1,7 \mu\text{m}$ ,  $W=6 \mu\text{m}$ ).**

### II.1.5.1 Définition de la structure de l'AGDE par rapport au signal.

Nous calculons l'évolution de l'indice effectif de propagation  $n_e$  pour les premiers modes  $TE$  en fonction de l'épaisseur  $D$  de la couche active (Figure II-6) à 1531 nm. De ces calculs, nous déduisons les épaisseurs de coupure de ces modes : 0,62 $\mu\text{m}$  pour le mode  $TE0$ . Une épaisseur de 1,7  $\mu\text{m}$  a été choisie pour minimiser les pertes de couplage  *fibre-AGDE* (voir paragraphe II-3).

Ensuite, le confinement latéral de la lumière est étudié en considérant un guide plan fictif dont l'épaisseur est égale à la largeur de l'arête  $W$  et dont les indices correspondent aux indices effectifs des modes se propageant dans les guides plans *Air/Silice dopée/Silice* d'épaisseur 1,7  $\mu\text{m}$  et 1,7-h  $\mu\text{m}$ . On peut observer sur la figure II-7a l'évolution de l'indice effectif du mode *quasi-TE0* en fonction de la hauteur de l'arête  $h$  pour une largeur d'arête  $W=6 \mu\text{m}$ .

Notons que la propagation suivant le mode *quasi-TE0* se réalise quelle que soit la hauteur de l'arête (guide symétrique). Les profils de champ correspondant (pompe et signal) sont représentés à la figure II-7b.

### II.1.5.2 Définition de la structure de l'AGDE par rapport à la pompe.

D'une manière analogue au signal, nous calculons l'évolution de l'indice effectif de propagation  $n_e$  pour les premiers modes  $TE0$  et  $TE1$  en fonction de l'épaisseur  $D$  de la couche active (Figure II-6) pour le signal de pompe à 980 nm. On en déduit les épaisseurs de coupure de ces modes : 0,362 $\mu\text{m}$  pour le mode  $TE0$  et 1,47 $\mu\text{m}$  pour le mode  $TE1$ . Comme nous pouvons le constater en examinant la figure II-6, la structure présente deux modes pour l'épaisseur de 1,7  $\mu\text{m}$  qui a été choisie plus haut. Nous verrons par la suite comment jouer sur la hauteur  $h$  de l'arête pour éliminer le mode  $TE1$  et s'assurer une propagation *monomode* dans la structure tridimensionnelle. Les profils de champ correspondant (modes  $TE0$  et  $TE1$ ) aux

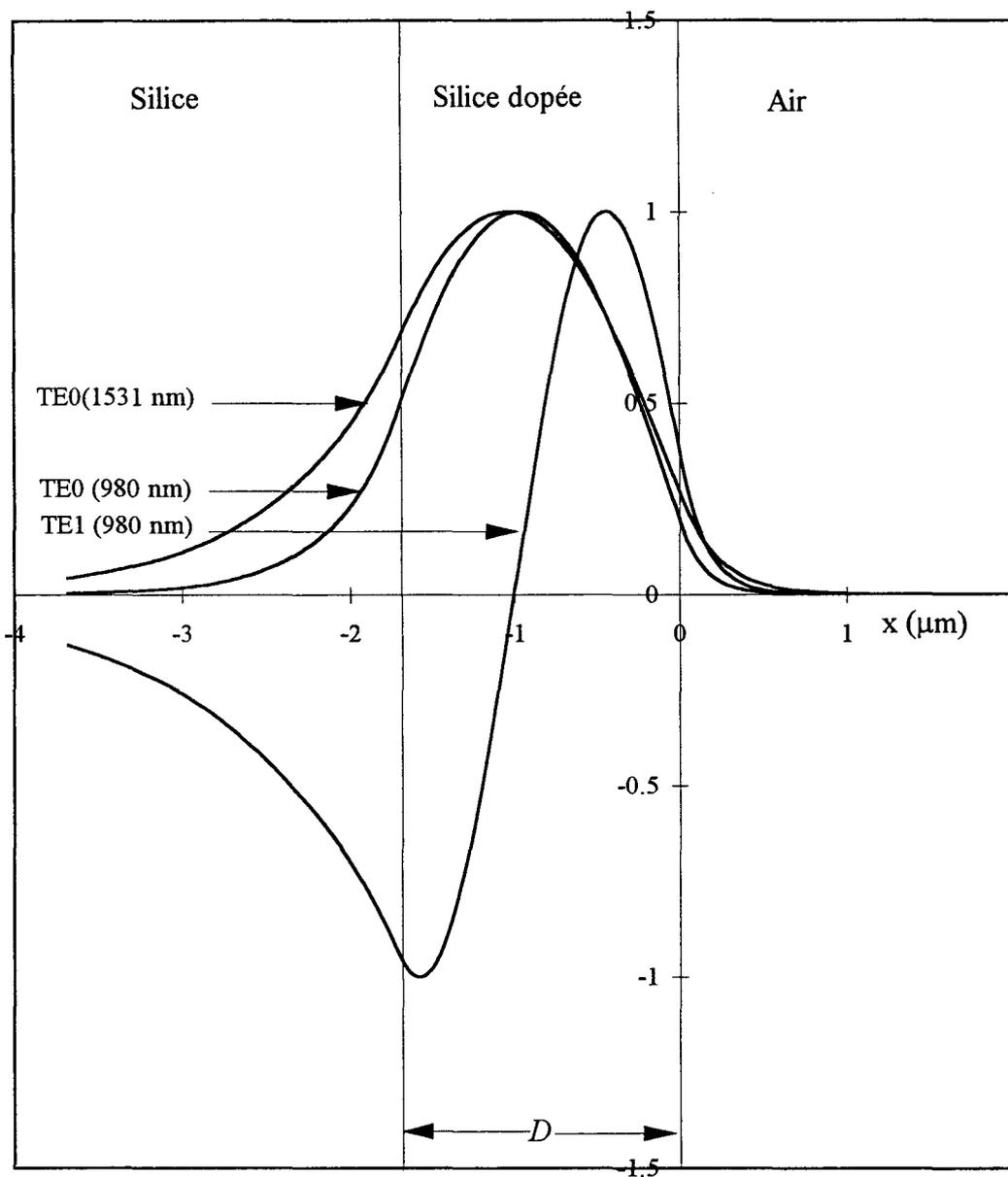


Figure II-8: Profils des modes TE<sub>0</sub> et TE<sub>1</sub> du guide aux longueurs d'onde du signal et de la pompe ( $D=1,7 \mu\text{m}$ ;  $n_1=1$ ;  $n_2=1,52$ ;  $n_3=1,45$ ).

longueurs d'onde du signal (1531 nm) et de la pompe (980 nm) sont représentés à la figure II-8.

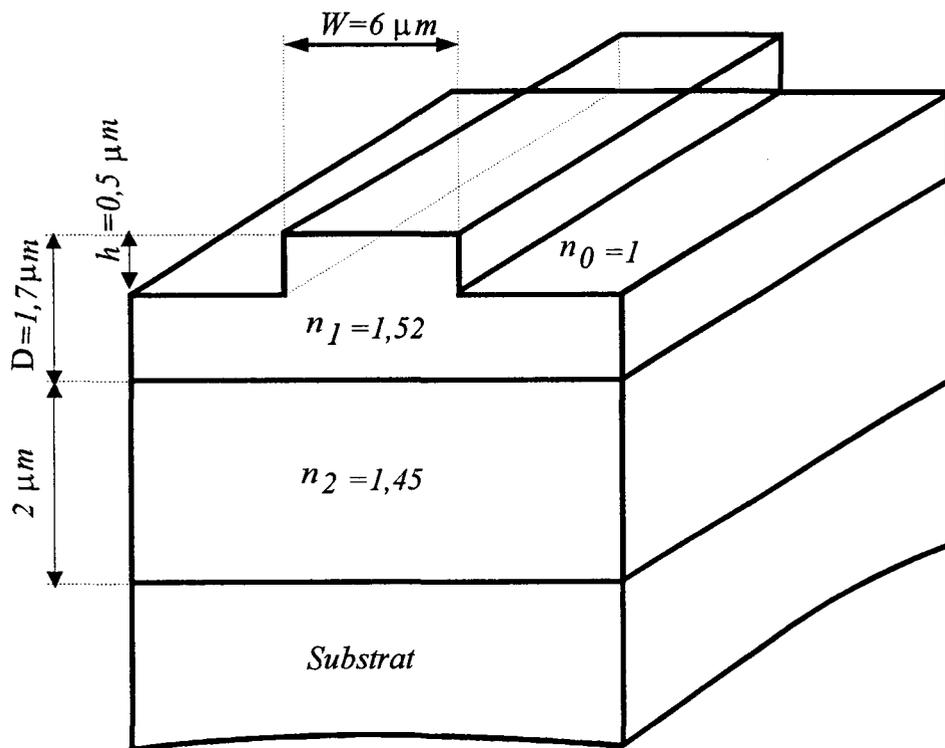
Comme précédemment, le confinement latéral de la lumière est étudié en considérant un guide plan fictif dont l'épaisseur est égale à la largeur de l'arête  $W$  et dont les indices correspondent aux *indices effectifs* des modes se propageant dans les guides plans *Air/Silice dopée/Silice* d'épaisseur  $1,7 \mu\text{m}$  et  $1,7-h \mu\text{m}$ .

La figure II-7a décrit les évolutions des *indices effectifs* des modes *quasi-TE0* et *quasi-TE1* en fonction de la hauteur  $h$  de l'arête dont la largeur est  $W=6 \mu\text{m}$ . Nous observons une propagation suivant le mode *quasi-TE0* quelle que soit la hauteur de l'arête (guide symétrique). Par contre, le mode *quasi-TE1* disparaît dès que la profondeur d'arête dépasse  $0,2 \mu\text{m}$ . Une hauteur  $h$  d'arête de  $0,5 \mu\text{m}$  assure donc une propagation *monomode* latéralement.

La structure finale de l'AGDE est représentée à la figure II-9 et les profils latéraux des modes présents sont représentés à la figure II-7b.

## **II.2 PROPAGATION DANS UNE STRUCTURE A GEOMETRIE VARIABLE: METHODE DES FAISCEAUX PROPAGES.**

La *méthode des indices effectifs* permet de connaître la constante de propagation et le profil du champ électromagnétique du mode se propageant dans une structure tridimensionnelle. Malheureusement, elle ne permet pas de décrire le changement de distribution d'intensité (ou de champ) dans une structure à géométrie variable. Pour ce faire, il faut avoir recours à des techniques plus évoluées comme celle de la *Méthode des Faisceaux Propagés* appelée en terminologie anglo-saxonne *Beam Propagation Method (BPM)*. Dans la suite de notre travail, nous utiliserons couramment cette abréviation *BPM* qui historiquement, est la plus utilisée dans la littérature.



**Figure II-9: Structure tridimensionnelle assurant une propagation monomodale à 1531 nm et 980 nm**

## II.2.1 Concepts généraux.

### II.2.1.1 Présentation.

Il s'agit d'une méthode qui, à partir d'un champ électromagnétique incident permet de calculer le champ à l'intérieur d'une structure, aussi complexe soit elle. Ce calcul est effectué, en divisant la structure en *tranches* espacées de  $\Delta z$  et en résolvant les équations de propagation dans chaque tranche  $j+i$  à partir du champ connu en  $j$ .

En toute rigueur, les équations de propagation à résoudre sont les équations d'ondes vectorielles citées en début de ce chapitre. Mais en pratique, étant donné la complexité de ces équations, quelques approximations sont considérées. Les différentes *BPM* se particularisent aussi bien par les approximations considérées que par la technique de résolution des équations de propagation.

Ainsi, on parle de *FFT-BPM* pour *Fast Fourier Transform BPM*, faisant référence aux *transformées de Fourier* pour résoudre les équations, de *FD-BPM* pour *Finite-difference BPM* pour les modèles utilisant les *différences finies*, ou de *Wide Angle-BPM* pour les *BPM* qui ne prennent pas en compte l'*approximation paraxiale*,...

### II.2.1.2 Approximations.

Les approximations les plus utilisées sont l'*approximation scalaire* et l'*approximation paraxiale*. Ces deux restrictions facilitent considérablement la résolution des équations de propagation tout en n'étant pas trop contraignantes.

L'*approximation scalaire* consiste à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre les différentes composantes du champ. Autrement dit, si un faisceau polarisé entre dans un guide optique, il restera polarisé, dans la même direction tout au long de la propagation. Comme nous l'avons déjà signalé, le couplage entre les différentes composantes du champ est faible à cause de la forme particulière des guides optiques. On considère donc le champ comme le

produit d'un scalaire avec un vecteur pointant toujours dans la même direction, et les équations vectorielles sont réduites à des équations scalaires. Cette approximation revient en fait, à considérer que la propagation dans une *structure tridimensionnelle* se fait suivant un mode *quasi-TE* ou *quasi-TM* proche des modes *TE* ou *TM* dans les guides plans. Notons qu'il est tout de même possible de résoudre directement les équations vectorielles. On parle alors de *V-BPM* pour *Vector Beam Propagation Method* <sup>8</sup>.

L'*approximation paraxiale* suppose de faibles variations d'amplitude du champ pendant la propagation. Même si cette approximation simplifie considérablement les équations de propagation, il a été montré que les résultats obtenus avec une *BPM paraxiale* diffèrent très peu de ceux obtenus par une *BPM non-paraxiale*. L'*approximation paraxiale* s'applique ainsi à une vaste gamme de structures de *l'optique intégrée*.<sup>9</sup>

### II.2.1.3 Différentes méthodes.

Historiquement, c'est la *FFT-BPM* qui fut développée la première<sup>10</sup>. Il s'agit d'une méthode qui consiste à décomposer le champ initial (en  $z=0$ ) en ondes planes et à propager chaque onde plane sur une distance  $\Delta z$ . Ensuite, les ondes planes sont sommées et corrigées pour former le champ en  $z+\Delta z$ . Cette technique a permis entre autre, d'étudier la propagation guidée dans les fibres optiques *multimodes*<sup>11,12</sup> et dans des structures absorbantes<sup>13</sup>. La *FFT-BPM* est adaptée pour étudier les pertes par radiation dans les composants tels que les *transitions*, les *jonctions Y*<sup>14</sup>, les *guides courbés*<sup>15</sup>, les *modulateurs électrooptiques*<sup>16</sup>, les intersections entre guides<sup>17</sup>. Cette simulation a pu être étendue à une *BPM bidirectionnelle*<sup>18</sup> et même à une étude ne prenant pas en compte l'*approximation paraxiale*<sup>19</sup>.

Cependant, la *BPM* fondée sur les *transformées de Fourier* souffre de deux inconvénients: le premier est le pas de calcul, qui doit être d'autant plus faible que les

différences d'indice sur la structure sont importantes ; le second, c'est le temps de calcul important<sup>20,21</sup>.

Depuis le début des années 90, l'utilisation des *différences finies* a été proposée et, parallèlement, une série de nouvelles approches de la *BPM* a été considérée. D'aucuns résolvent les équations de propagation avec le schéma des *différences finies*<sup>22</sup>, d'autres utilisent de nouvelles équations exprimant le champ électrique en fonction *d'opérateurs séparés*, tout en gardant l'*approximation paraxiale*<sup>23</sup>.

Les méthodes les plus récentes permettent à la fois de résoudre directement l'équation de *HELMOLTZ* et de tenir compte de tous les phénomènes (réflexions, séparation des modes guidés et des modes de radiation)<sup>24,25</sup>.

Chaque méthode peut être traitée soit de manière *bidimensionnelle -x,z- (2D)* ou *tridimensionnelle -x,y,z- (3D)*, la dernière demandant, bien sûr, un temps de calcul plus important. Evidemment, une *BPM-3D* procure des résultats plus proches de la réalité. Cependant, une comparaison de simulation de couplage entre deux guides parallèles et de séparation d'un faisceau dans une *jonction Y* à l'aide d'une *BPM-2D* (couplée avec la *méthode des indices effectifs*) donne des résultats comparables à ceux obtenus avec une *BPM-3D*. Il en ressort qu'aucune erreur majeure dans la conception des circuits ne sera introduite si on utilise la *BPM-2D* au lieu de la *BPM-3D*<sup>26</sup>.

Nous avons développé au laboratoire, un certain nombre d'outils s'appuyant sur la *BPM* et nous rappelons ci-dessous les techniques de mise au point de la *BPM-2D* qui peut être considéré comme la technique de base de la *BPM*.

### II.2.2 Dédution des équations de propagation dans un guide plan sous les approximations scalaire et paraxiale.

Les équations de propagation que l'on résout avec la méthode des faisceaux propagés sont déduites des équations de *HELMOLTZ* pour les champs électriques et magnétiques. Nous nous plaçons dans le cas des approximations *scalaire* et *paraxiale* et nous considérons une structure *bidimensionnelle*  $(x, z)$ .

La direction  $x$  coïncide avec la normale aux films et  $z$  est la direction de propagation.

#### II.2.2.1 Onde TE.

En ce qui concerne l'*onde TE*, la seule composante non nulle du champ électrique est  $E_y(x, z)$ , ce qui restreint l'équation vectorielle de *HELMOLTZ* à une seule composante (composante  $y$ ). Etant donné l'invariance de la structure avec  $y$ , on en déduit directement l'équation suivante:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_o^2 n^2(x, y) \right) E_y(x, z) = 0 \text{ [II-24]}$$

Pour une propagation dans la direction  $z$ , le champ électrique peut s'écrire :

$$E_y(x, z) = E'_y(x, z) \exp(-j\beta z) \text{ [II-25]}$$

$E'_y(x, y)$  conserve une évolution avec  $z$  dans la mesure où la géométrie du guide est variable;

$$\beta = n_o k_o$$

Introduisant cette dernière équation dans l'équation [II-24], on obtient l'égalité :

$$\frac{\partial^2 E'_y(x,z)}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2j\beta \frac{\partial}{\partial z} + k_o^2(n^2(x,z) - n_o^2) \right) E'_y(x,z) = 0 \quad [\text{II-26}]$$

L'approximation paraxiale suppose une faible variation du champ  $E'_y(x,z)$  pendant la propagation. Le terme en dérivée seconde du champ par rapport à  $z$  est alors négligé et on obtient l'équation finale :

$$2jk_o n_o \frac{\partial E'_y}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_o^2(n^2(x,z) - n_o^2) \right) E'_y(x,y) \quad [\text{II-27}]$$

### II.2.2.2 Onde TM

D'une façon analogue à l'onde *TE*, on montre à partir de l'équation de *HELMOLTZ* relative au champ magnétique, que l'équation de propagation de l'onde *TM* (la seule composante non nulle du champ magnétique est  $H_y(x, z)$ ) est la suivante :

$$\frac{\partial^2 H_y(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y(x,z)}{\partial z^2} - \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial x} \frac{\partial H_y(x,z)}{\partial z} + k_o^2 \varepsilon_r H_y(x,z) = 0 \quad [\text{II-28}]$$

Si on néglige les réflexions, la variation de la permittivité relative du matériau avec  $z$  est négligée<sup>27</sup>.

D'autre part, utilisant les égalités:

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial x} \frac{\partial H_y}{\partial x} = \frac{1}{\varepsilon_r} \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \varepsilon_r \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \right) - \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} \quad [\text{II-29}]$$

et

$$\frac{\partial \varepsilon_r}{\partial x} = -\varepsilon_r^2 \frac{\partial \varepsilon_r^{-1}}{\partial x} \quad [\text{II-30}]$$

on déduit l'équation:

$$\frac{\partial^2 H_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y(x, z)}{\partial z^2} + \varepsilon_r \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\varepsilon_r} \frac{\partial H_y(x, y)}{\partial x} \right) + k_o^2 \varepsilon_r H_y(x, y) = 0 \quad [\text{II-31}]$$

En effectuant les substitutions  $H_y(x, z) = H'_y(x, z) \exp(-j\beta z)$  et  $\varepsilon_r = n_2(x, z)$  et en tenant compte de l'*approximation paraxiale*, on déduit l'équation de propagation de l'*onde TM* :

$$2jk_o n_o \frac{\partial H'_y(x, z)}{\partial z} = \left[ n^2(x, z) \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2(x, z)} \frac{\partial}{\partial x} \right) + k_o^2 (n^2(x, z) - n_o^2) \right] H'_y(x, z) \quad [\text{II-32}]$$

### II.2.3 Schéma des différences finies.

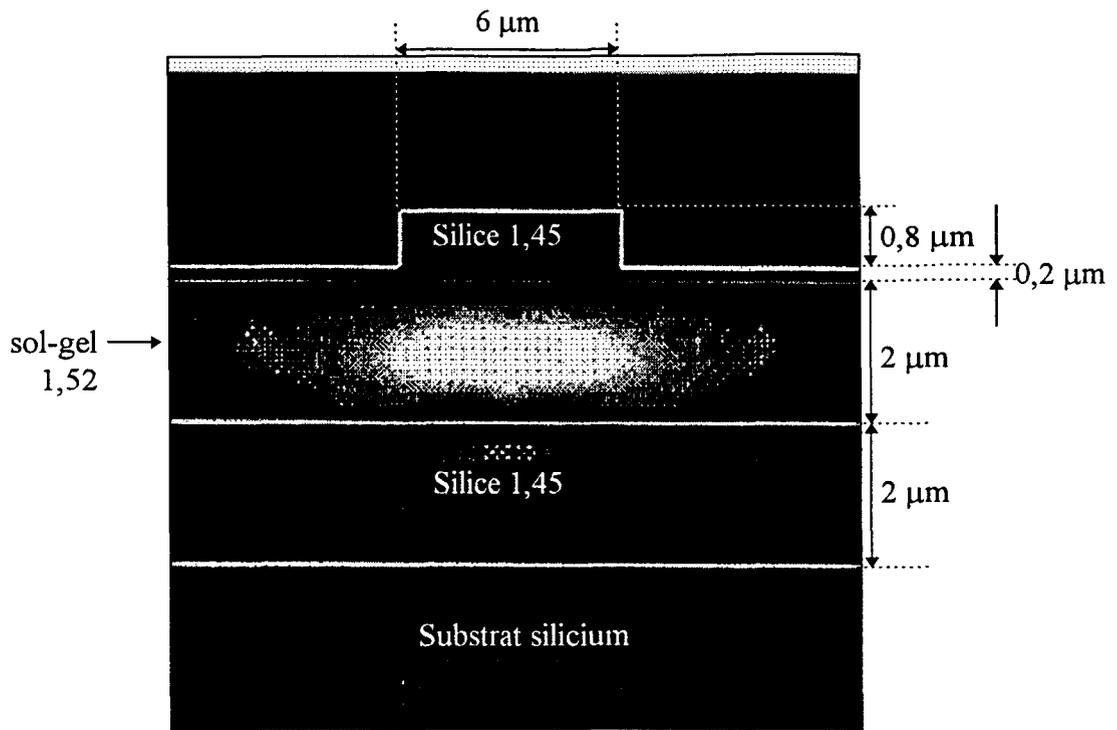
Le *schéma des différences finies* permet de développer les valeurs des dérivées d'une fonction en un point à l'aide de valeurs de cette fonction.

Plus concrètement, on montre à partir d'un *développement de Taylor* de la fonction considérée que les premières dérivées de la fonction  $f(x)$  peuvent s'écrire<sup>28</sup>:

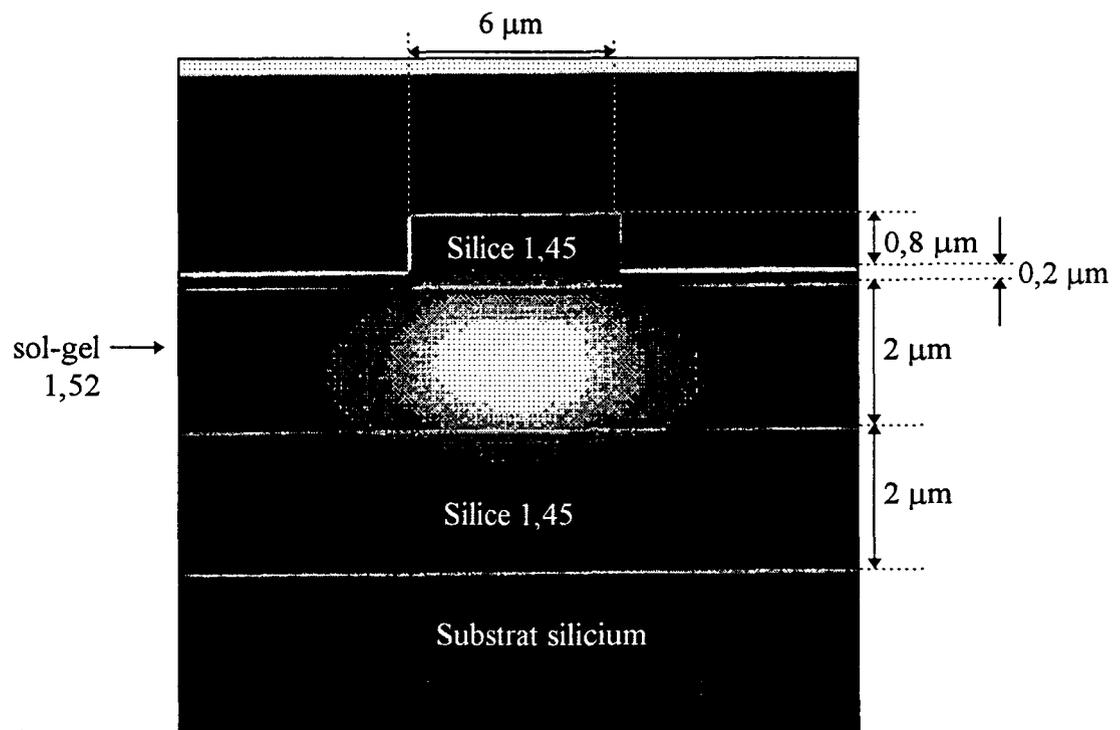
$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x - \Delta x) - f(x + \Delta x)}{2\Delta x} + o(\Delta x^2) \quad [\text{II-33}]$$

$$\frac{d^2 f(x)}{dx^2} = \frac{f(x - \Delta x) - 2f(x) + f(x + \Delta x)}{\Delta x^2} + o(\Delta x^4) \quad [\text{II-34}]$$

Pour résoudre les équations de propagation [II-27] et [II-32], il faut donc *discrétiser* la structure à simuler. Nous considérons une *structure bidimensionnelle*  $(x, z)$  avec  $z$  comme direction de propagation. La largeur de la fenêtre est  $W_x$ , *discrétisée* en  $N_i$  points et la longueur de la structure ( $W_z$ ) est *discrétisée* en  $N_j$  tranches distantes l'une de l'autre de  $\Delta z$ .



**Figure II-10a : profil de distribution de l'intensité du signal (1531 nm) dans l'AGDE. Calcul effectué par la BPM-3D.**



**Figure II-10b : Profil de distribution de l'intensité de la pompe (980 nm) dans l'AGDE. Calcul effectué par BPM-3D.**

On exprime le champ en  $z+\Delta z$ , en fonction de celui en  $z$ , en intégrant les équations [II-27] et [II-32]. Ensuite, le rapprochement des intégrales des membres de droite avec la règle des trapèzes<sup>29</sup> permet d'écrire l'équation [II-27] sous la forme suivante:

$$-aE_{i-1}(z+\Delta z) + b_i E_i(z+\Delta z) - aE_{i+1}(z+\Delta z) = aE_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z) \quad \text{[II-35]}$$

$$\text{avec } a = \frac{\Delta z}{2\Delta x^2} \quad \text{[II-36]}$$

$$\begin{pmatrix} b_i \\ c_i \end{pmatrix} = \pm 2a \mp \frac{\Delta z}{2} k_o^2 (n_i^2(z \pm \Delta z) - n_o^2) + 2jk_o n_o \quad \text{[II-37]}$$

Cela correspond à un système *tridiagonal* d'équations linéaires:

$$\begin{pmatrix} b_1 & -a & 0 & \dots & 0 \\ -a & b_2 & -a & 0 & \dots \\ 0 & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \dots & 0 & -a & b_{N_i-1} & -a \\ 0 & \dots & 0 & -a & b_{N_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(z+\Delta z) \\ \dots \\ E_{N_i}(z+\Delta z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_1(z) \\ \dots \\ y_{N_i(z)} \end{pmatrix} \quad \text{[II-38]}$$

avec  $y_i(z) = aE_{i-1}(z) + c_i E_i(z) + aE_{i+1}(z)$ . Ce système est résolu par la *méthode à double balayage* de Choleski<sup>30</sup>.

Les figures II-10(a et b) montrent les distributions de puissance à l'intérieur d'un des *AGDEs* que nous avons réalisé au laboratoire (voir chapitre V). Les calculs ont été effectués par la *BPM-3D* aux longueurs d'onde de pompe (980 nm) et du signal (1531 nm).

### II.3 ETUDE DU COUPLAGE FIBRE-AGDE.

Le problème du couplage entre la fibre et l'*AGDE* est de première importance dans la chaîne d'amplification. En effet, la différence des propriétés optiques entre la fibre et l'*AGDE*

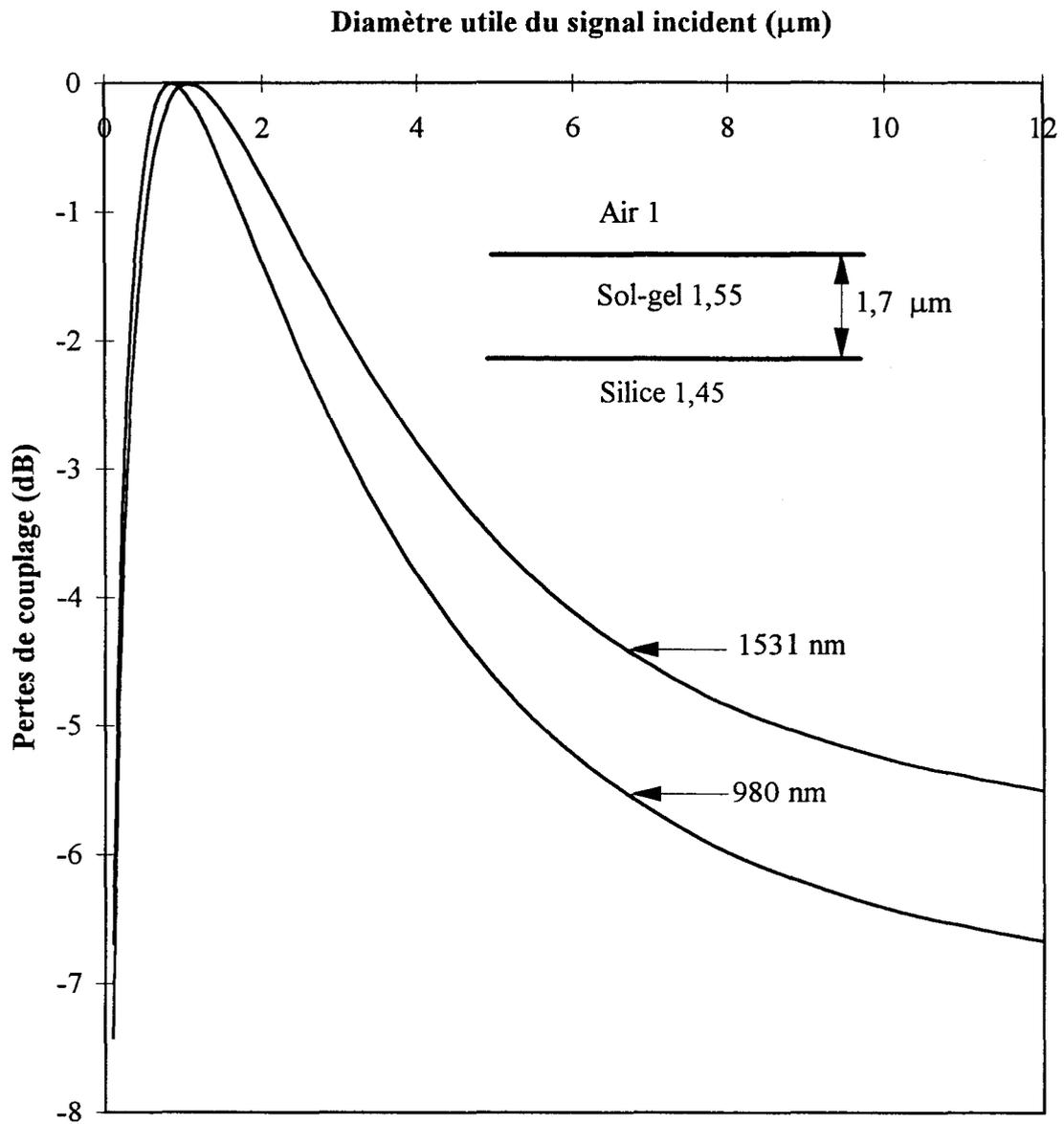


Figure II-11: Pertes de couplage en fonction du diamètre utile du signal incident (1531 nm et 980 nm).

(indice, épaisseur de la couche guidante, géométrie) aura un effet pénalisant sur le couplage et donc sur le bilan de liaison du système d'amplification. L'efficacité de couplage dépend en outre du diamètre de la tache de la lumière incidente, de l'alignement de la fibre par rapport à l'AGDE et bien entendu de la qualité du miroir de la tranche de L'AGDE. Il est donc important de savoir comment agissent ces différents paramètres sur le couplage et d'en tenir compte lors de la conception de l'AGDE. En particulier, nous nous attarderons sur les influences du diamètre utile du signal incident et de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE sur les pertes de couplage aux longueurs d'onde du signal et de la pompe.

### II.3.1 Etapes du calcul des pertes de couplage fibre-AGDE.

La première étape consiste à identifier tous les modes de l'AGDE par la *méthode des indices effectifs* exposée au paragraphe II-1-3. On en déduit les *indices effectifs* correspondants.

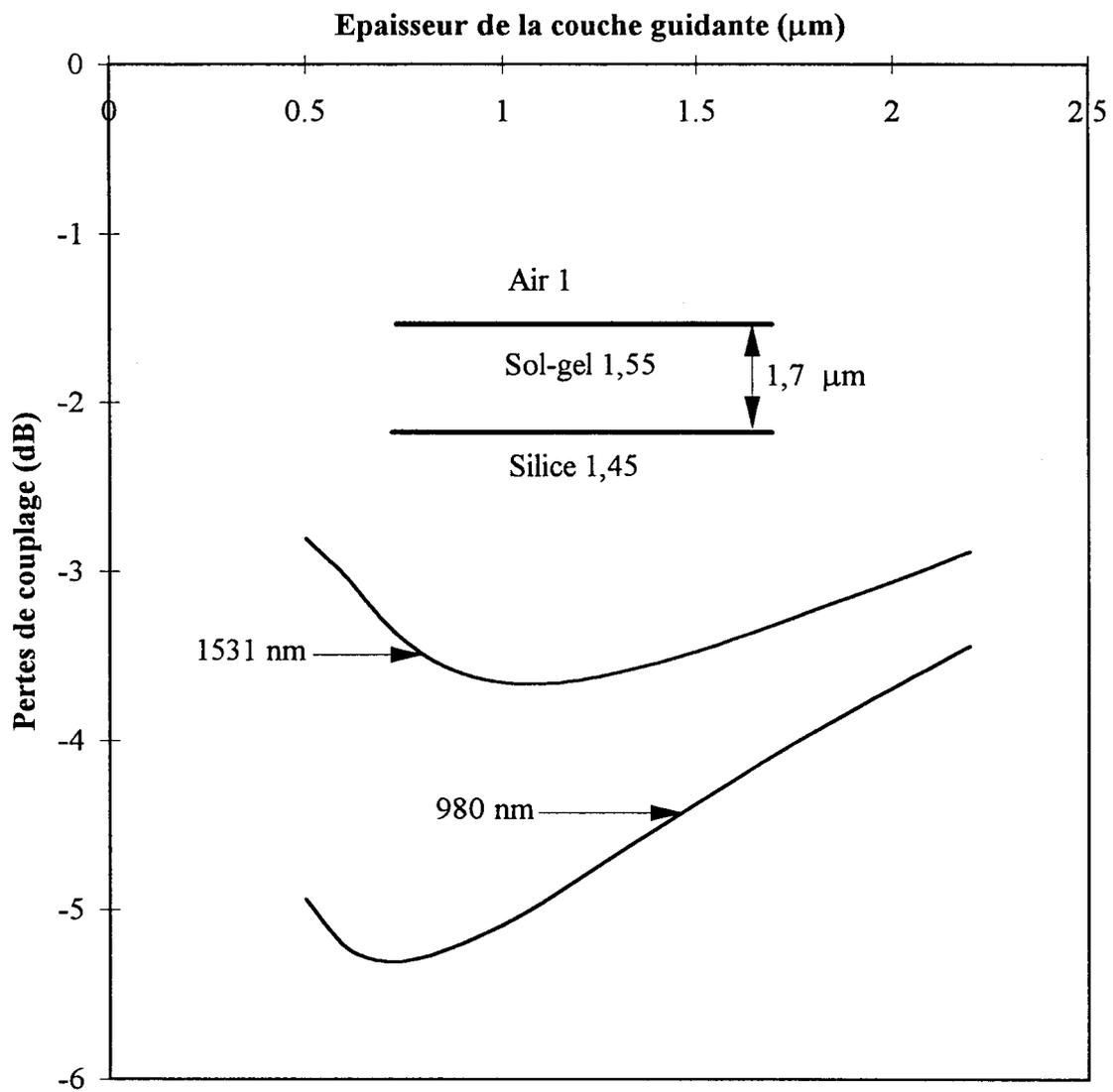
La seconde étape consiste à calculer les profils des champs correspondant à chaque mode de l'AGDE.

Pour finir, on calcule les pertes de couplage  $P_c$  qui correspondent à l'intégrale de recouvrement du champ incident en sortie de la fibre  $E_{fib}$  et des modes guidés de l'AGDE  $E_{gui}$  par la formule suivante :

$$P_c = 10 * \log \left( \frac{\int E_{fib}(x) E_{gui}^*(x) dx}{\int E_{fib}^2(x) dx} \right) \text{ en dB [II-39]}$$

### II.3.2 Influence du diamètre utile du signal incident.

La figure II-11 montre les évolutions des pertes de couplage en fonction du *diamètre utile* du signal incident pour le mode  $TE_0$  dans une structure de type *guide plan* dont les caractéristiques (indice ; épaisseur des couches) sont les suivantes : (1,45 ; 2 $\mu$ m), (1,55 ;



**Figure II-12: Pertes de couplage (1531 nm et 980 nm) en fonction de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE.**

1,7 $\mu\text{m}$ ) et (1 ; infini). On remarque d'abord que quel que soit le diamètre utile du signal incident supérieur à 1  $\mu\text{m}$ , le couplage de la pompe est plus mauvais que celui du signal.

Par ailleurs, ce couplage est optimal pour un diamètre du signal incident voisin de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE (1,7  $\mu\text{m}$ ). On a donc intérêt à réduire autant que faire se peut la taille du faisceau incident notamment en utilisant des fibres d'injection *lentillées*, afin de minimiser ces pertes.

### ***II.3.3 Influence de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE.***

La figure II-12 montre l'évolution des pertes de couplage en fonction de l'épaisseur de la couche active de l'AGDE pour un diamètre utile du faisceau incident de 4 $\mu\text{m}$ . Comme précédemment, nous remarquons que le couplage du signal (1531 nm) est meilleur que celui de la pompe (980 nm).

D'autre part, le couplage est d'autant meilleur que l'AGDE est épais, ce qui était prévisible. Il est donc nécessaire de faire des guides aussi épais que la technologie nous le permettra pour améliorer ce couplage.

## ***II.4 CONCLUSION.***

Nous avons décrit dans ce chapitre les méthodes d'étude et de conception des guides optiques. Nous avons montré comment concevoir un guide à géométrie fixe à l'aide de la *méthode des indices effectifs* dont nous donnons les limites. Nous avons également décrit comment calculer l'*indice effectif de propagation* d'un mode, ainsi que le profil de champ associé. De cette étude nous avons déduit la structure d'un *guide bidimensionnel* assurant une propagation *monomodale* à la fois aux longueurs d'onde de pompe (980 nm) et du signal (1531 nm). Nous en avons également déduit en calculant l'intégrale de recouvrement entre le

champ incident et les modes du guide, que pour réduire les pertes de couplage *fibre-guide*, nous avons intérêt à fabriquer des guides aussi épais que possible.

## REFERENCES DU CHAPITRE II

- 
- <sup>1</sup> R. G. Hunsperger, *Integrated optics : theory and technology*, Springer, Berlin (1985).
- <sup>2</sup> J. F. Vinchant, *Intégration monolithique de photodétecteurs et de guides optiques sur matériaux III-V*, thèse de l'Université, Lille (1990).
- <sup>3</sup> K Bierwirth, N. Schulz & F. Arndt, *Finite-difference analysis of rectangular dielectric waveguides*, Appl. Opt., vol. 25, no. 13, p. 2169 (1986).
- <sup>4</sup> W Huang & H. A. Haus, *A simple variational approach to optical rib waveguides*, Jour. Light. Tech., vol. 9, p. 56 (1991).
- <sup>5</sup> M. Munowitz & D. Vezzett, *Mode structure and lateral confinement in strip-loaded optical waveguides: effects of asymmetric cladding* Journ. Light. Tech. vol. 10, no. 4, p. 426 (1992).
- <sup>6</sup> R. M. Knox & P. P. Toullos, *Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range*, Symp. on Submillimeter Waves, Polytec. Inst. of Brooklyn, p. 497 (1970).
- <sup>7</sup> K. S. Chiang, *Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides*, Opt. Lett., vol. 16, no 10, p. 714 (1991).
- <sup>8</sup> J. M. Liu & L. Gomelski, *Vectorial beam propagation method*, Journ. Opt. Soc. Am. A, vol. 9, no. 9, p. 1574 (1992).
- <sup>9</sup> D Yevick & M. Glasner, *Analysis of forward wide-angle light propagation in semiconductor rib waveguides and integrated-optics structures*, Elec. Lett., vol. 25, no. 23, p. 1611 (1989).  
Erratum vol. 25, no. 25, p. 1747.
- <sup>10</sup> J. Van Roey, J. Van Der Donk & P. E Lagasse, *Beam-Propagation method : analysis and assessment*, Journ. Opt. Soc. Am., vol. 71, no. 7, p. 803 (1981).
- <sup>11</sup> M. D. Feit & J. A. Fleck Jr, *Computation of mode properties in optical fibers*, Appl. Opt., vol. 17, no. 24, p. 3990 (1978).

- <sup>12</sup> M. D. Feit & J. A. Fleck Jr, *Computation of mode properties in optical fibers*, Appl. Opt., vol. 17, no. 24, p. 3990 (1978).
- <sup>13</sup> M. D. Feit & J. A. Fleck Jr, *Mode properties of optical fibers with lossy components by the propagating beam method*, Appl. Opt., vol. 20, no. 5, p. 848 (1981).
- <sup>14</sup> R. Baets & P. E. Lagasse, *Calculation of radiation in integrated-optics tapers and Y-junctions*, Appl. Opt., vol. 21, no. 11, p. 1972 (1982).
- <sup>15</sup> R. Baets & P. E. Lagasse, *Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides*, Journ. Opt. Soc. Amer., vol. 73, no. 2, p. 177 (1983).
- <sup>16</sup> P. Danilisen, *Two-dimensional propagating beam analysis of an electrooptic waveguide modulator*, IEEE Journ. Quant. Elec., vol. 20, no. 9, p. 1093 (1984).
- <sup>17</sup> A. Neyer, W. Mevenkamp, L. Thylen. & B. Lagerström, *A beam propagation method analysis of active and passive waveguide crossings*, Journ. Light. Tech., vol. 3, no. 3, p. 635 (1985).
- <sup>18</sup> P. Kaczmariski & P. E. Lagasse, *Bidirectional beam propagation method*. Elec. Lett., vol. 24, no. 11, p. 675 (1988).
- <sup>19</sup> P. Kaczmariski & J. Haes, *Beam Propagation Methods*, COMOPTEC Courses, Gent, (1991).
- <sup>20</sup> Y. Chung & N. Dagli, *An assessment of finite difference beam propagation method* IEEE Journ. Quant. Elec., vol. 26, no. 8, p. 1335 (1990).
- <sup>21</sup> R. Scarmozzino & Osgood, Jr, *Comparison of finite-difference and fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications*, Journ. Opt. Soc. Amer., vol. 8, no. 5, p. 724 (1991).
- <sup>22</sup> Y. Chung & N. Dagli, *An assessment of finite difference beam propagation method*, IEEE Journ. Quant. Elec., vol. 26, no. 8, p. 1335 (1990).

- <sup>23</sup> D. Yevick & B. Hermansson, *A split-step finite difference analysis of rib waveguides*, Elec. Lett., vol. 25, no. 7, p. 461 (1989).
- <sup>24</sup> J Gerdes & R. Pregla, *Beam propagation method based on the method of lines*, Journ. Opt. Soc. Amer., vol. 8, no. 2, p. 389 (1991).
- <sup>25</sup> R. Baets, J. Willems & J Haes, *Diversity in beam propagation methods*, Proc. ECIO, p. 13.1 (1993).
- <sup>26</sup> M Munowitz & D. J. Vezzetti, *Beam propagation computations in one and two transverse dimensions*, Opt. Commun., 100 (1-4), p. 43 (1993).
- <sup>27</sup> P. Kaczmariski & J Haes, *Beam Propagation Methods*, COMOPTEC Courses, Gent, (1991).
- <sup>28</sup> J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson, Paris (1987).
- <sup>29</sup> Y. Chung & N. Dagli, *An assessment of finite difference beam propagation method*, IEEE Journ. Quant. Elec., vol. 26, no. 8, p. 1335 (1990).
- <sup>30</sup> J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson, Paris (1987).



# III. CHAPITRE III : THEORIE FONDAMENTALE DES AMPLIFICATEURS OPTIQUES A BASE D'ERBIUM

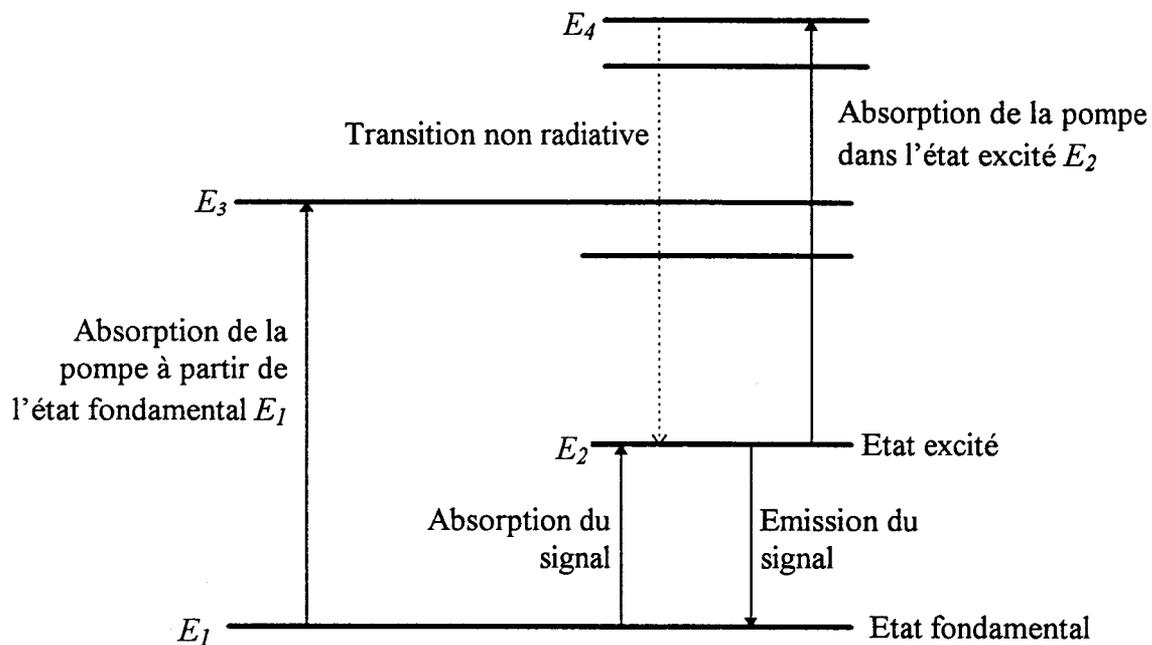
Ce chapitre décrit la théorie fondamentale des amplificateurs optiques à base d'erbium. Les caractéristiques essentielles de ces amplificateurs sont examinées: le gain, la saturation, et le bruit. Un amplificateur idéal devrait présenter un gain le plus élevé possible, un niveau de saturation de puissance du signal de sortie très élevé également, mais un niveau de bruit le plus bas possible. Nous verrons que les performances de l'amplificateur réel sont limitées par des phénomènes physiques et technologiques.

Nous commençons par présenter le modèle de l'amplificateur que nous avons retenu. Il suppose un système à trois niveaux d'énergie. Ensuite, nous passons en revue les notions d'*émissions spontanées*, d'*émissions stimulées*, d'*absorption dans l'état excité (AEE)*, de *pompage optique*. Nous présentons aussi les *équations de population* qui servent de base au calcul numérique des caractéristiques statiques et dynamiques du gain de l'amplificateur ainsi que du bruit qu'il génère. Ces différentes caractéristiques sont décrites et illustrées le long de ce chapitre.

## III.1 MODELE DE L'AMPLIFICATEUR.

La configuration électronique des ions *terres-rares* trivalents est de la forme  $[Xe]4f^{N-1}5s^25p^66s^0$ , [III-1]

$[Xe]$  représentant la configuration électronique du *Xenon*<sup>1,2</sup>. Cette configuration nous montre que l'atome d'erbium par exemple a perdu trois électrons: un électron appartenant à la



**Figure III-1 : Diagramme d'énergie simplifié d'un amplificateur à 4 niveaux d'énergie avec absorption de la pompe dans l'état excité  $E_2$ .**

couche  $4f$  et deux électrons de la couche  $6s$ . Quand un ion est excité par un champ électromagnétique extérieur comme la lumière, les électrons occupent des niveaux d'énergie élevés. Tant que les électrons de la couche extérieure protègent ceux de la sous couche  $4f$  du champ cristallin des *coordinats (ligands)*, les niveaux d'énergie de l'ion dans le verre hôte sont assez proches de ceux de l'ion libre.

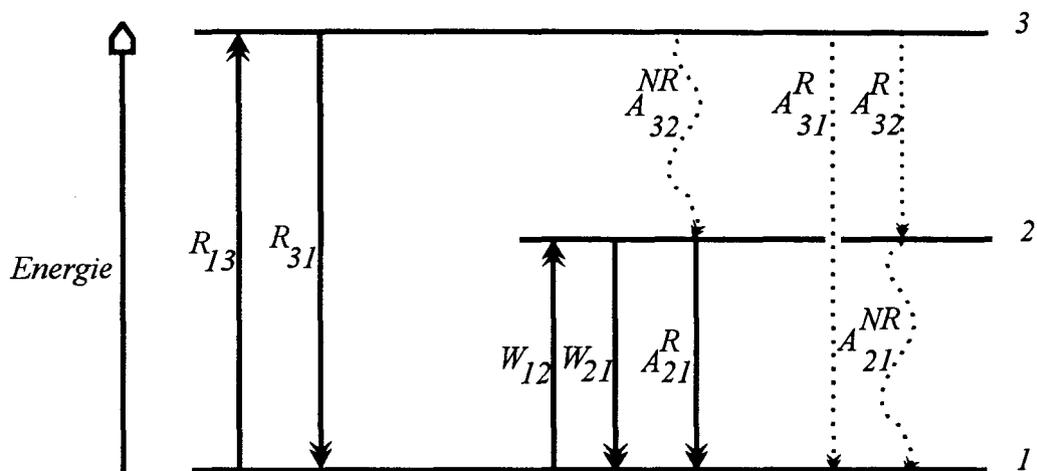
L'interaction entre l'ion et la lumière peut se décrire comme suit (figure III-1): en général, l'ion est d'abord excité, et occupe alors un niveau d'énergie supérieur  $E_3$ , à partir d'un niveau  $E_1$  plus bas par absorption d'énergie lumineuse. Ensuite, il cède une partie de son énergie au réseau par une transition non radiative et occupe alors un niveau d'énergie intermédiaire  $E_2$ , car l'écart d'énergie entre deux états excités est très important. A partir de cet état, plusieurs scénarios peuvent se produire:

-l'ion peut par interaction avec un autre ion occuper un autre état d'énergie plus élevé  $E_4$  par le processus appelé *up-conversion* en terminologie anglo-saxonne (*conversion vers les fréquences hautes*) ou par absorption d'un photon de pompe (*Absorption dans l'Etat Excité : AEE*).

-l'ion peut aussi retourner à un état d'énergie plus faible  $E_1$ , cette fois ci en émettant de la lumière par le processus des *émissions spontanées* ou *stimulées* (voir paragraphes III-2 et III-3).

Par souci de simplification, faisons abstraction du processus de *up-conversion*. Nous pouvons alors modéliser notre amplificateur par un système à trois niveaux d'énergie comme le montre la figure III-2.

Pour avoir une amplification, il est impératif de créer une inversion de population pour produire des émissions stimulées.



**Figure III-2: Modèle de l'amplificateur à 3 niveaux d'énergie. Les différentes transitions possibles sont représentées: radiatives (R) et non radiatives (NR).**

### III.2 EMISSIONS SPONTANÉES.

Considérons les deux niveaux d'énergie  $E_1, E_2$  ( $E_1 < E_2$ ) correspondant respectivement aux niveaux 1 et 2. Selon les principes de la mécanique quantique, les ions se trouvant dans l'état d'énergie le plus élevé  $E_2$  ont tendance à descendre vers le niveau le plus bas  $E_1$ , en émettant de la lumière à une fréquence  $\nu$  satisfaisant à l'équation  $h\nu = E_2 - E_1$ . Cette transition qui est indépendante d'une excitation extérieure est appelée *émission spontanée*.

Supposons qu'à l'instant  $t=0$ , nous ayons  $N_2$  atomes occupant le niveau 2. Le nombre d'atomes qui passeront de l'état 2 à l'état 1 par unité de temps sera donné par l'équation:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}^R N_2 = -\frac{N_2}{\tau_{sp}} \quad \text{[III-2]}$$

$A_{21}^R$  est le *taux d'émissions spontanées* ou encore appelé *coefficient d'Einstein*.

$\tau_{sp}$  est alors la durée de vie radiative d' *émission spontanée* du niveau  $E_2$  vers  $E_1$ . Notons que  $\tau_{sp}$  n'est pas égal à la durée de vie  $\tau_2$  du niveau excité  $E_2$  quand les autres transitions sont présentes.

### III.3 EMISSIONS STIMULÉES.

En revanche, si le système est soumis à une excitation extérieure (champ électromagnétique) de fréquence  $\nu = (E_2 - E_1)/h$ , ce champ sera absorbé en communiquant son énergie aux ions se trouvant dans le niveau  $E_1$  qui peuvent ainsi occuper le niveau  $E_2$  et éventuellement retourner au niveau  $E_1$  avec une probabilité  $W_{21}$ . Cette transition du niveau  $E_2$  vers le niveau  $E_1$  sous l'influence d'une excitation extérieure se fait avec émission de lumière : ce sont des *émissions stimulées*.

La probabilité de transition de  $E_2$  vers  $E_1$  est donc proportionnelle à l'intensité  $I_\nu$  de la lumière incidente. On a :

$$W_{21} = \frac{c^2 I_\nu}{8\pi n^2 h \nu^3 \tau_{sp}} g(\nu) \quad \text{[III-3]}$$

ou encore  $W_{21} = \sigma(\nu) \left( \frac{I_\nu}{h\nu} \right)$  [III-4]

avec  $\sigma(\nu) = \frac{c^2 g(\nu)}{8\pi n^2 \nu^2 \tau_{sp}}$  [III-5]

$\sigma(\nu)$  est la section efficace d'émission de transition de la région active, et représente la proportion du nombre de photons incidents contribuant aux transitions pour une surface unité.

$c$  est la célérité de la lumière.

$n$  est l'indice de réfraction de la région active.

$g(\nu)$  représente la distribution spectrale normalisée de la fluorescence  $\left( \int_0^\infty g(\nu) d\nu = 1 \right)$

de la transition  $2 \rightarrow 1$ . Ceci veut dire que la probabilité  $W_{21}$  est maximale à la fréquence centrale du spectre d'émission de l'amplificateur.

### III.3.1 Création d'émissions stimulées.

Un système atomique à l'équilibre obéit à l'équation de distribution de *Boltzmann*.

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left\{ -\frac{(E_2 - E_1)}{kT} \right\} = \exp\left( -\frac{h\nu}{kT} \right) \quad \text{[III-6]}$$

$T$  est la température absolue.

$k$  est la constante de *Boltzmann*.

Cette équation nous montre qu'à l'équilibre, le système est *naturellement* absorbant. Cependant, pour qu'il puisse amplifier, il faut arriver à créer une inversion de population ( $N_2 > N_1$ ) soit par pompage optique (cas des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium), soit par pompage électrique (cas des amplificateurs lasers à semi-conducteurs)

Tant que le signal et la lumière de pompe restent confinés dans la région active, il est possible même si le coefficient de gain est faible, d'obtenir sur une longue distance un gain satisfaisant. C'est par exemple le cas des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium dont la longueur est typiquement d'une dizaine de mètres.

#### **III.4 ABSORPTION DANS L'ETAT EXCITE DE LA POMPE ET DU SIGNAL.**

Le phénomène d'*absorption dans l'état excité (AEE)* a été observé dans les fibres dopées à l'erbium entre 450 nm et 1050 nm<sup>3,4,5</sup>. L'absorption ne se fait pas à partir de l'état fondamental ( $E_1$ ), mais à partir d'un état excité ( $E_2$ ) vers un état d'énergie plus élevé ( $E_3$ ) dont le *gap*  $\Delta E = E_3 - E_2$  vaut  $h\nu_p$  dans le cas de la pompe, ou  $h\nu_s$  dans le cas du signal. Ce phénomène a pour conséquence de dégrader le gain de l'amplificateur.

#### **III.5 LE POMPAGE OPTIQUE : CRITERES DE CHOIX D'UNE SOURCE.**

La source de pompe est le seul élément actif d'une chaîne d'amplification. Le succès des amplificateurs optiques tient certes aux possibilités d'obtenir des *produits gain-bande* élevés mais aussi à la miniaturisation des lasers *semiconducteurs* pouvant être utilisés comme source de pompage. Nous présentons ci-dessous les principales caractéristiques des sources pouvant servir pour le pompage des amplificateurs à base d'erbium.

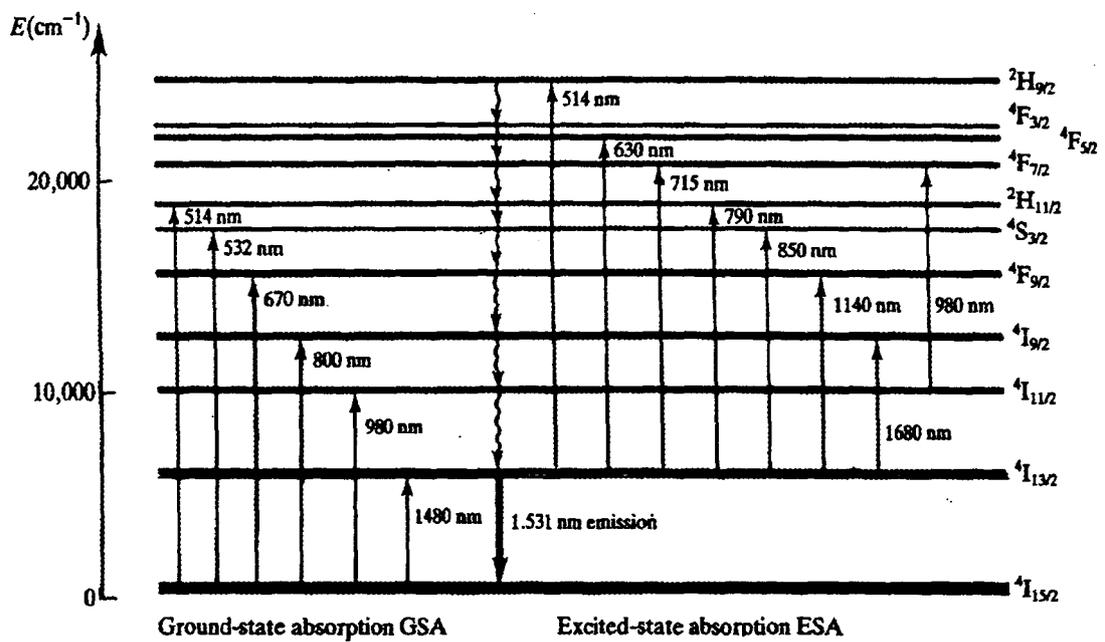


Figure III-3 : Diagramme d'énergie et des transitions possibles de l'erbium dans la silice <sup>6</sup>.

### III.5.1 Choix de la longueur d'onde de pompe.

Le premier critère que doit vérifier une source de pompage est de pouvoir exciter les ions erbium du niveau fondamental  $E_1$  au niveau intermédiaire  $E_3$ . Autrement dit, il faut que sa longueur d'onde coïncide avec les bandes d'absorption de l'atome d'erbium. Ces bandes peuvent s'obtenir simplement en observant le diagramme d'énergie<sup>6</sup> (figure III-3) de l'erbium, ou alors son spectre d'absorption<sup>7</sup> (figure III-4). Les bandes de pompage proches de 1480 nm, 980 nm et 810 nm correspondent respectivement à un pompage à deux niveaux, à trois niveaux en négligeant le pompage des *AEEs* (*Absorption dans l'Etat Excité* : voir fin du paragraphe), et à trois niveaux avec pompage des *AEEs*.

La durée de vie de l'état intermédiaire  $E_3$  étant très courte en général (quelques  $\mu\text{s}$ ), l'électron excité redescend très rapidement au niveau  $E_2$  qui a une durée de vie plus longue (quelques ms). Avec le temps, il se produit ainsi au niveau excité  $E_2$ , une accumulation d'électrons créant de ce fait une inversion de population entre le niveau fondamental  $E_1$  et le niveau  $E_2$ .

Par ailleurs, s'il existe une autre bande d'énergie plus élevée  $E_4$  dont la différence d'énergie avec le premier niveau excité  $E_2$  est égale à l'énergie de la source de pompe, les électrons vont dépeupler le niveau  $E_2$  vers le niveau  $E_4$  dégradant ainsi l'efficacité de pompage: c'est le phénomène d'*absorption dans l'état excité*.

### III.5.2 Critère de saturation de l'amplificateur.

Le second critère de choix de la source doit porter sur la saturation de puissance de sortie de l'amplificateur.

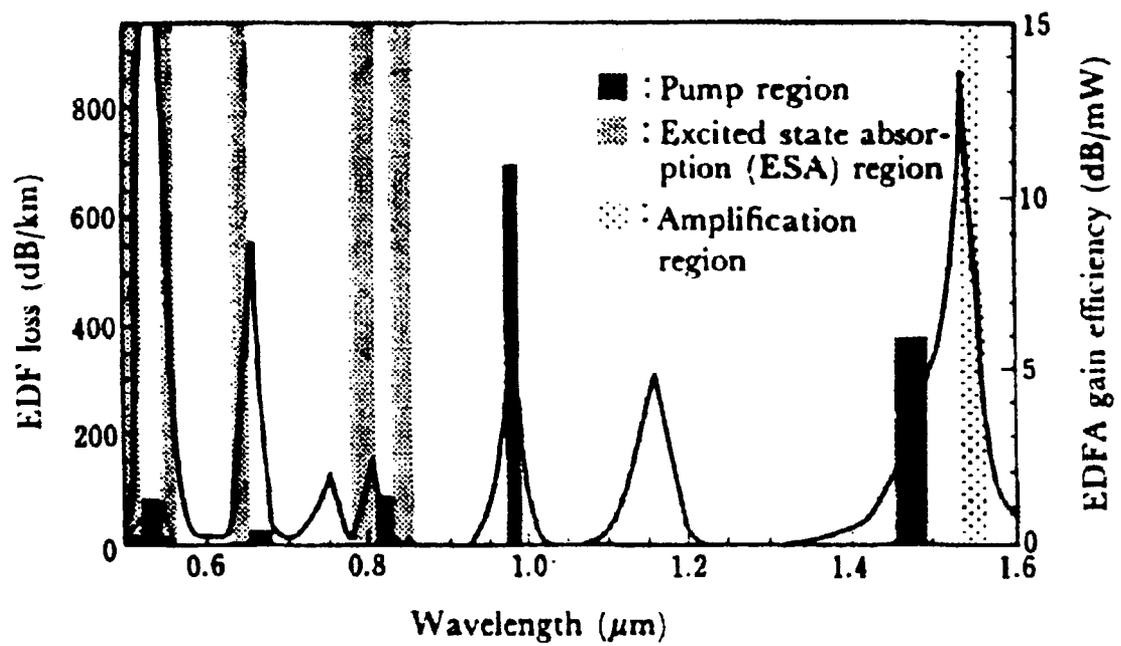


Figure III-4 : Spectre d'absorption et efficacité de gain de l'amplificateur à base d'erbium<sup>7</sup>.

Soit  $n_{pompe}$ , le nombre de photons incidents de la pompe par unité de temps,  $P_{pompe}$  la puissance de pompe incidente, et  $\nu_{pompe}$  sa fréquence optique.

De même pour le signal, soit  $n_{sortie}$ , le nombre de photons incidents par unité de temps du signal de sortie,  $P_{sortie}$  la puissance du signal de sortie, et  $\nu_{signal}$  sa fréquence optique.

On a les relations suivantes:

$$n_{pompe} = \frac{P_{pompe}}{h\nu_{pompe}} \quad \text{[III-7]}$$

$$n_{sortie} = \frac{P_{sortie}}{h\nu_{signal}} \quad \text{[III-8]}$$

Soit  $\eta_p$  la proportion de photons de pompe contribuant à l'amplification du signal.

On peut alors écrire  $n_{sortie} = n_{entrée} + \eta_p n_{pompe}$  ou plus simplement dans le cas où le gain de l'amplificateur est élevé  $n_{sortie} \approx \eta_p n_{pompe}$  ou encore en termes de puissances :

$$P_{sortie} = \eta_p \frac{\nu_{signal}}{\nu_{pompe}} P_{pompe} \quad \text{[III-9]}$$

Cette dernière équation nous montre aisément que même dans le cas idéal où  $\eta_p = 1$ , l'efficacité de conversion de l'énergie de la pompe en énergie du signal est proportionnelle au rapport  $\nu_{signal}/\nu_{pompe}$ .

Le pompage à  $0,980 \mu\text{m}$  bien qu'offrant un gain plus élevé (voir figure III-4) est donc du point de vue de la saturation du signal de sortie moins intéressant que celui à  $1,48 \mu\text{m}$ . Il est par conséquent plus intéressant, à la fin de la chaîne de transmission c'est-à-dire à l'étage de *pré-amplification* (voir Chapitre IV).

En revanche, le pompage à 1,48  $\mu\text{m}$  offre un gain moins important mais permet d'augmenter le niveau de saturation du signal de sortie. Il s'utilisera de préférence au début de la chaîne de transmission c'est-à-dire à l'étage de *post-amplification* (voir Chapitre IV).

### III.6 EQUATIONS DES POPULATIONS.

A la température ambiante, les niveaux de transition des ions  $\text{Er}^{3+}$  à n'importe quelle longueur d'onde de pompe peuvent se modéliser suivant un système à 3 niveaux d'énergie (figure III-2).

Les relations entre les densités de population des niveaux 1, 2 et 3, de l'intensité de la pompe  $I_p$  et de celle du signal  $I_s$  peuvent s'exprimer d'après les équations suivantes<sup>8</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= \frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} N_1 - \frac{N_3}{\tau_{32}} \\ \frac{dN_2}{dt} &= \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - (\sigma_{21} N_2 - \sigma_{12} N_1) \frac{I_s}{h\nu_s} \\ \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{\sigma_p I_p}{h\nu_p} N_1 + \frac{N_2}{\tau_{21}} + (\sigma_{21} N_2 - \sigma_{12} N_1) \frac{I_s}{h\nu_s} \end{aligned} \quad \text{[III-10]}$$

$N_3, N_2, N_1$  représentent les densités respectives des ions erbium dans les niveaux  $E_3, E_2,$  et  $E_1$ .

$\sigma_{21}$  est la section efficace d'émissions stimulées.

$\sigma_{12}$  est la section efficace d'absorptions stimulées.

$\tau_{ij}$  est la durée de vie de la transition  $i \rightarrow j$ .

$h$  est la constante de Planck.

$\nu_p$  est la fréquence optique de la pompe.

$\nu_s$  est la fréquence optique du signal.

Compte tenu du fait que  $\tau_{32} \ll \tau_{21}$ , on peut supposer  $N_3 \approx 0$ , ce qui revient à écrire:

$$N_T \approx N_1 + N_2 \quad \text{[III-11]}$$

$N_T$  étant la densité totale d'ions erbium.

A partir des équations [III-10] et [III-11], on trouve en régime statique ( $d/dt=0$ ):

$$N_1 = \frac{\frac{\sigma_{21}}{h\nu_s} I_s + \frac{1}{\tau_{21}}}{\frac{\sigma_p}{h\nu_p} I_p + \frac{(\sigma_{12} + \sigma_{21})}{h\nu_s} I_s + \frac{1}{\tau_{21}}} N_T \quad \text{[III-12]}$$

$$N_2 = \frac{\frac{\sigma_p}{h\nu_p} I_p + \frac{\sigma_{12}}{h\nu_s} I_s}{\frac{\sigma_p}{h\nu_p} I_p + \frac{(\sigma_{12} + \sigma_{21})}{h\nu_s} I_s + \frac{1}{\tau_{21}}} N_T \quad \text{[III-13]}$$

### **III.7 EQUATIONS D'EVOLUTIONS DU SIGNAL, DE LA POMPE ET DU BRUIT.**

Les équations régissant les évolutions des intensités de la pompe, du signal et du bruit le long de l'amplificateur sont les suivantes<sup>9</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{dI_p}{dz} &= \mp \sigma_p N_1 I_p \\ \frac{dI_s}{dz} &= (\sigma_{21} N_2 - \sigma_{12} N_1) I_s \\ \pm \frac{dI_{ASE}^\pm}{dz} &= (\sigma_{21} N_2 - \sigma_{12} N_1) I_{ASE}^\pm + h\nu \sigma_{21} N_2 \Delta\nu \end{aligned} \quad [\text{III-14}]$$

Le + signifie que la lumière de pompe se propage dans le même sens que le signal et le - signifie le contraire.

$$\text{Avec : } I_p = \Gamma_p \frac{P_p}{A}, \quad I_s = \Gamma_s \frac{P_s}{A}, \quad I_{ASE} = \Gamma_s \frac{P_{ASE}}{A}$$

$A$  étant la surface active du guide.

$\Delta\nu$  est la bande passante optique des émissions spontanées.

$\Gamma_s$  et  $\Gamma_p$  sont les taux de recouvrement respectifs entre les modes du signal et de la pompe avec la partie active du guide.

Faisons les changements de variables suivants<sup>10</sup>:

$$I_{Se} = \frac{h\nu_p}{\sigma_p \tau_{21}} \quad [\text{III-15}]$$

$$I'_p = \frac{I_p}{I_{Se}} \quad [\text{III-16}]$$

$$I'_s = \gamma \frac{I_s}{I_{Se}} \quad [\text{III-17}]$$

$$\gamma = \frac{\sigma_s \nu_p}{\sigma_p \nu_s} \quad [\text{III-18}]$$

$$k = \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} \quad [\text{III-19}]$$

Les équations [III-12] et [III-13] peuvent s'écrire:

$$N_1 = \frac{I'_s + 1}{I'_p + (k+1)I'_s + 1} N_T$$

$$N_2 = \frac{I'_p + kI'_s}{I'_p + (k+1)I'_s + 1} N_T \quad \text{[III-20]}$$

Supposons notre système avec cette fois ci une inversion de population. Si nous le soumettons à un champ électromagnétique de fréquence  $\nu$ , la puissance lumineuse générée par unité de volume sera

$$P = (N_2 - N_1)W_i(\nu)h\nu \text{ en } W/m^3 \quad \text{[III-21]}$$

ou encore

$$P = (N_2 - N_1)\sigma(\nu)I\nu \text{ en } W/m^3 \quad \text{[III-22]}$$

Si cette lumière générée entre en phase avec la lumière incidente,  $P$  représente ainsi l'augmentation de la lumière par unité de longueur dans le coeur de l'amplificateur.

Et par conséquent, si l'on introduit les coefficients respectifs des pertes de propagation intrinsèques du signal et de la pompe  $\alpha_s$  et  $\alpha_p$  dans le matériau, les équations [III-14] régissant les évolutions du signal et de la pompe deviennent :

$$\frac{dI'_p}{dz} = -\frac{I'_s + 1}{I'_p + (k+1)I'_s + 1} N_T \sigma_p I'_p - \alpha_p I'_p \quad \text{[III-23]}$$

$$\frac{dI'_s}{dz} = -\frac{I'_p + (k-1)I'_s - 1}{I'_p + (k+1)I'_s + 1} N_T \sigma_{21} I'_s - \alpha_s I'_s \quad \text{[III-24]}$$

Tant que nous travaillons dans la zone de linéarité de l'amplificateur, le gain est constant le long de l'amplificateur. La résolution de l'équation [III-24] nous donne alors:

$$I'_s(z) = I'_s(0) \exp\{(g - \alpha_s)z\} \quad \text{[III-25]}$$

$$\text{avec } g = \frac{I'_p + (k-1)I'_s - 1}{I'_p + (k+1)I'_s + 1} N_T \sigma_{21} \quad \text{[III-26]}$$

Ainsi, il apparaît clairement dans ce cas, que  $g$  représente le gain optique de l'amplificateur. Nous avons donc une augmentation exponentielle de la lumière le long de l'amplificateur, pour autant que  $g > \alpha_s$ .

Le taux d'inversion de population est:

$$n_{sp} = \frac{I'_p + \alpha I'_s}{I'_p - 1 - (1 - \alpha)I'_s} \quad \text{[III-27]}$$

On peut remarquer au passage que le taux d'inversion de population  $n_{sp}$  tend vers 1 quand il n'y a pratiquement pas de signal ( $I'_s = 0$ ), et quand  $I'_p \gg 1$  c'est-à-dire  $I_p \gg I_{Se}$ .

### III.8 CARACTERISTIQUES DE SATURATION DU GAIN.

Il faut entendre par saturation ici, la puissance de sortie au delà de laquelle le gain chute de 3 dB. En effet, contrairement aux amplificateurs électriques où le gain est constant, celui des amplificateurs optiques dépend de l'intensité du signal d'entrée. La saturation du gain se produit quand les *émissions stimulées* produites par la lumière incidente dans la région active de l'amplificateur provoquent une réduction importante de la population d'inversion ( $N_2 - N_1$ ). Par conséquent, cette saturation ne se traduit pas par un *écrêtage* du signal de sortie, mais tout simplement par une diminution du gain.

Les mesures expérimentales et la résolution numérique des équations [III-22] et [III-23], permettent de se rendre compte que plusieurs paramètres peuvent en être responsables. Nous

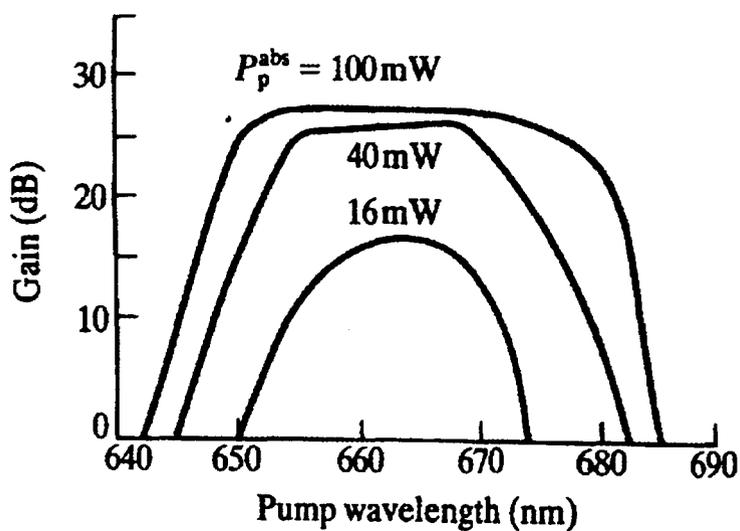


Figure III-5 : Caractéristique du gain en fonction de la longueur d'onde de pompe autour de 655 nm pour différentes puissances de pompe (16 mW, 40 mW et 100 mW)<sup>10</sup>.

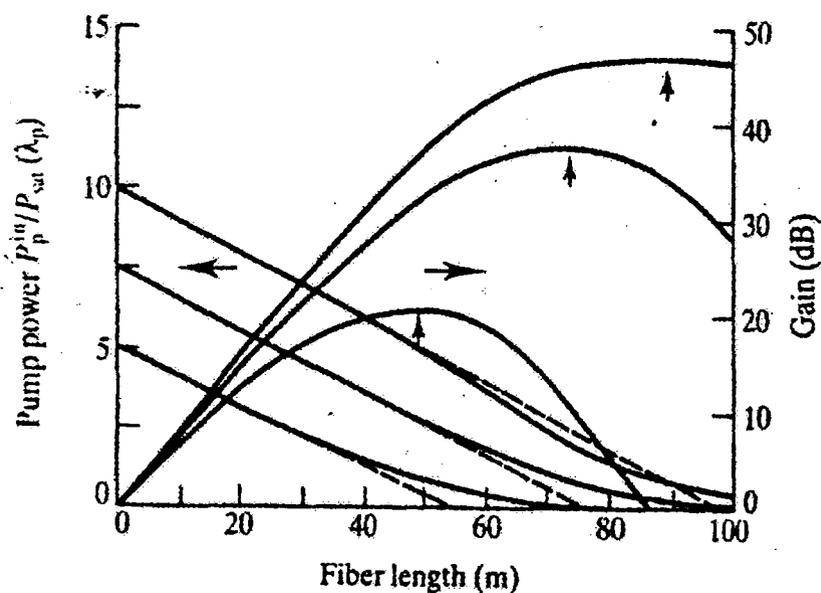


Figure III-6 : Gain en fonction de la longueur de l'amplificateur pour 3 puissances de pompe différentes (1 mW ; 3,75 mW ; 5 mW ;  $P_{sat}=500 \mu W$ ) . Les flèches indiquent les maxima de gain correspondant aux longueurs optimales (50m ; 73 m ; 85m)<sup>11</sup>.

présentons ci-dessous les principales caractéristiques du gain. Ces caractéristiques expérimentales et théoriques sont issus de la littérature relative aux amplificateurs à base de fibre dopés à l'erbium (AFDE).

### ***III.8.1 Effet de la longueur d'onde de pompe.***

Une étude expérimentale du gain en fonction de la longueur d'onde autour de 655 nm <sup>11</sup> (figure III-5) montre l'existence d'un maximum ( $\lambda=655$  nm) correspondant au pic d'absorption de la pompe. On y constate qu'au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, le gain maximum est constant sur une plus large plage de longueur d'onde.

### ***III.8.2 Effet de la longueur de l'amplificateur optique.***

La décroissance de la puissance de pompe le long de l'amplificateur entraîne une conversion non uniforme de l'énergie de pompe en énergie du signal. Si la puissance de pompe devient à un endroit donné de l'amplificateur insuffisante pour pouvoir créer une inversion de population, alors il n'y a plus amplification, mais atténuation du signal. La longueur optimale de l'amplificateur correspond au maximum de gain. Cette longueur optimale dépend à la fois de la puissance de pompe, des longueurs d'onde respectives du signal et de la pompe, du dopage...

La figure III-6 montre la distribution du gain petit signal le long de l'amplificateur optique, calculé pour trois puissances de pompes différentes<sup>12</sup>. On obtient des longueurs optimales de 50m, 73m, et 85m pour des puissances respectives de pompe de 1 mW, 3,75 mW et 5 mW.

### III.8.3 Effet de la puissance du signal incident.

Le gain de l'amplificateur obéit au principe de base de la conservation d'énergie. Au nom de ce principe, le flux de photons (nombre de photons par seconde) du signal de sortie doit être au plus égal au flux total de photons incidents (pompe et signal ) c'est-à-dire :

$$\varphi_s^{sortie} \leq \varphi_p^{entrée} + \varphi_s^{entrée} \quad \text{[III-28]}$$

ou alors en termes de puissance,

$$P_s^{sortie} \leq P_s^{entrée} + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} * P_p^{entrée} \quad \text{[III-29]}$$

Cette dernière relation [III-29] nous montre aisément que le maximum de signal que puisse délivrer un amplificateur dépend aussi du rapport de la longueur d'onde de pompe sur celle du signal. Que ce soit dans des systèmes à deux ou à trois niveaux d'énergie, on a généralement  $\lambda_p/\lambda_s < 1$ . Aussi nous avons généralement  $P_s^{entrée} / P_p^{entrée} \ll 1$  et par conséquent l'efficacité de conversion  $P_s^{sortie} / P_p^{entrée}$  de l'amplificateur est nécessairement inférieure à 1. Théoriquement, l'efficacité de conversion sera plus grande dans un système à deux niveaux car le rapport  $\lambda_p/\lambda_s$  est proche de l'unité.

La conservation d'énergie peut aussi s'exprimer en terme de gain  $G = P_s^{sortie} / P_s^{entrée}$ . On a alors:

$$G \leq 1 + \frac{\lambda_p}{\lambda_s} * \frac{P_p^{entrée}}{P_s^{entrée}} \quad \text{[III-30]}$$

L'égalité correspondrait à un régime où les photons de pompe seraient tous convertis en photons du signal par l'amplificateur. Pour une très grande valeur du signal d'entrée, le gain

maximum de l'amplificateur peut atteindre la valeur unité. On dit alors que l'amplificateur devient transparent. La condition pour que cela se réalise est la suivante :

$$P_s^{entrée} \gg \frac{\lambda_p}{\lambda_s} * P_p^{entrée} \quad \text{[III-31]}$$

Cette dernière inégalité [III-31] montre aussi que la puissance de sortie ne peut dépasser une certaine valeur car:

$$P_s^{entrée} \leq \frac{\lambda_p}{\lambda_s} * \frac{P_p^{entrée}}{G-1} \quad \text{[III-32]}$$

L'inégalité exprimant la conservation de l'énergie prend en compte plusieurs effets: certains photons de pompe peuvent traverser tout l'amplificateur sans rencontrer un ion actif. D'autres peuvent simplement être absorbés à cause des impuretés et des pertes intrinsèques du matériau. Une autre partie des photons de pompe absorbés par des ions actifs peut aussi se perdre par le processus d' *émissions spontanées*, sans être convertis en photons du signal.

Remarquons au passage que l'inégalité [III-30] s'applique aussi dans le cas particulier où la puissance de pompe est nulle. Dans ce cas précis, cette inégalité exprime simplement l'atténuation du signal d'entrée.

L'effet de la puissance du signal sur la saturation du gain peut être mis en évidence en traçant la caractéristique du gain en fonction de la puissance du signal d'entrée ou de sortie. La figure III-7 montre cette caractéristique à différentes longueurs d'onde du signal et pour une puissance de pompe de 110 mW à 1480 nm<sup>13</sup>. Nous pouvons y remarquer que le gain sature dans les deux cas pour une puissance du signal de sortie supérieure à 4dBm.

En régime de faible signal, nous constatons que le gain  $G$  est constant et est maximum ( $G_{Max}$ ). La saturation du gain nous l'avons vu, est définie comme étant la puissance du signal

d'entrée  $P_{entrée}^{sat}$  ou de sortie  $P_{sortie}^{sat}$  à laquelle le gain chute de 3 dB par rapport à sa valeur en régime de non saturation  $G_{Max}$ . Les valeurs  $P_{entrée}^{sat}$  ou  $P_{sortie}^{sat}$  et  $G_{Max}$  définissent ainsi la dynamique en puissance de l'amplificateur pour une source de pompe donnée (longueur d'onde et puissance).

#### **III.8.4 Auto-saturation du gain.**

Les photons émis par le processus d' *Emissions Spontanées Amplifiées (E.S.A)* parcourent l'amplificateur d'un bout à l'autre en s'amplifiant cette fois-ci par le processus d' *émissions stimulées* exactement comme le signal. En régime de non saturation du gain, cette amplification du bruit croît de manière linéaire avec le gain réduisant ainsi le taux d'inversion de population et par ricochet peut provoquer en absence du signal, la saturation du gain. On parle dans ce cas d' *auto-saturation*.

#### **III.9 EFFICACITE DE CONVERSION EN PUISSANCE.**

Dans des applications de puissance (en général après l'émetteur optique), on travaille généralement en régime de saturation, ceci pour obtenir le maximum de puissance du signal en sortie. On définit pour ces amplificateurs de puissance le rapport suivant :

$$ECP = \frac{P_s^{sortie} - P_s^{entrée}}{P_p^{entrée}} \quad \text{[III-33]}$$

Ce rapport estime l'efficacité de conversion en puissance.

#### **III.10 BRUIT ET FACTEUR DE BRUIT.**

Le processus d' *émissions spontanées amplifiées* et le facteur de bruit  $NF$  sont des caractéristiques importantes de l'amplificateur optique. En effet, la sortie d'un amplificateur optique comprend le signal amplifié et les *Emissions Spontanées Amplifiées (ESA)*. Dans une

large bande de fréquence, ces *ESAs* sont générées arbitrairement dans le coeur de l'amplificateur, et créent des interférences d'une part entre les différentes raies des *ESAs* et d'autre part avec le signal. Le facteur de bruit mesure la dégradation du *rapport signal/bruit* de l'entrée à la sortie de l'amplificateur.

Son expression est la suivante :

$$F = \frac{(S/N)_{\text{entrée}}}{(S/N)_{\text{sortie}}} = 2n_{sp} + \frac{n_{sp}^2 MB_0}{\langle n_{\text{entrée}} \rangle} \quad \text{[III-34]}$$

$B_0$  est la bande passante optique du filtre.

$M$  le nombre de modes transversaux présents dans l'amplificateur.

$\langle n_{\text{entrée}} \rangle$  le nombre moyen de photons incidents.

Le premier terme de cette expression représente la contribution du bruit de battement entre le signal et les émissions spontanées amplifiées.

Le second terme est la contribution du bruit *d'autobattement* d'émissions spontanées amplifiées. Ce second terme est en général très faible devant le premier grâce à l'utilisation des filtres optiques en sortie de l'amplificateur. L'expression usuelle du facteur de bruit est donc la suivante :

$$F = 2n_{sp} \quad \text{[III-35]}$$

$$n_{sp} = \frac{\eta N_2}{\eta N_2 - N_1} \quad \text{[III-36]} \text{ étant le } \textit{facteur d'émissions spontanées amplifiées}.$$

$$\text{Avec } \eta = \frac{\sigma_e}{\sigma_a} \quad \text{[III-37]}$$

### III.10.1 Caractéristiques du bruit.

Dans un amplificateur optique, en même temps qu'il y a production d'émissions stimulées, il y a aussi production d'émissions spontanées qui s'amplifient tout le long de l'amplificateur de la même manière que le signal à amplifier. La puissance moyenne de bruit produit par l'amplificateur dans le cas d'une propagation *monomode* a pour expression :

$$P_N = n_{sp} h\nu B(G - 1) \quad \text{[III-38]}$$

$B$  étant la *largeur à mi-hauteur* du spectre d'émission de l'amplificateur (voir paragraphe VI-3).

L'expression du bruit montre que dans des conditions d'inversion complète, c'est-à-dire quand tous les atomes sont dans le niveau excité ( $N_1=0, N_2=N_T$ ), le *facteur d'émissions spontanées*  $n_{sp}$  atteint sa valeur minimale 1. A ce moment, la puissance de sortie du bruit atteint sa valeur minimale  $P_N^{\min} = h\nu B(G - 1)$ . [III-39]

La puissance de bruit à la sortie de l'amplificateur est donc minimale quand l'inversion de population est complètement atteinte dans sa région active.

### III.11 CONCLUSION.

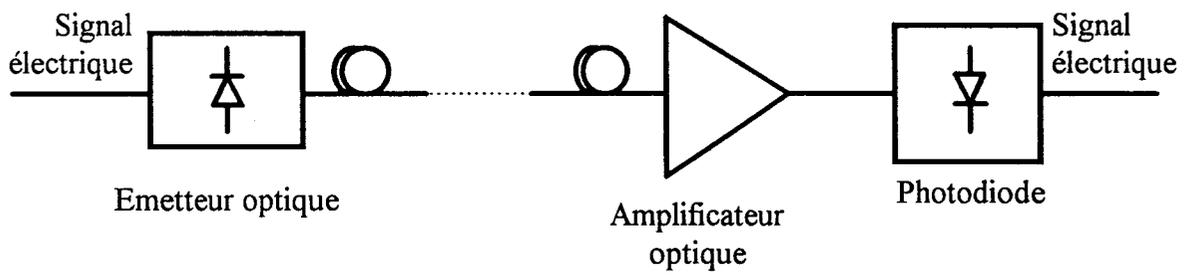
Nous avons jeté dans ce chapitre les bases de l'amplification optique qui devrons nous permettre de mieux appréhender par la suite les phénomènes physiques complexes qui se produisent dans un amplificateur optique. Nous avons vu que le gain de l'amplificateur était tributaire d'un grand nombre de paramètres, notamment la longueur de l'amplificateur, la puissance de pompe et celle du signal incident, les sections efficaces d'émission et d'absorption stimulées, le dopage... Tous ces facteurs doivent être pris en compte au moment de la conception de l'amplificateur, laquelle nécessite pour être rigoureux des techniques numériques sophistiquées que nous présentons au chapitre VI.

## REFERENCES DU CHAPITRE III

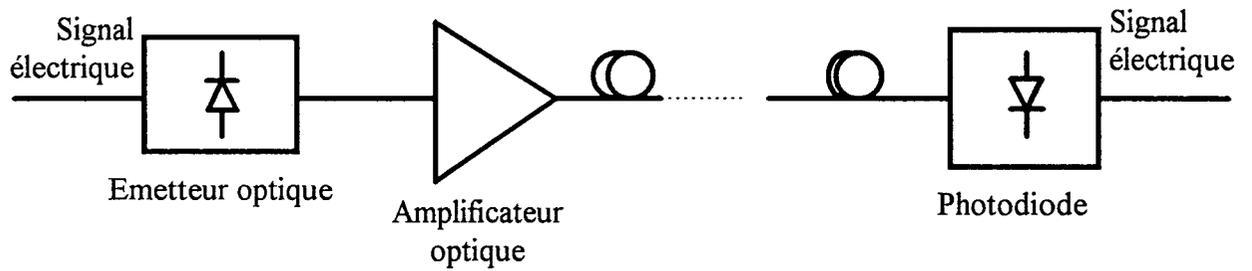
- 
- <sup>1</sup> H. Haken and H. C. Wolf, *Atomic and Quantum Physics*, second edition, Springer-Verlag, New York, chapitres 5, 15 et 19 (1987).
- <sup>2</sup> K. Patek, *Glass Lasers*, CRC Press, Butterworth, London, (1970).
- <sup>3</sup> J. R. Armitage, C. G. Atkins, R. Wyatt, B. J. Ainslie, and S. P. Craig, *Spectroscopic studies of Er<sup>3+</sup>-doped single-mode silica fiber*, Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'88, paper TUM27, Optical Society of America, Washington DC, (1988).
- <sup>4</sup> R. I. Laming, S.B. Poole, and E. J. Tarbox, *Pump excited-state absorption in erbium-doped fibers*, Optics Lett., vol. 13, no. 12, p. 1084 (1988).
- <sup>5</sup> S. Zemon, G. Lambert, W. J. Miniscalco, R.W. Davies, B.T. Hall, R.C. Folweiler, T. Wei, L.J. Andrews, and M.P. Singh, *Excited state cross sections for Er-doped glasses*, Proc. SPIE Conference on Fiber Laser Sources and Amplifiers, vol. 1373, p. 21 (1990).
- <sup>6</sup> W. J. Miniscalco, *Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm*, IEEE J. Lightwave Tech., vol. 9, no. 2, p. 234 (1991).
- <sup>7</sup> S. Shimada, H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*, John Wiley & Sons, p. 88.
- <sup>8</sup> S. Shimada, H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*, John Wiley & Sons, p. 91.
- <sup>9</sup> S. Shimada, H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*, John Wiley & Sons, p. 92.
- <sup>10</sup> E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker, *High-gain erbium traveling-wave fiber amplifier*, Optics Lett., vol. 12, no. 11, p. 883 (1987).
- <sup>11</sup> R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54  $\mu\text{m}$* , Elec. Letters, vol. 23, no.19, p. 1026 (1987).
- <sup>12</sup> E. Desurvire *Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and applications*, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc.p. 384.

<sup>13</sup> S. Shimada, H. Ishio, *Optical Amplifiers and their Applications*, John Wiley & Sons, p. 102.





**Figure IV-1: Utilisation de l'amplificateur optique comme pré-amplificateur.**



**Figure IV-2: Utilisation de l'amplificateur optique comme post-amplificateur.**

## IV. CHAPITRE IV : PHOTODETECTION DES SIGNAUX PREAMPLIFIES OPTIQUEMENT

Nous avons vu plus haut (paragraphe III-10) que la sortie de l'amplificateur était entachée de bruit. Le signal optique à un moment ou à un autre de la chaîne dans laquelle est inséré l'amplificateur optique doit être détecté par un photodétecteur généralement de type *PIN*. Ce photodétecteur est lui aussi bruyant. D'autre part, son efficacité de conversion d'un photon incident en un *photoélectron* est généralement inférieure à 100%. Sa bande passante, sa zone de linéarité ainsi que celle de son circuit électrique associé sont aussi limités. Toutes ces limitations de l'étage de photodétection auront des incidences notables sur les caractéristiques du signal.

Le but premier de ce chapitre est d'examiner à partir des composants accessibles commercialement, l'influence de l'amplification optique sur les performances de la photodétection dans différentes configurations de systèmes : détection directe sans amplificateur optique, détection avec pré-amplificateur (figure IV-1) et photodiode *PIN*, détection avec pré-amplificateur et photodiode à avalanche, mais aussi l'influence de la post-amplification (figure IV-2). Ces performances sont étudiées en termes de *rapport signal/bruit*, de *bande passante*, et de *puissance maximale de sortie*.

### IV.1 BRUITS AU NIVEAU DU PHOTODETECTEUR PIN.

Le bruit généré par le photodétecteur *PIN* et son circuit associé est de deux natures : le bruit thermique et le bruit de grenaille.

#### IV.1.1 Le bruit thermique.

Le bruit thermique encore appelé *bruit de Johnson* ou *bruit de Nyquist* est dû à l'étage électrique du système de détection. Son expression est la suivante<sup>1</sup> :

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4k_B T B_e}{R} \quad \text{[IV-1]}$$

$k_B$  est la constante de *Boltzmann* ( $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ )

$T$  la température absolue.

$R$  la résistance de charge.

$B_e$  la bande passante électrique du photodétecteur.

#### IV.1.2 Le bruit de grenaille.

Son expression est la suivante<sup>2</sup> :

$$\sigma_{gre}^2 = 2\eta e B_e (G I_s + M I_N) \quad \text{[IV-2]}$$

$\eta$  est le rendement quantique du photodétecteur.

$e$  est la charge électrique élémentaire.

$B_e$  est la bande passante électrique du photodétecteur.

$G$  est le gain de l'amplificateur.

$I_s$  est le photocourant moyen non amplifié.

$M$  est le nombre de modes présents dans l'amplificateur.

$I_N$  est le *photocourant* moyen provenant des *ESAs*. (*Emissions Spontanées Amplifiées*).

### IV.1.3 Bruit dû aux interactions entre le signal et les Emissions Spontanées Amplifiées (ESAs).

On montre par une théorie *semi-classique*<sup>3</sup> que le bruit dû à l'interaction entre le signal et les *ESAs* a pour expression :

$$\sigma_{s-ASE}^2 = 4GI_s I_N \frac{B_e}{B_o} \quad \text{[IV-3]}$$

$B_o$  étant la bande passante optique.

### IV.1.4 Bruit d'autobattement des ESAs.

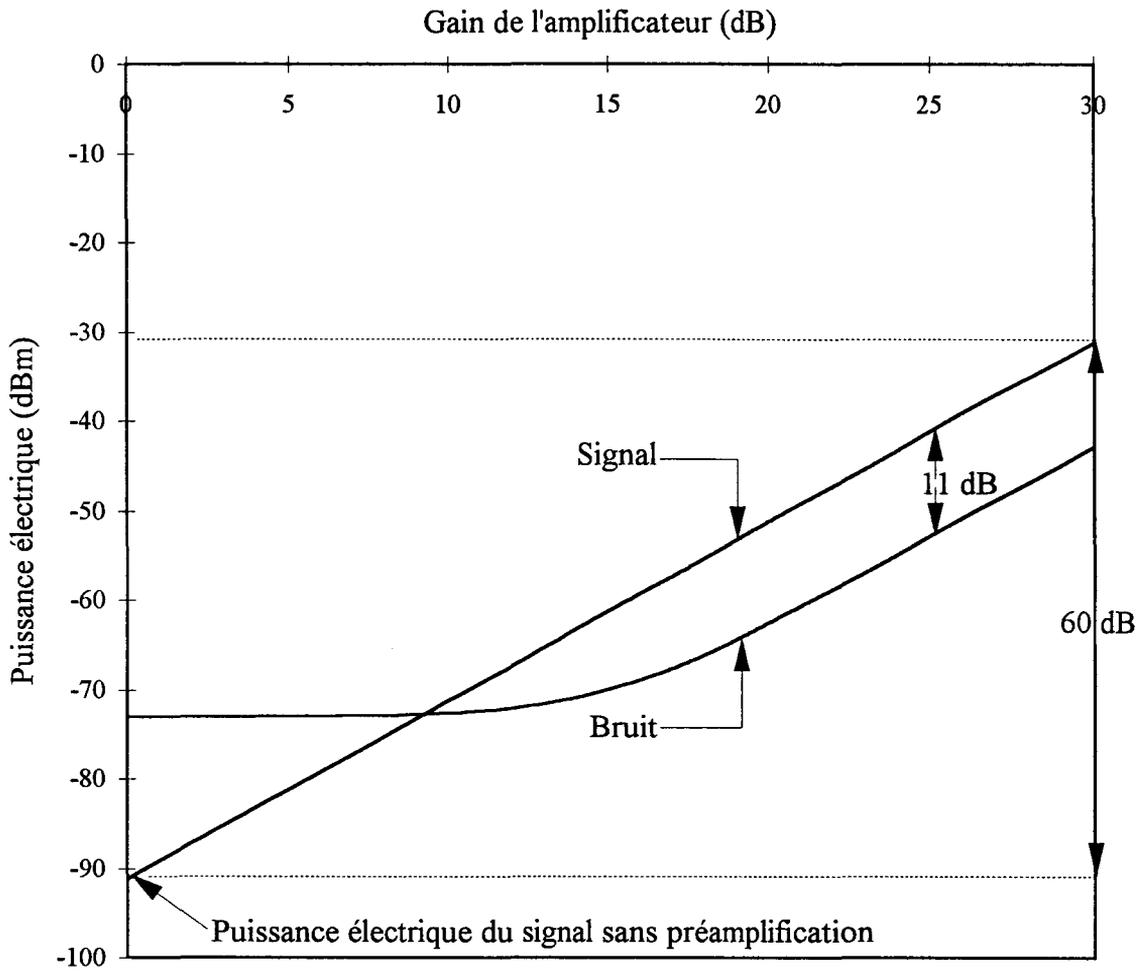
On montre de même par cette théorie *semi-classique*<sup>4</sup> que l'expression du bruit dû aux interactions entre les différentes raies des *ESAs*. est la suivante:

$$\sigma_{ASE-ASE}^2 = I_N^2 \frac{B_e}{B_o^2} (2B_o - B_e) \quad \text{[IV-4]}$$

### IV.1.5 Bruit total au niveau du photodétecteur.

Le bruit total au niveau du photodétecteur est la somme du *bruit de grenaille*, de celui dû au battement entre le signal et les *ESAs*, du *bruit d'autobattement des ESAs*, et du *bruit thermique*. Son expression est donc la suivante<sup>5</sup> :

$$\sigma_d^2 = \eta e 2B_e (GI_s + MI_N) + 2\eta^2 GI_s I_N \frac{2B_e}{B_o} + M\eta^2 I_N^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left( B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B TB_e}{R} \quad \text{[IV-5]}$$



**Figure IV-3: Evolution de la puissance électrique du signal et de celle du bruit en fonction du gain de l'amplificateur dans une configuration de type PAO+PIN.**

Photodétecteur Mitsubishi-PD7XX7:  $R=1A/W$ ,  $F_c=3$  GHZ.  
 Amplificateur optique AT&T-M1702XC:  $G=30$  dB,  $F=8$ dB.  
 $B_0=10$  GHZ,  $T=300$ K,  $R_c=50$  Ohms.

## **IV.2 INFLUENCE DE LA PREAMPLIFICATION SUR LA DETECTION.**

### **IV.2.1 Amélioration du niveau de la puissance de sortie.**

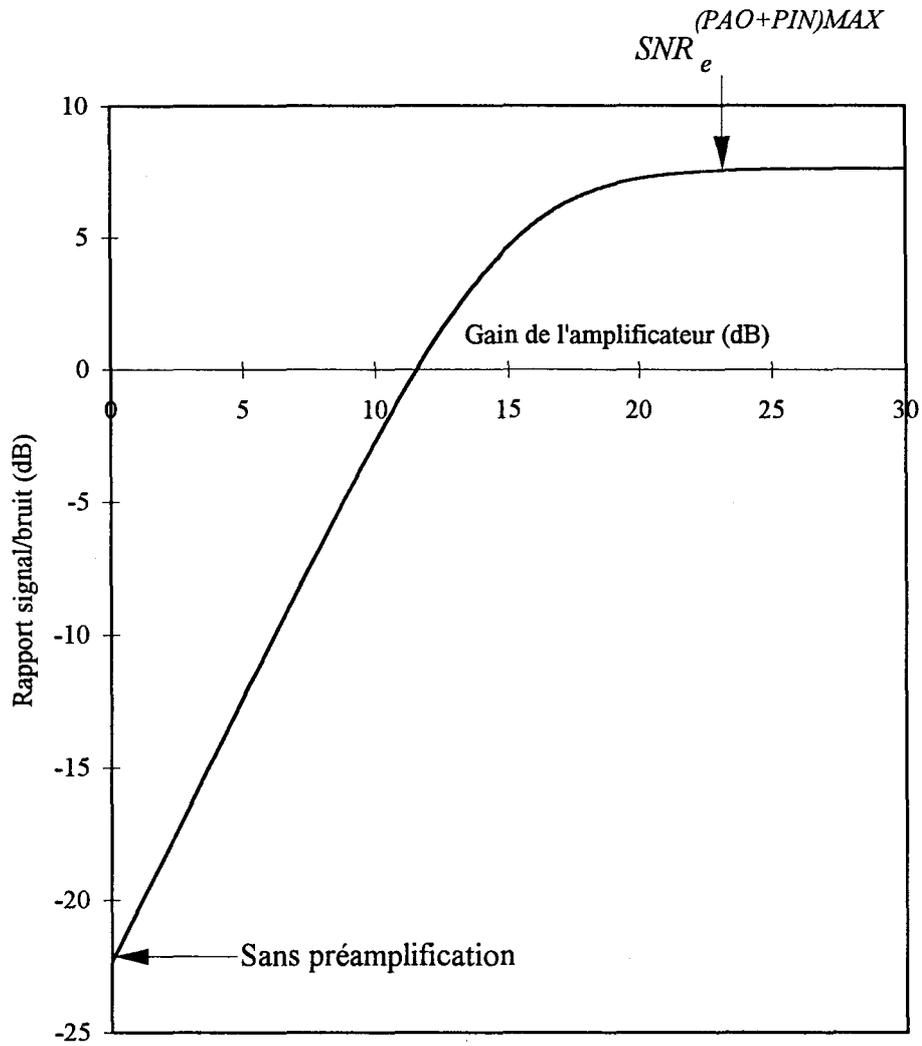
La figure IV-3 montre l'évolution des puissances électriques du bruit en fonction du gain de l'amplificateur pour une configuration de type *PAO+PIN* (*Préamplificateur Optique + PIN*; voir figure IV-1). Les composants utilisés dans les calculs sont accessibles commercialement :

- Photodétecteur Mitsubishi-PD7XX7 (sensibilité  $S=1$  A/W, fréquence de coupure  $F_c=3$  GHZ).
- Amplificateur optique AT&T-M1702XC (Gain  $G=30$  dB, Facteur de bruit  $F=8$  dB).
- Bande passante du filtre optique 10 GHZ, température ambiante  $T=300$  K, résistance de charge  $R_c=50 \Omega$ .

Cette figure laisse apparaître une amélioration de 60 dB de la puissance électrique par rapport à une configuration sans préamplificateur optique (origine de la courbe) et montre le net avantage de l'amplification optique par rapport à l'amplification électrique. En effet, pour avoir le même niveau de puissance avec un amplificateur électrique, il faudrait un amplificateur électrique fonctionnant à 3 GHZ avec un gain de 60 dB !

### **IV.2.2 Amélioration du rapport signal sur bruit.**

Le facteur décrivant la sensibilité aux bruits d'un système de transmission optique est le *rapport signal/bruit* ( $SNR_e$ ) après la conversion *optoélectrique*, c'est-à-dire au niveau du photodétecteur. C'est le rapport de la puissance du signal sur le bruit au niveau de l'étage électrique. Il a pour expression :



**Figure IV-4: Evolution du rapport signal/bruit dans un système de type *PAO+PIN*.**

Photodétecteur Mitsubishi-PD7XX7:  $R=1A/W$ ,  $F_c=3\text{GHZ}$ .  
 Amplificateur optique AT&T-M1702XC:  $G=30\text{ dB}$ ,  $F=8\text{dB}$ .  
 $B_0=10\text{ GHZ}$ ,  $T=300\text{ K}$ ;  $R_c=50\text{ Ohms}$ .

$$SNR_e = \frac{I_{signal}^2}{\sigma_d^2} \quad \text{[IV-6]}$$

avec  $I_{signal} = \eta GI_s$  représentant le *photocourant* amplifié.

En tenant compte de l'expression de la variance du bruit total au niveau du détecteur, le rapport signal sur bruit électrique s'écrit :

[IV-7]

$$SNR_e^{PAO+PIN} = \frac{(\eta GI_s)^2}{\eta e 2B_e (GI_s + MI_N) + 2\eta^2 GI_s I_N \frac{2B_e}{B_o} + M\eta^2 I_N^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left( B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B TB_e}{R}}$$

Ce rapport peut s'écrire de manière plus explicite en faisant apparaître le gain de l'amplificateur. Utilisons pour cela les expressions suivantes :

$$I_s = eP_s / h\nu_s,$$

$$I_N = eGP_o / h\nu_s \quad (P_o = n_{eq} h\nu_s B_o \text{ étant la puissance équivalente de bruit dû aux ESAs}). \text{ On}$$

obtient :

[IV-8]

$$SNR_e^{PAO+PIN} = \frac{P_s^2}{\frac{h\nu_s}{\eta G} 2B_e (P_s + MP_o) + 4P_s P_o \frac{B_e}{B_o} + MP_o^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left( B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B TB_e}{R} \left( \frac{h\nu_s}{e\eta G} \right)^2}$$

La figure IV-4 montre l'évolution du *rapport signal/bruit électrique* avec les composants et les paramètres du paragraphe précédent. Comme on peut le constater, le *rapport signal/bruit électrique* croît de façon linéaire avec le gain jusqu'à une valeur limite  $SNR_e^{(PAO+PIN)MAX} = 7,5$  dB. Cette valeur limite peut se déterminer à partir de l'expression [IV-8] en faisant  $G \gg 1$  et en se plaçant dans des conditions de fort signal ( $P_s \gg P_o$ ).

On obtient ainsi :

$$SNR_e^{(PAO+PIN)MAX} = \frac{P_s}{4P_o \frac{B_e}{B_o}} = \frac{P_s}{4n_{eq}h\nu_s B_e} \quad \text{[IV-9]}$$

L'origine de la courbe indique la valeur du *rapport signal/bruit* sans amplification. On constate ainsi une amélioration possible de l'ordre de 36 dB du *rapport signal/bruit*. Notons que la valeur du *rapport signal/bruit* sans amplification peut aussi s'obtenir en faisant dans l'équation [IV-8]  $G=1$  et  $P_o=0$ . On obtient alors :

$$SNR_e^{PIN} = \frac{P_s}{\frac{2h\nu_s B_e}{\eta} + \frac{4k_B T B_e}{R P_s} \left(\frac{h\nu_s}{e\eta}\right)^2} \quad \text{[IV-10]}$$

En faisant le rapport des équations [IV-9] et [IV-10], nous obtenons la valeur de l'amélioration  $x$  du *rapport signal/bruit*. Il vient :

$$x = \frac{1}{2\eta n_{eq}} \left( 1 + \frac{2k_B T h\nu_s}{R\eta e^2} \frac{1}{P_s} \right) \quad \text{[IV-11]}$$

La condition pour qu'il y ait une amélioration du *rapport signal/bruit* est  $x > 1$ . L'équation [IV-11] prouve que pour un cas réel pour lequel  $\eta < 1$ , cette amélioration est possible, comme le montre la figure IV-4.

### IV.2.3 Amélioration de la sensibilité de la photodiode PIN.

Il est intéressant de voir de quelle quantité on peut espérer relever la sensibilité d'un photodétecteur, c'est-à-dire abaisser la puissance minimale détectable par le photodétecteur tout en gardant un *rapport signal/bruit* convenable.

La valeur du rapport signal sur bruit électrique standard dans les systèmes de télécommunications est  $SNR_e^{st} = 20 \text{ dB}$ .

La résolution de l'équation IV-10 nous permet de calculer la puissance minimale  $P_s^{(PIN)min}$  détectable par le photodétecteur sans préamplificateur. On a alors :

[IV-12]

$$P_s^{(PIN)min} = SNR_e^{st} \frac{4h\nu_s B_e}{\eta} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4k_B T}{R e^2 B_e SNR_e^{st}}} \right) \approx SNR_e^{st} \frac{4h\nu_s B_e}{\eta} \sqrt{\frac{4k_B T}{R e^2 B_e SNR_e^{st}}}$$

Supposons cette fois-ci que l'on utilise un préamplificateur dans les meilleures conditions de rapport signal/bruit. L'équation [IV-9] permet d'obtenir la puissance minimale  $P_s^{(PAO+PIN)min}$  détectable en respectant le rapport signal sur bruit standard. On a :

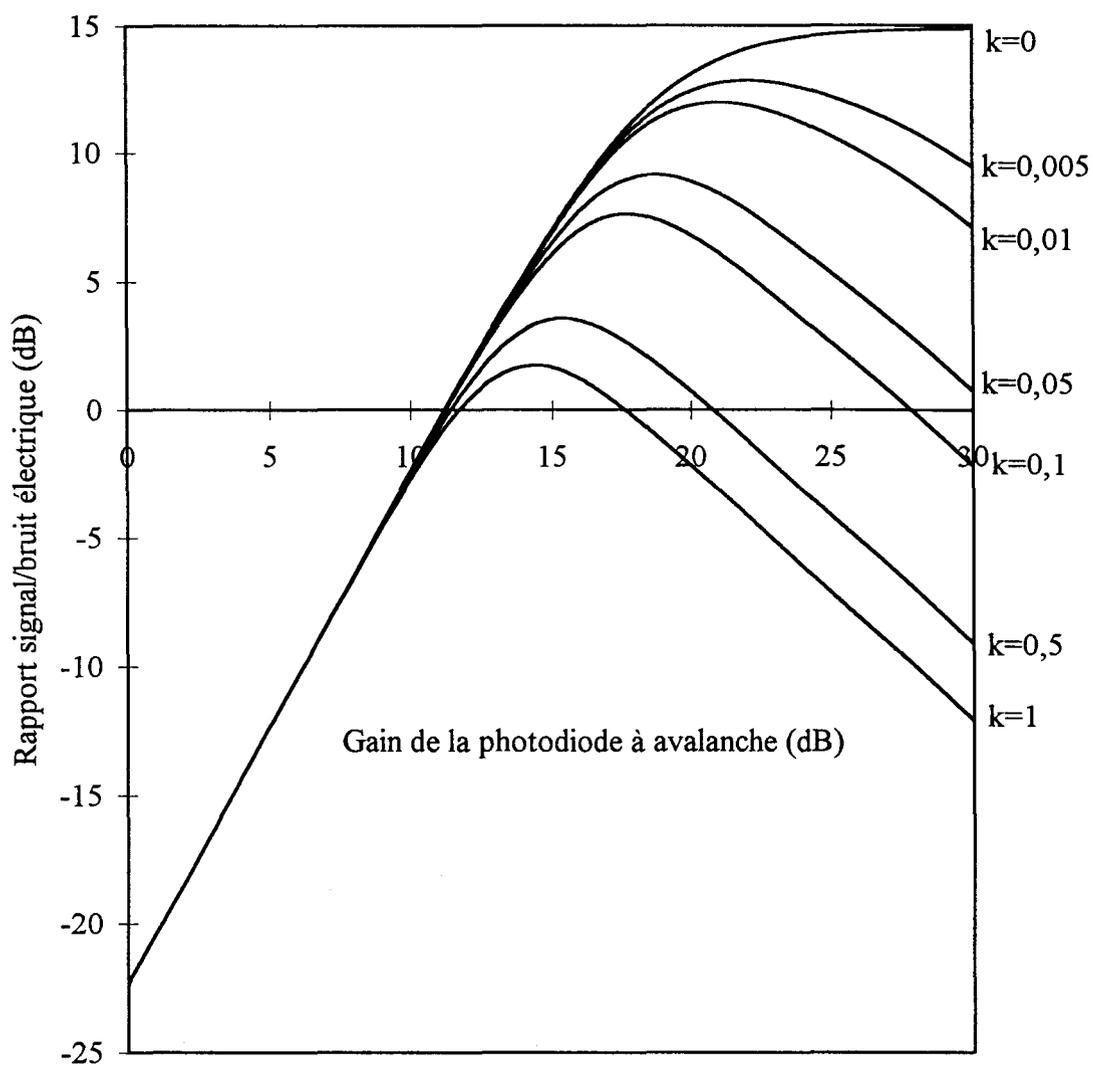
$$P_s^{(PAO+PIN)min} = 4n_{eq} h\nu_s B_e SNR_e^{st} \quad \text{[IV-13]}$$

L'amélioration de la sensibilité du photodétecteur peut ainsi s'estimer en faisant le rapport  $y$  des deux puissances minimales détectables sans et avec préamplificateur. On a alors :

$$y = \frac{P_s^{(PIN)min}}{P_s^{(PAO+PIN)min}} \approx \frac{1}{\eta n_{eq}} \sqrt{\left( \frac{4k_B T}{R e^2 B_e SNR_e^{st}} \right)} \quad \text{[IV-14]}$$

Par exemple, en prenant  $\eta = n_{eq} = 1$ ,  $B_e = 1 \text{ GHz}$ ,  $R = 50 \Omega$  et  $T = 300 \text{ K}$ , nous obtenons une amélioration de la sensibilité de l'ordre de  $25,5 \text{ dB}$ .

Ce résultat est d'un grand intérêt en ce qui concerne les systèmes de télécommunications ou les circuits optiques. En effet, un affaiblissement du signal dû aux pertes de couplage ou de propagation peut être rattrapé tout en gardant un rapport signal sur bruit convenable par une meilleure sensibilité du photodétecteur.



**Figure IV-5: Evolution du rapport signal/bruit électrique en fonction du gain moyen de la photodiode à avalanche pour différentes valeurs  $k$  du taux d'ionisation.**

Paramètres de calcul:  $R=1A/W$ ,  $T=300K$ ,  $B_o=2B_e=10$  GHz,  $R_c=50$  Ohms et  $P_s=100$  nW.

#### IV.2.4 Détection avec une photodiode à avalanche (PDA).

Ce paragraphe reprend l'étude ci-dessus des performances de la détection dans le cas où l'on remplace la photodiode *PIN* par une photodiode à avalanche ayant un gain moyen  $G_{PDA}$ .

Les performances des systèmes de télécommunications utilisant la configuration préamplificateur-photodiode à avalanche ont été étudiés par divers auteurs.<sup>6,7,8</sup>

On montre que le *rapport signal/bruit* électrique  $SNR_e$  d'un système de détection utilisant un préamplificateur optique et une photodiode à avalanche a pour expression :

[IV-15]

$$SNR_e^{FAO+PDA} = \frac{P_s^2}{\frac{h\nu_s}{\eta G} 2B_e (P_s + MP_o) F_{ex} + 4P_s P_o \frac{B_e}{B_o} + MP_o^2 \frac{2B_e}{B_o^2} \left( B_o - \frac{B_e}{2} \right) + \frac{4k_B T B_e}{R G_{PDA}^2} \left( \frac{h\nu_s}{e\eta G} \right)^2}$$

Où  $F_{ex}$  est le facteur d'excès de bruit de la photodiode à avalanche.

$$F_{ex} = kG_{PDA} + (1-k) \left( 2 - \frac{1}{G_{PDA}} \right) \quad \text{[IV-16]}$$

$k$  étant le taux d'ionisation.

Dans le cas où il n'y a pas de préamplificateur, ( $G=1$ ,  $P_o=n_{eq}=0$ ), on déduit de l'équation [IV-16] le *rapport signal/bruit* d'un système utilisant une *PDA* sans préamplificateur :

$$SNR_e^{PDA} = \frac{P_s}{\frac{2h\nu_s B_e}{\eta} F_{ex} + \frac{4k_B T B_e}{R P_s} \left( \frac{h\nu_s}{e\eta G_{PDA}} \right)^2} \quad \text{[IV-17]}$$

Prenons les mêmes paramètres que dans le cas *PAO+PIN* ( $R=1 \text{ A/W}$ ,  $T=300 \text{ K}$ ,  $\lambda_s=1,5 \mu\text{m}$ ,  $P_s=100 \text{ nW}$ ,  $B_o=2B_e= 10\text{GHz}$ ,  $R=50\Omega$ ). La courbe montrant l'évolution du *rapport signal/bruit électrique* en fonction du gain  $G_{PDA}$  de la *PDA* est donnée figure IV-5.

Cette figure montre que le *rapport signal/bruit électrique* augmente en fonction du gain, et est optimal pour un taux d'ionisation  $k=0$ . Dans ce cas, le facteur d'excès de bruit  $F_{ex}$  est égal à 2 (équation [IV-17]), et  $G_{PDA} \gg 1$ . La valeur maximale du *rapport signal/bruit* devient identique à celle du détecteur *PIN* associé à un amplificateur dont le facteur de bruit  $n_{eq}$  serait égal à  $1/\eta$ .

$$SNR_e^{(PDA)\max} = SNR_e^{(AO+PIN)\max} = \frac{P_s}{4h\nu_s \left( \frac{1}{\eta} \right) B_e} \quad \text{[IV-18]}$$

Le rapport  $k$  des taux d'ionisation habituel des photodiodes à avalanche n'est pas de 0 mais se situe entre 0,7 et 1,0 pour des *PDA* au Germanium et entre 0,3 et 0,5 pour des *PDA* à *InGaAs*<sup>9</sup>. Pour ces valeurs réalistes de  $k$ , il apparaît aisément que le système *PAO+PIN* offre un meilleur *rapport signal/bruit électrique*.

#### **IV.2.5 Détection avec préamplificateur optique et photodiode à avalanche (PAO+PDA)**

L'expression du *rapport signal/bruit* dans ce cas nous est donnée par l'équation IV-16. En régime de fort gain ( $G \gg 1$  et  $G_{PDA} \gg 1$ ) et de fort signal ( $P_s \gg P_d$ ), le *rapport signal/bruit maximum* a pour expression :

$$SNR_e^{(PAO+PDA)max} = \frac{P_s}{\frac{2h\nu_s B_e}{\eta} \left( k \frac{G_{PDA}}{G} + 2(1-k) \right) + 4n_{eq} h\nu_s B_e} \quad \text{[IV-19]}$$

Cette expression montre que dans le cas d'une *PDA* idéale ( $k=0$ ), on retrouve la même valeur du maximum du rapport signal sur bruit électrique que dans le cas de la configuration *PAO+PIN*. En revanche, pour des *PDA*s réels ( $k$  non nul), le *rapport signal/bruit électrique maximum* est plus faible dans la configuration *PAO+PDA*. Cette dernière configuration n'est donc pas le meilleur moyen d'améliorer la sensibilité d'un photodétecteur.

### **IV.3 INFLUENCE DE LA POSTAMPLIFICATION SUR LA DETECTION.**

Les amplificateurs optiques sont utilisés comme *post-amplificateur* après les émetteurs optiques pour augmenter le niveau du signal à émettre. Le niveau de puissance étant très élevé dans cette configuration, il n'est pas indispensable de réduire le niveau de bruit. Nous avons vu (cf. Paragraphe III-8) que même si l'amplificateur fonctionnait en régime de saturation ce qui peut arriver pour des signaux élevés, cela se traduisait juste par une baisse de gain sans pour autant que les caractéristiques de transmission en soient atteintes.

### **IV.4 INFLUENCE DES PERTES SUR LE RAPPORT SIGNAL/BRUIT.**

Le coefficient de couplage  $\eta_c$  entre *fibre-amplificateur* et *amplificateur-fibre* décroît la puissance de la lumière incidente par un facteur  $\eta_c$ . Ainsi, le rapport  $SNR_e$  sera réduit d'un facteur  $\eta_c$ , de même que la valeur minimale du facteur de bruit de l'amplificateur qui sera désormais  $F=2n_{sp}/\eta_c$ .

Cependant, le *rendement quantique* du photodétecteur de même que les pertes de propagation après amplification affectent à la fois le signal et le bruit, et par conséquent n'ont aucune incidence sur le *rapport signal/bruit*.

#### IV.5 CONCLUSION.

Nous avons mis en évidence au cours de ce chapitre les avantages que l'on pouvait attendre de l'amplification optique par rapport à une amplification électrique, notamment les améliorations à la fois du *rapport signal sur bruit*, et de la sensibilité du photo-détecteur. Différentes configurations de détection ont été étudiées. La configuration *PAO+PIN* (préamplificateur optique associé à une photodiode PIN) s'est avérée la plus intéressante en termes de *rapport signal sur bruit* et de *puissance maximale de sortie*.

## REFERENCES DU CHAPITRE IV

- 
- <sup>1</sup> O. Rabbii, *Etude de photodétecteurs pin-guide et MSM intégré à un guide optique pour des applications en ondes millimétriques*, thèse de doctorat, USTL (1995).
- <sup>2</sup> B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley, New York, (1991).
- <sup>3</sup> E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers. Principles and Applications*, p. 165, A Wiley-Interscience Publication.
- <sup>4</sup> E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers. Principles and Applications*, p. 165, A Wiley-Interscience Publication.
- <sup>5</sup> N. A. Olsson, *Lightwave systems with optical amplifiers*, IEEE J. Lightwave technol. vol. 7, p. 1071 (1989).
- <sup>6</sup> S.D. Personick, *Applications for quantum amplifiers in simple digital optical communication systems*, Bell Syst. Tech. J., vol 52, no 1, p. 117 (1973).
- <sup>7</sup> Y. Yamamoto, *Noise and error rate performance of semiconductor laser amplifiers in PCM—Im optical transmission systems*, IEEE J. Quantum Electron., vol. 16, no. 10, p. 1073 (1980).
- <sup>8</sup> Y. Yamamoto, *S/N and error rate performance in AlGaAs semiconductor laser preamplifiers and linear repeater systems*, IEEE J. Quantum Electron., vol 18, no 10, p. 1560 (1982).
- <sup>9</sup> S.E. Miller and I.P. Kaminow, *Optical fiber telecommunications II*, Academic Press, New York, (1988).



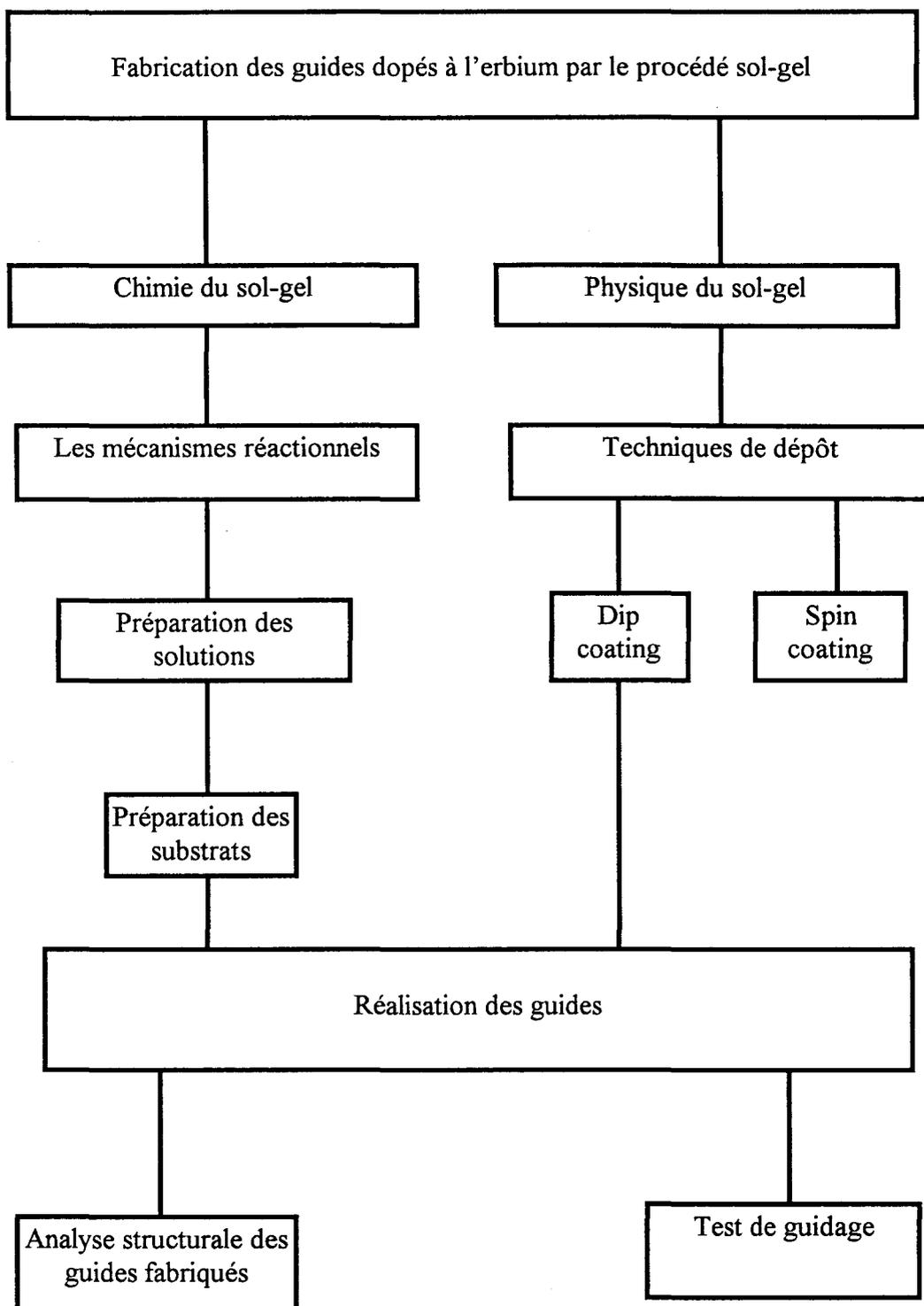


Figure V-1 : Schéma synoptique du chapitre V

## V. CHAPITRE V : FABRICATION DES GUIDES DOPES A L'ERBIUM PAR LE PROCEDE SOL-GEL

Le procédé *sol-gel* a été longtemps employé pour l'élaboration des matériaux organiques et inorganiques. Cependant, ces matériaux n'avaient qu'un intérêt purement scientifique. Depuis quelques années, les matériaux *sol-gels* sont entrés dans les applications industrielles, où ils sont entre autres utilisés pour la fabrication des verres massifs<sup>1,2</sup>, les revêtements ayant des propriétés optiques, électro-optiques ou électriques<sup>3</sup>.

L'avantage technologique le plus évident du procédé *sol-gel* par rapport à d'autres techniques de dépôt comme la *CVD* (*Chemical Vapor Deposition*) réside dans sa souplesse. En effet, avant l'étape de gélification (voir paragraphe V.1.6), le liquide appelé *sol* (voir V.1.3), se prête très bien à l'élaboration de couches minces par les techniques simples et faible-coût comme le *trempage* (*dipping*), la *tournette* (*spinning*), ou la *pulvérisation* (*spraying*).

Ces avantages nous ont motivé à expérimenter le procédé *sol-gel* pour la fabrication des *AGDEs* (*Amplificateurs à Guide Dopé à l'Erbium*).

Dans ce chapitre, nous rappelons brièvement les notions de base chimiques et physiques du procédé *sol-gels*, ainsi que les étapes technologiques que nous avons traversées, de la préparation de la solution de dépôt au dispositif final. Une fois le dépôt *sol-gel* terminé, nous effectuons une analyse structurale du guide ainsi qu'un test de guidage avant le dépôt par *PECVD* de la couche de confinement (voir figures II-10a et II-10b).

La figure V-1 résume de manière synoptique les principales parties de ce chapitre.

### V.1 CHIMIE DU SOL-GEL.

Ce paragraphe a pour but de présenter les principales étapes du procédé *sol-gel* d'un point de vue chimique. Mais auparavant, quelques définitions s'imposent :

#### V.1.1 Définition d'un alkoxyde.

Un *alkoxyde* est un composé de formule  $M(OR)_n$ , où  $M$  désigne un métal,  $n$  son *nombre de coordination* et  $R$  un radical organique de type *alkyl* ( $\bullet C_n H_{2n+1}$ ).

Exemple :  $Si(OC_2H_5)_4$ ,  $Al(OC_4H_9)_3$ .

#### V.1.2 Définition d'un groupement alkoxy.

Un groupement *alkoxy* est un radical organique de formule  $(\bullet OR)$  où  $R$  est un groupement *alkyl*.

Exemple : le *methoxy* ( $\bullet OCH_3$ ), l'*ethoxy* ( $\bullet OC_2H_5$ ).

Le tableau ci-dessous présente les radicaux généralement utilisés en *sol-gel*.

**Radicaux généralement utilisés en sol-gel**

<i>Alkyl</i>	<i>Formule</i>	<i>Alkoxy</i>	<i>Formule</i>
<i>methyl</i>	$\bullet\text{CH}_3$	<i>methoxy</i>	$\bullet\text{OCH}_3$
<i>ethyl</i>	$\bullet\text{CH}_2\text{CH}_3$	<i>ethoxy</i>	$\bullet\text{OCH}_2\text{CH}_3$
<i>n-propyl</i>	$\bullet\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_3$	<i>n-propoxy</i>	$\bullet\text{O}(\text{CH}_2)_2\text{CH}_3$
<i>iso-propyl</i>	$\text{H}_3\text{C}(\bullet\text{C})\text{HCH}_3$	<i>iso-propoxy</i>	$\text{H}_3\text{C}(\bullet\text{O})\text{CHCH}_3$
<i>n-butyl</i>	$\bullet\text{CH}_2(\text{CH}_2)_2\text{CH}_3$	<i>n-butoxy</i>	$\bullet\text{O}(\text{CH}_2)_3\text{CH}_3$
<i>sec-butyl</i>	$\text{H}_3\text{C}(\bullet\text{C})\text{HCH}_2\text{CH}_3$	<i>sec-butoxy</i>	$\text{H}_3\text{C}(\bullet\text{O})\text{CHCH}_2\text{CH}_3$
<i>iso-butyl</i>	$\bullet\text{CH}_2\text{CH}(\text{CH}_3)_2$	<i>iso-butoxy</i>	$\bullet\text{OCH}_2\text{CH}(\text{CH}_3)_2$
<i>tert-butyl</i>	$\bullet\text{C}(\text{CH}_3)_3$	<i>tert-butoxy</i>	$\bullet\text{OC}(\text{CH}_3)_3$

• indique un site permettant d'établir une liaison de covalence .

*n* signifie normal (chaîne linéaire).

*sec* signifie secondaire.

*tert* signifie tertiaire.

**V.1.3 Définition d'un sol.**

Un *sol* se définit comme étant une dispersion stable de particules *colloïdales* ou *polymériques* au sein d'un liquide. Afin que les particules solides plus denses que le liquide restent dispersées, il est nécessaire que leur taille soit suffisamment petites (entre 2 nm et 0,1µm), de sorte que les forces responsables de la dispersion soient plus grandes que celles de la gravitation.

#### ***V.1.4 Définition d'un gel.***

Un gel peut se définir comme étant un réseau solide tridimensionnel expansé dans un milieu liquide de manière stable. Si l'eau est en proportion plus importante, le gel correspondant est appelé *aquagel* ou *hydrogel*. Si par contre le liquide est majoritairement constitué d'alcool, le gel correspondant est appelé *alcogel*.

Le séchage du gel humide est habituellement obtenu par évaporation des solvants à température ambiante ou grâce à un léger chauffage. Le produit ainsi préparé porte le nom de *xérogel*. L'évaporation des solvants provoque l'apparition à l'intérieur des pores d'une interface *liquide-vapeur*. Le *xérogel* présente alors une texture poreuse notablement effondrée par rapport au gel humide.

Dans un sol, les composants sont disposés de manière homogène, et dans un gel, cette dispersion homogène est figée. La transformation d'un sol en gel passe par un point de gélification qui correspond à la transformation du liquide de l'état visqueux à l'état solide.

#### ***V.1.5 Définition d'un sol-gel.***

Parmi les nombreuses définitions existantes du *sol-gel*, nous retiendrons celle-ci: les procédés *sol-gel* sont une voie colloïdale de la synthèse de matériaux dans laquelle les étapes intermédiaires comportent un sol et/ou un gel.

#### ***V.1.6 La gélification.***

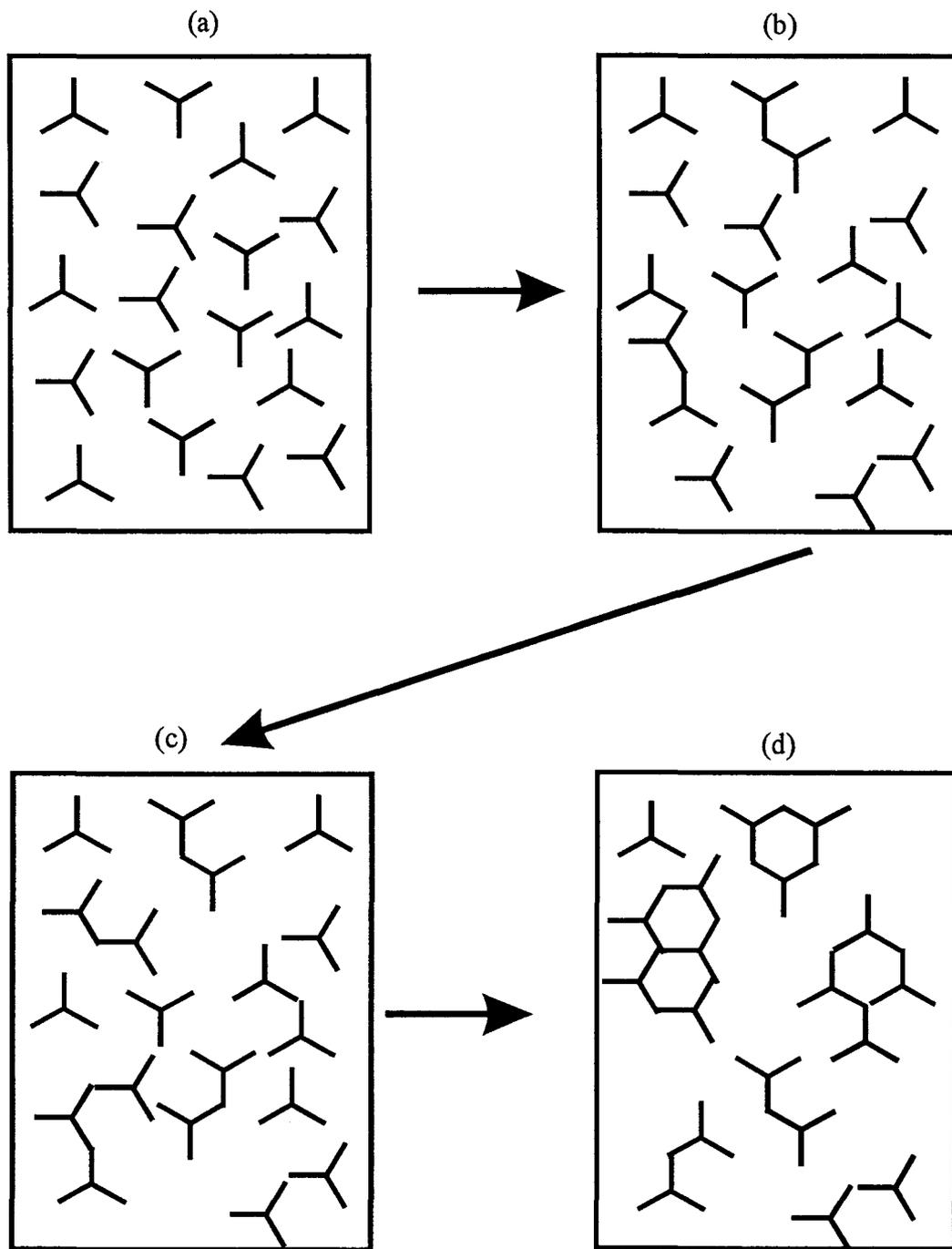
La gélification est le processus selon lequel un sol ou une solution se transforme en gel. Cette gélification est déterminée par le type de produit qu'on veut obtenir: fibres, films minces, poudres... Il s'opère par l'établissement de liaisons entre les molécules de la solution ou entre les particules du sol de façon à former un réseau tridimensionnel.

### V.1.7 Les précurseurs.

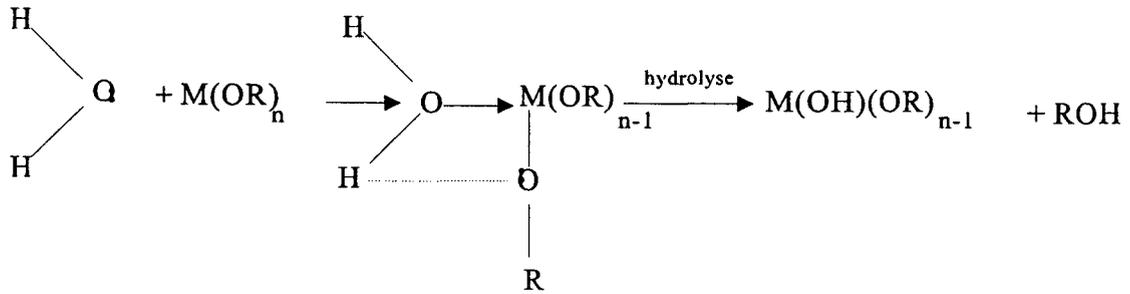
Les précurseurs sont les réactifs de base du procédé *sol-gel*. Ils peuvent être des sels inorganiques (exemple :  $Al(NO_3)_3$ ) ou des composés organiques tels que les *alkoxydes* définis ci-dessus (voir paragraphe V.1.1). Dans notre cas, les composés avec lesquels on peut réaliser un oxyde par *sol-gel* doivent être hydrolysables, c'est-à-dire qu'ils doivent pouvoir réagir avec des *groupements hydroxyles (OH)*. Nous nous limiterons dans ce travail aux précurseurs les plus utilisés que sont les *alkoxydes* métalliques.

### V.1.8 Mécanismes réactionnels.

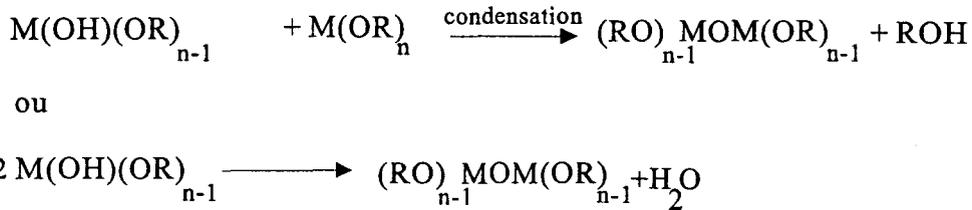
Les précurseurs utilisés dans le cadre de ce travail sont des *alkoxydes* métalliques. Leur formule chimique simplifiée peut s'écrire  $M(OR)_n$ , où  $n$  désigne le *nombre de coordination* et  $R$  un radical organique de type *alkyl*. La chimie d'hydrolyse et de polymérisation de ces *alkoxydes* est aussi complexe que celle des sels métalliques. On peut schématiser les réactions d'hydrolyse et de condensation d'après les équations suivantes:



Figures V-2: Schématisation d'une transition sol-gel<sup>4</sup> .



Condensation :

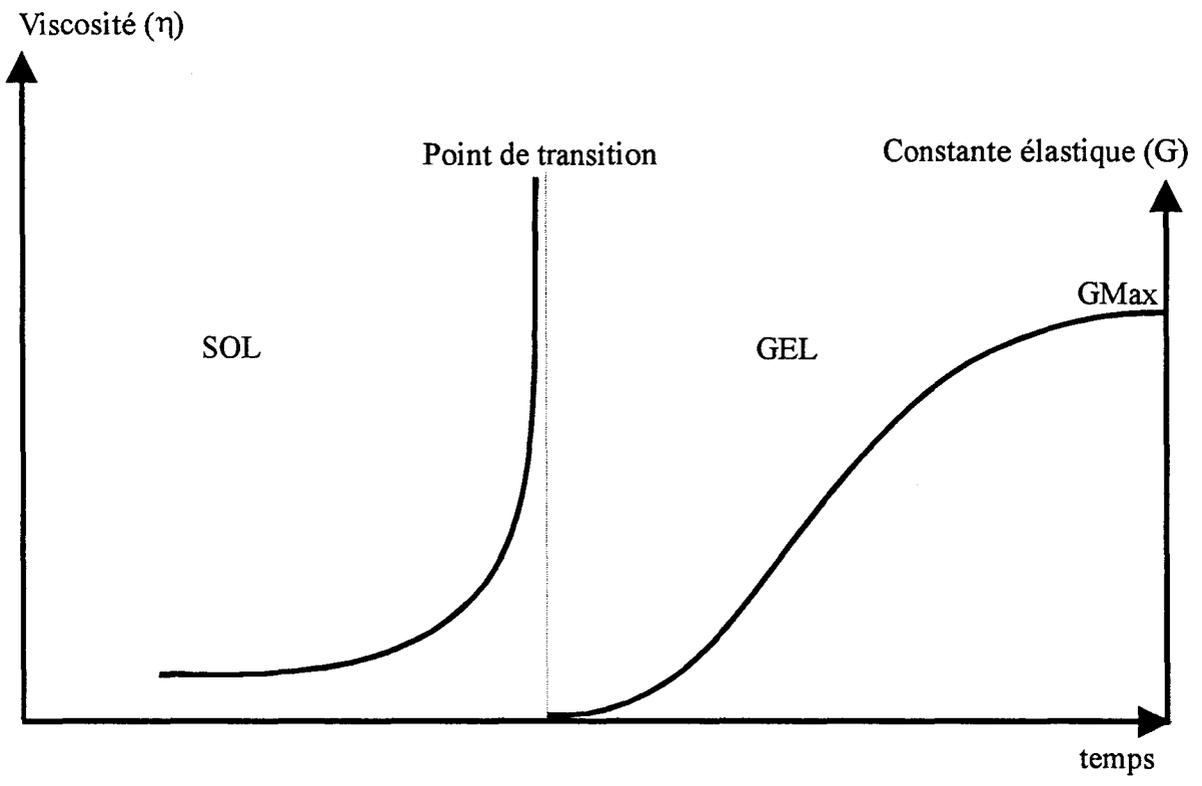


### V.1.9 La transition sol-gel.

A l'échelle microscopique, les étapes de la transition *sol-gel* peuvent être schématisées par l'évolution d'une solution diluée de monomères trifonctionnels<sup>4</sup> (figures V-2a, b,c,d).

La phase initiale (a) est constituée du sol, formé d'une solution comprenant le précurseur, un solvant et de l'eau. Au cours des réactions d'hydrolyse et de condensation, des amas polymériques dont la taille croît avec le temps sont créés (b). Lorsque l'un des amas atteint une dimension infinie (c'est à dire pratiquement la taille du récipient), la viscosité tend alors vers l'infinie. : c'est le *point de transition sol-gel* (c). A partir de cet instant, l'amas infini appelé *fraction gel*, continue à grossir en incorporant les groupements polymériques plus petits (d). Lorsque un grand nombre de liaisons ont été utilisées, le gel est formé.<sup>5</sup>

D'un point de vue macroscopique, cette évolution peut être suivie par le comportement mécanique de la solution (figure V-3). Elle se traduit par une divergence de la viscosité  $\eta$  en phase sol et par une croissance de la constante élastique en phase gel.<sup>6</sup>



**Figure V-3: Evolutions de la viscosité en phase sol, et de la constante d'élasticité en phase gel.<sup>6</sup>**

#### **V.1.10 Nature et rôle des solvants.**

Les solvants que nous avons utilisés sont des alcools ou des esters dont le point d'ébullition est assez bas ( $\theta < 120^\circ\text{C}$ ). Ils doivent avoir une forte volatilité pour s'éliminer lors du séchage et du recuit. Dans le cas des alcools, on peut citer *l'éthanol, l'isopropanol ...*; *l'acétate d'éthyl, l'acétate de propyl ...* pour les esters. Ces solvants jouent plusieurs rôles dans le processus de dépôt des films:

- Ils permettent d'avoir une bonne solubilité, stabilité et inertie vis à vis des colloïdes.
- Ils assurent un bon mouillage du substrat.
- Ils permettent de changer la viscosité de la solution.

#### **V.1.11 Réactifs de la solution de dépôt.**

La solution que nous avons préparée pour nos dépôts est constituée d'un mélange de corps suivants:

$\text{Si}(\text{O}-\text{C}_2\text{H}_5)_4$  (TEOS : *Tétra-Ethyl-Ortho-Silicate*).

$\text{C}_2\text{H}_5\text{-OH}$  (*Ethanol*) qui est un solvant.

$\text{Al}(\text{O}-\text{C}_4\text{H}_9)_3$  (*Aluminium-sec-butoxyde*).

$\text{Er}(\text{NO}_3)_3$  (*Nitrate d'Erbium*).

Des solutions de concentration en ions erbiums  $\text{Er}^{3+}$  différentes ont été préparées (1%, 0,5%, 0,25%) dans un volume total de  $20 \text{ cm}^3$  de solution.

## **V.2 PREPARATION DES SOLUTIONS.**

Bien qu'il existe sur le marché des sols commerciaux, les solutions que nous avons utilisées ont été entièrement synthétisées au laboratoire. Ce paragraphe passe en revue les

principes chimiques du procédé *sol-gel* ainsi que les étapes essentielles de la synthèse de notre solution et de la préparation du substrat.

### V.2.1 Calcul des concentrations.

Nous abordons dans cette partie quelques notions sur les unités, ainsi que sur le calcul des concentrations sous la forme qu'on rencontre généralement dans la littérature.

Soit  $x(i)$  la fraction de concentration molaire d'un dopant (en %mol) d'un oxyde  $i$  constituant le verre, et  $Z$  la masse moléculaire. On a  $Z(\text{Er}^{3+}) = 167,3\text{g}$  et pour divers oxydes :

$$Z(\text{SiO}_2) = 6,1\text{g}; \quad Z(\text{Al}_2\text{O}_3) = 102,0\text{g}; \quad Z(\text{GeO}_2) = 104,6\text{g}; \quad Z(\text{P}_2\text{O}_5) = 142,0\text{g}; \\ Z(\text{Er}_2\text{O}_3) = 382,6\text{g}$$

La masse totale  $M$  d'une mole du verre est donnée par :

$$M = x(\text{SiO}_2)Z(\text{SiO}_2) + x(\text{Al}_2\text{O}_3)Z(\text{Al}_2\text{O}_3) + \dots + x(\text{Er}_2\text{O}_3)Z(\text{Er}_2\text{O}_3) \quad [\text{V-1}]$$

$$\text{avec } \sum_i x(i) = 1$$

#### V.2.1.1 Calcul de la concentration en ions par centimètre cube.

Soit  $D$  la densité du verre et  $N = 6,02 \times 10^{23}$  le nombre d'Avogadro.

Le nombre de molécules de  $\text{SiO}_2$  et de  $\text{Er}_2\text{O}_3$  par centimètre cube est donnée par :

$$n(\text{SiO}_2) = x(\text{SiO}_2) \frac{DN}{M} \text{ cm}^{-3} \quad [\text{V-2}]$$

$$n(\text{Er}_2\text{O}_3) = x(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{DN}{M} \text{ cm}^{-3} \quad [\text{V-3}]$$

$$\text{La concentration } \rho(\text{Er}^{3+}) = x(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{2DN}{M} \text{ ions / cm}^3 \quad [\text{V-4}]$$

**V.2.1.2 Calcul de la concentration en ppm (particules par million en concentration molaire).**

$$\rho(\text{Er}_2\text{O}_3) = 10^6 \frac{n(\text{Er}_2\text{O}_3)}{n(\text{SiO}_2)} \text{ ppm} \quad [\text{V-5}]$$

soit en se servant des équations [V-2] et [V-3]

$$\rho(\text{Er}_2\text{O}_3) = \frac{10^6}{x(\text{SiO}_2)} \frac{M}{2DN} \rho(\text{Er}^{3+}) \text{ ppm} \quad [\text{V-6}]$$

**V.2.1.3 Calcul de la concentration en gramme par centimètre cube.**

De même, les densités des molécules de  $\text{SiO}_2$  et de  $\text{Er}_2\text{O}_3$  peuvent s'exprimer en grammes par centimètre cube :

$$\rho(\text{SiO}_2) = n(\text{SiO}_2) \frac{Z(\text{SiO}_2)}{N} = x(\text{SiO}_2) \frac{Z(\text{SiO}_2)}{M} D \quad (\text{g / cm}^3) \quad [\text{V-7}]$$

$$\rho(\text{Er}_2\text{O}_3) = n(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{Z(\text{Er}_2\text{O}_3)}{N} = x(\text{Er}_2\text{O}_3) \frac{Z(\text{Er}_2\text{O}_3)}{M} D \quad (\text{g / cm}^3) \quad [\text{V-8}]$$

**V.2.1.4 Calcul de la concentration en wt% (pourcentage en masse par rapport à la concentration totale).**

la concentration de la molécule  $\text{Er}_2\text{O}_3$  en wt% est donnée par :

$$\rho(Er_2O_3) = 100 \frac{\rho(Er^{3+})cm^{-3}}{2DN} Z(Er_2O_3)wt\% \quad [V-9]$$

Dans la majorité de cas, la concentration d'ions erbium et du codopant sont faibles et par conséquent  $x(SiO_2) \approx 1$ ,  $M \approx Z(SiO_2)$ . La densité du verre est généralement  $D=2,2$  (Densité de la Silice pure).

### ***V.2.2 Préparation des substrats.***

Les qualités d'adhérence et d'homogénéité dépendent aussi de la qualité des substrats (surface, adhérence, dilatation thermique). Ceux que nous avons utilisés dans le cadre de ce travail sont pour l'essentiel du silicium sur lequel nous déposons par *PECVD* une couche de silice de  $2\mu m$  d'épaisseur.

## ***V.3 PHYSIQUE DE LA FORMATION DU FILM PAR TREMPAGE.***

Comme nous le disions plus haut, plusieurs types de techniques existent pour réaliser des dépôts de films minces par le procédé *sol-gel*. Nous exposons ci-dessous la *technique du trempage (dip-coating)* que nous avons largement utilisée dans le cadre de ce travail. Nous présentons aussi de manière sommaire, les autres techniques de dépôt.

### ***V.3.1 Principe.***

La *technique du trempage* consiste à tremper le substrat dans un liquide et à l'en retirer à vitesse constante, afin d'avoir une homogénéité d'épaisseur, et une meilleure qualité de surface.

La technique du trempage peut être divisée en 4 étapes : l'immersion, le retrait, le drainage, et l'évaporation (figures V-4a,b,c,d).

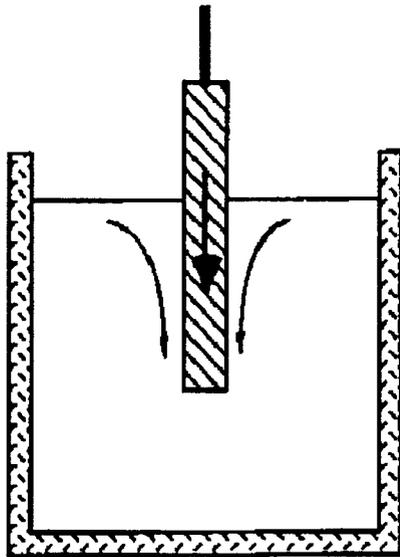


Figure V-4a : l'immersion

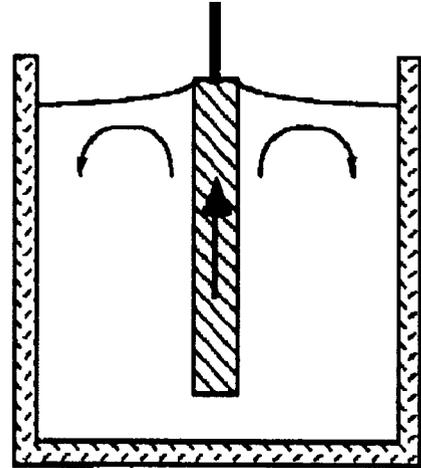


Figure V-4b : le retrait

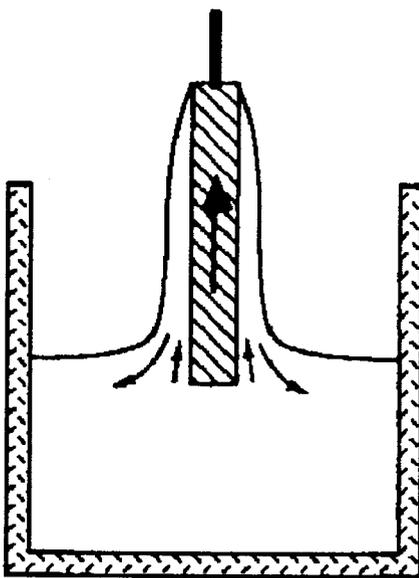


Figure V-4c : le drainage

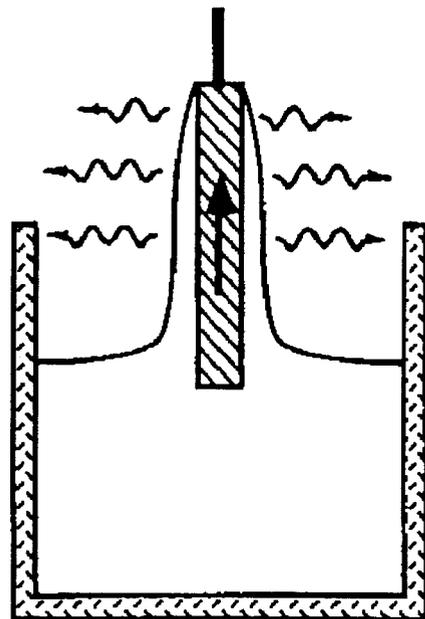


Figure V-4d : l'évaporation

### V.3.2 Le retrait.

Lors de son retrait, le substrat entraîne une partie du sol sous forme d'un film fluide qui se scinde en deux au niveau du ménisque (figure V-5). Le premier, au voisinage immédiat du substrat est animé d'une vitesse suffisante pour l'accompagner dans son ascension, alors que le second retourne dans le récipient. Ce phénomène est régi par la compétition de plusieurs facteurs agissant dans la zone de dépôt<sup>7</sup> dont les plus importantes sont : la viscosité  $\eta$  du sol, la force de gravitation, la force d'inertie du ménisque, la résultante  $\sigma$  des tensions superficielles du ménisque, la pression de jonction ou de séparation.

Quand la viscosité du liquide et la vitesse de retrait  $V_r$  sont suffisamment importants pour réduire le rayon de courbure du ménisque, l'épaisseur  $e$  de dépôt du film dépend essentiellement de la vitesse de retrait, de la viscosité et de la force de gravitation<sup>8,9</sup>. On a :

$$e = c_1 (\eta V_r / \rho g)^{1/2} \text{ [V-10]}$$

$c_1$  étant un coefficient de proportionnalité = 0,8.

Si la vitesse de retrait et la viscosité ne sont pas suffisantes comme c'est généralement le cas dans les *process* de *sol-gel*, la tension superficielle due à la *phase liquide-vapeur* entre en jeu et l'épaisseur de dépôt suit la relation suivante<sup>10</sup> :

$$e = 0.94 (\eta V_r / \gamma)^{1/6} (\eta V_r / \rho g)^{1/2} \text{ [V-11]}$$

ou encore

$$e = 0.94 (\eta V_r)^{2/3} / \gamma^{1/6} (\rho g)^{1/2} \text{ [V-12]}$$

La validité des équations [V-10], [V-11] et [V-12] n'a été vérifiée que dans quelques cas limités.<sup>11,12,13</sup>. Ces équations ont été aussi examinées par *Brinker* et *Ashley*<sup>14</sup>.

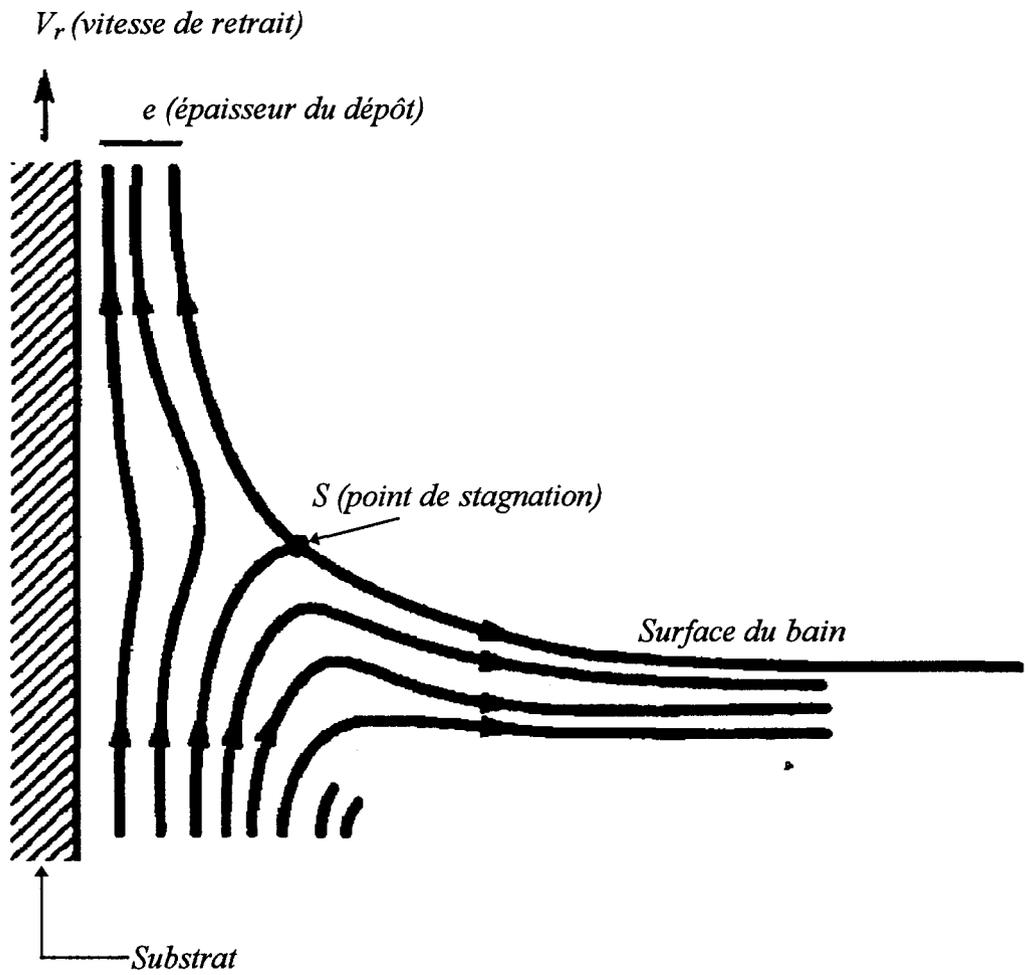


Figure V-5 : Phénomènes physiques pendant le retrait.

L'intersection du ménisque avec la surface séparant les deux films définit une ligne de stagnation. C'est la position de cette surface de séparation qui détermine l'épaisseur déposée<sup>15</sup> (voir figure V-5).

On peut augmenter l'épaisseur du film en faisant plusieurs trempages. C'est ainsi que nous avons pu réaliser des guides de 2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur en déposant 45 couches d'environ 46 nm d'épaisseur !

### V.3.3 L'évaporation.

L'évaporation succède au dépôt du film et contribue à le solidifier. Le facteur le plus important dans la vitesse d'évaporation est le taux de diffusion de la vapeur à travers la surface du film.<sup>16</sup> Cette vitesse dépend à son tour du mouvement du gaz dans une très fine couche du film, car même un très bref courant de convection peut changer sensiblement la diffusion. La vitesse d'évaporation  $V_{\text{évap}}$  peut s'exprimer au moyen d'un coefficient de transfert  $k$  par la relation suivante<sup>17</sup>:

$$V_{\text{évap}} = k(P_e - P_i) \quad [\text{V-13}]$$

$P_e$  étant la pression partielle des espèces volatiles en équilibre local avec la surface.

$P_i$  est la pression partielle à une distance  $l$ .

La profondeur du liquide, de même que la vitesse de retrait du substrat influencent peu la vitesse d'évaporation. Celle-ci dépend surtout, à travers les grandeurs  $k$ , et  $P_e - P_i$ , des courants incontrôlables au dessus du bain.<sup>18</sup>

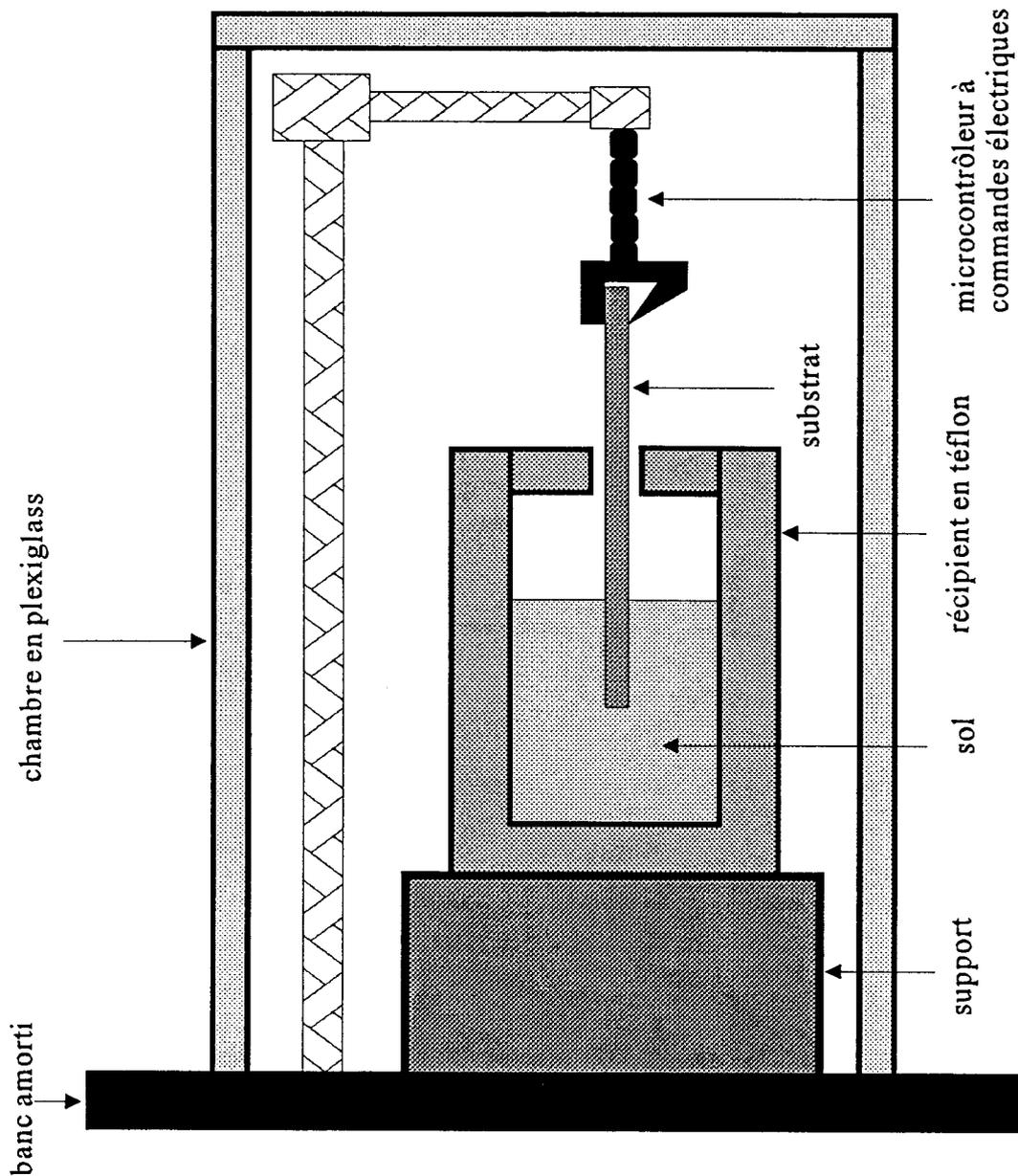


Figure V-6: Dispositif mis en place pour les étapes d'immersion et de retrait.

#### V.3.4 Mise en oeuvre.

Pour obtenir un dépôt de bonne qualité (uniforme, homogène et dense), les conditions suivantes doivent être réunies :

D'abord, il est nécessaire que la vitesse de retrait ou de plongée du substrat soit constante. Pour ce faire, le substrat est plongé dans le sol à l'aide d'un *micro-contrôleur à commandes électriques*. Après l'immersion du substrat, on observe un arrêt de quelques secondes pour permettre au sol qui vient d'être perturbé de se stabiliser. Ensuite, le retrait se fait à vitesse constante de l'ordre de 40 mm/min. La figure V-6 montre le dispositif mis au point pour les étapes d'immersion et de retrait. Une fois le retrait terminé, l'échantillon est maintenu quelques instants immobile pour permettre l'évaporation des solvants rapides, et est ensuite transporté dans le four pour y subir un traitement thermique d'environ 5 minutes, à la suite duquel il sera prêt pour un nouveau dépôt (Figure V-7).

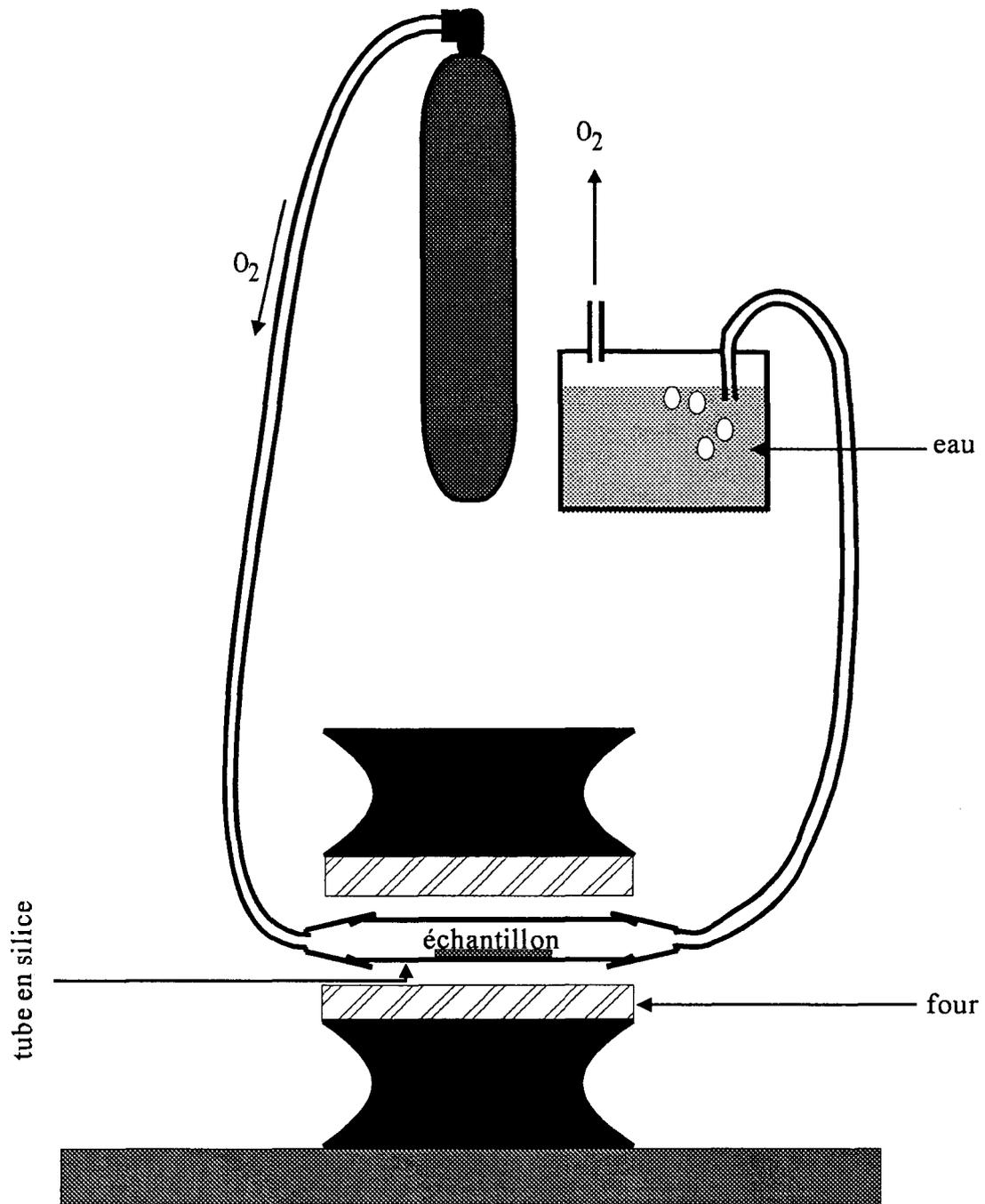
De plus, le liquide de trempage doit avoir une bonne fluidité, une solubilité élevée des précurseurs, une constante de ses propriétés dans le temps, une bonne mouillabilité sur le substrat, une gélification sans précipitations d'hétérogénéités, et une transformation en oxyde dense adhérent bien au substrat.

##### V.3.4.1 Avantages de la technique du trempage.

En plus de la relative facilité de contrôle de l'épaisseur des dépôts, la technique du trempage offre d'autres avantages qui peuvent se résumer ainsi :

D'abord, les films obtenus par cette technique sont très homogènes, reproductibles et ne présentent pas de variations significatives d'épaisseur.

De plus, la technique du trempage offre la possibilité de faire des dépôts sur des surfaces diverses et variées (tubes, baguettes, fibres...) et de grandes dimensions (plusieurs mètres).



**Figure V-7: Dispositif de traitement thermique des échantillons sous flux d'oxygène.**

Enfin, la technique de trempage permet de faire des dépôts multicouches offrant ainsi la possibilité d'obtenir des films épais (voir chapitre VI).

### V.3.5 Autres techniques.

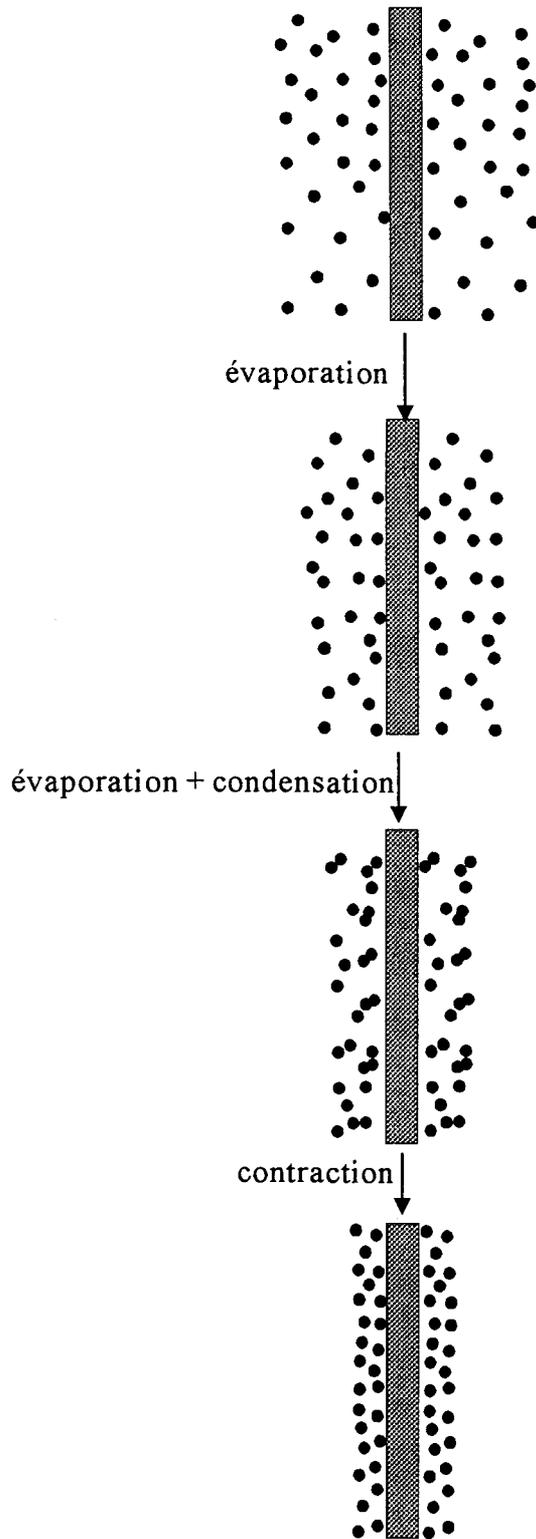
Il existe d'autres techniques de dépôt utilisant le procédé *sol-gel*. Parmi les plus usitées, nous pouvons citer une variante de la technique du trempage qui consiste à baisser progressivement le niveau du sol dans le récipient, plutôt que de retirer le substrat<sup>19</sup>. Signalons aussi la technique de la *tournette (spin-coating)*, qui consiste à étaler le liquide par centrifugation, par exemple sur des surfaces circulaires planes de faibles dimensions<sup>20</sup>.

### V.3.6 Formation du film.

Avec la technique du trempage, la formation du film se fait rapidement après le dépôt du liquide et passe par plusieurs étapes: évaporation, hydrolyse-condensation et contraction (Figure V-8).

Les précurseurs sont rapidement concentrés à la surface du substrat lors du drainage et de l'évaporation des solvants. Lorsqu'il s'agit de particules répulsives, celles-ci s'assemblent en adoptant une organisation proche de celle du liquide ou du cristal selon la vitesse de tirage<sup>21</sup>. Dans le cas d'entités réactives, la structure obtenue est le résultat d'un compromis entre l'évaporation des solvants et la réaction de condensation<sup>22</sup>. En effet, le premier phénomène compacte la structure alors que le second lui donne de la consistance, s'opposant ainsi au compactage.

La compétition entre l'évaporation et la condensation n'a pas lieu dans le processus qui conduit à la formation du gel massif. Cependant, dans le cas de couches minces, elle peut être exploitée par l'ajustement des cinétiques d'évaporation et de condensation pour un véritable contrôle de la porosité des dépôts.



**Figure V-8: Schématisation de la formation du film.**

La dernière étape de la transformation correspond à l'effondrement de la texture du film dû aux forces de pression capillaires induites par l'interface *liquide-vapeur* à l'intérieur des pores<sup>23</sup>.

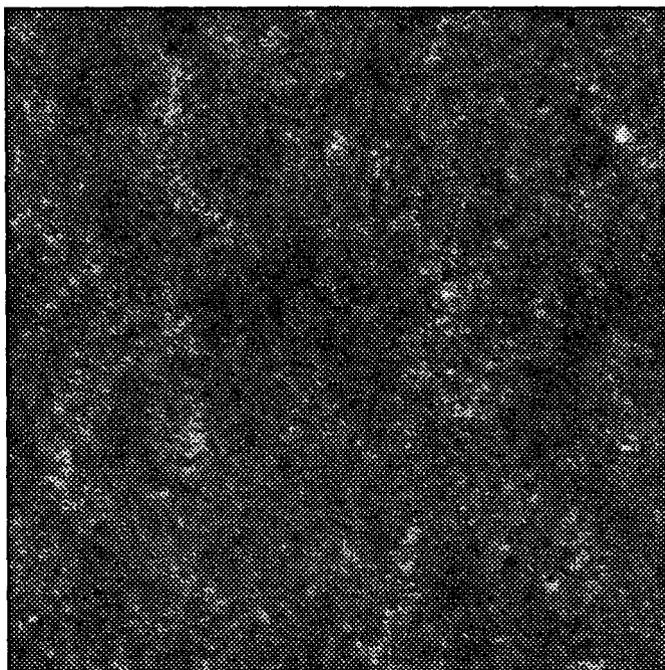
### V.3.7 Le traitement thermique .

Le traitement thermique se fait dans un four en silice à la température de 645°C pendant environs cinq minutes sous flux d'oxygène (voir figure V-7). Avant de refaire un dépôt, nous laissons refroidir le substrat à l'air libre pour éviter une condensation rapide du *sol-gel* qui lui se trouve à température ambiante. Après refroidissement, l'échantillon est nettoyé avec un gaz neutre pour le débarrasser d'éventuelles impuretés qui s'y seraient déposées pendant les opérations de transport et de traitement thermique. Après 5 dépôts, nous procédons à un long recuit d'une heure à 900°C pour densifier le film, éliminer les produits organiques ainsi que les groupements OH (voir paragraphe VI.4.3).

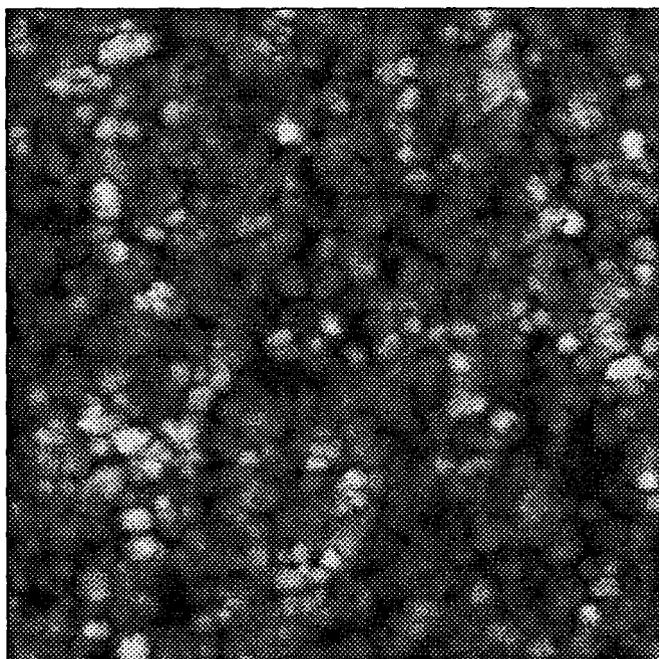
## V.4 REALISATION DES AGDEs.

Nous avons procédé à la réalisation des guides d'ondes optiques  $SiO_2-Al_2O_3$  (*Alumino silicate*) dopés à l'ion  $Er^{3+}$ , par la technique du *sol-gel* exposée ci-dessus.

Des films minces d'*aluminosilicates* ont été déposés sur substrat  $SiO_2/Si$  (*silice sur silicium*) par voie de *trempage*. La solution de départ a été préparée à partir d'*alkoxydes* de *silicium* ( $Si(OEt)_4$  de chez *Aldrich*), et d'aluminium ( $Al(O-s-Bu)_3$  de chez *Aldrich*) dilués dans l'éthanol et en milieu acide ( $HCl$ ). Le mélange obtenu est un sol clair dans lequel les ions erbium sont introduits sous forme de *nitrate d'erbium* ( $Er(NO_3)_3$ ) dans un rapport molaire  $Er/(Si+Al)=x$  ( $x=0,25, 0,5$  ou  $1\%$ ). Ce sol est alors filtré (filtre  $0,2 \mu m$ -téflon de chez *Aldrich*) pour éliminer d'éventuelles impuretés. Toute les opérations ont été effectuées à température



**Figure V-9a: Image prise au MFA (Microscope à Force Atomique) d'un guide recuit à 900°C. La surface du guide est homogène et lisse.**



**Figure V-9b: Image prise au MFA (Microscope à Force Atomique) d'un guide recuit à 1100°C. On remarque l'apparition de nanocristaux.**

ambiante, et dans ces conditions, la gélification ne commence à apparaître qu'après plusieurs mois (environ 4 mois).

Les premiers guides que nous avons déposés sur des substrats de silice pure (*Suprasil* de chez *Heraeus*) avaient des épaisseurs inférieures à 1  $\mu\text{m}$  (25 couches), car au delà de cette épaisseur, nous étions confrontés à des problèmes de craquelures résultant des différences entre les coefficients de dilatation et de contraction du substrat et du film déposé.

Des nombreux essais nous ont permis d'optimiser différents paramètres du protocole, comme le recuit (fréquence, durée, température et vitesse de montée en température), la viscosité, et la vitesse de tirage. C'est ainsi que nous avons pu atteindre des épaisseurs plus élevées (2  $\mu\text{m}$ ).

Les paramètres finaux que nous avons retenus sont les suivants :

Vitesse de retrait : 40 mm/min.

Température du sol-gel : température ambiante.

Durée d'agitation du sol-gel avant utilisation : 24 heures.

Diamètre du filtre chimique 0,2  $\mu\text{m}$ .

Température de recuit : 650 °C pendant 5 minutes sous flux d'oxygène.

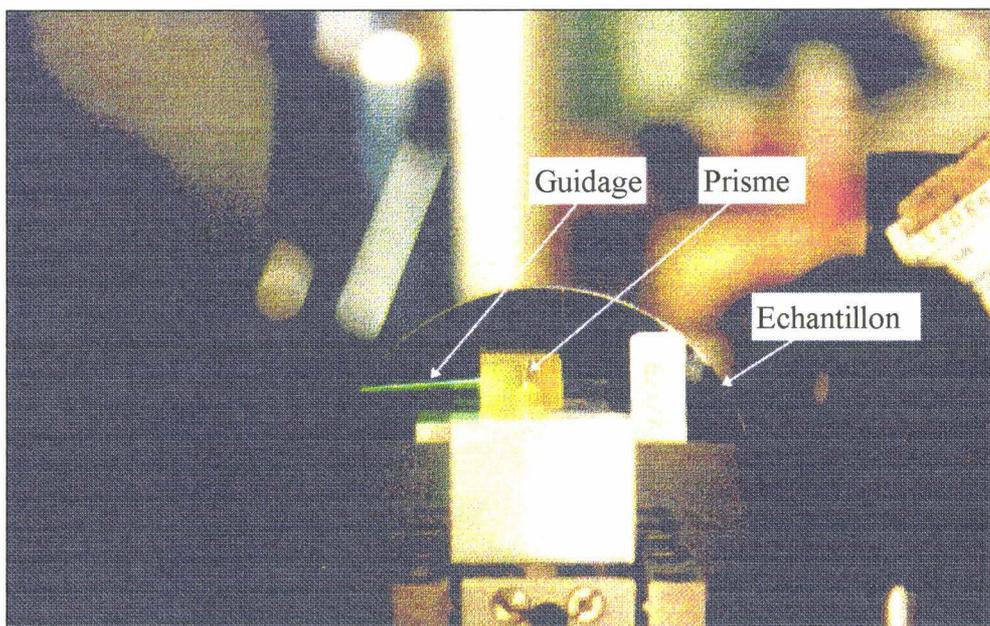
Vitesse de montée en température du four : 3°C/min.

Fréquence du recuit : après chaque dépôt, et un long recuit d'une heure à 900°C après 5 dépôts.



### ***V.5 ANALYSE STRUCTURALE DES GUIDES.***

Une étude de la structure des guides  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ , a été faite au moyen du *MEB* (*Microscope Electronique à Balayage*) et du *MFA* (*Microscope à Force Atomique*) en fonction de la température du recuit des guides pour savoir à partir de quelle température les guides commençaient à se cristalliser.



**Figure V-10 : Test de guidage dans un AGDE avant le dépôt et la gravure de la couche de confinement latéral. La longueur d'onde d'excitation est 800 nm. La lumière verte du guidage traduit le phénomène de *up-conversion*.**

Les figures V-9a et V-9b montrent une image prise au *MFA* d'un guide recuit à 900°C, et d'un autre recuit à 1100°C. On peut noter que le guide *aluminosilicate* recuit à 900°C est homogène et présente une surface sans porosité. Par contre celui recuit à 1100°C présente des *nanocristaux*.

La mesure de la rugosité de la surface des guides recuits à 900°C, 1000°C, 1100°C et 1200°C ont été respectivement de 0,17, 0,89, 1,04 et 3,96 nm, ce qui est en accord avec le phénomène de cristallisation qui croît avec la température du recuit.

### **V.6 TEST DE GUIDAGE.**

La figure V-10 montre le guidage d'un guide *aluminosilicate* dopé à l'erbium et déposé sur le tiers d'un substrat *silice/silicium*. Le couplage se fait par prisme à 800 nm et on peut remarquer que le guidage se fait sur toute la longueur du guide (4 cm environ). La couleur verte qu'on observe correspond au phénomène de *up-conversion* (voir paragraphe III.1).

### **V.7 CONCLUSION**

Nous avons dans ce chapitre décrit le procédé *sol-gel* sur les plans physique, chimique et technologique. Nous avons mis au point au terme de nombreux essais, un protocole de dépôt de couches aluminosilicates dopés erbium permettant d'atteindre des épaisseurs supérieures à 2  $\mu\text{m}$ , et ce sans craquelures. Par ailleurs les tests de guidage sont très concluants, rendant possible comme nous allons le voir au chapitre VI la mesure des paramètres optiques devant servir au calcul des performances amplificatrices des guides.

## REFERENCES DU CHAPITRE V

- 
- <sup>1</sup> I.M. Thomas, S.A. Payne and G.D. Wilke, *Optical properties and laser demonstration of Nd-doped sol-gel silica glasses*, Non-Cryst. Solids vol. 151, no. 3, p. 183 (1992).
- <sup>2</sup> N. Nogami and Y. Abe, *Appl. Phys. Lett.* 69, 3776 (1996).
- <sup>3</sup> A.R. Di Giampolo Conde, M. Puerta, H. Ruiz and J. Lira Olivares, *J. Non-Cryst. Solids* 147 & 148, 467 (1992).
- <sup>4</sup> R. Audebert, *Séminaire GRECO 93*, Paris, 1, p. 37, (1987).
- <sup>5</sup> M. Bahtat, *caractérisation structurale et propriétés de couches minces de TiO<sub>2</sub> obtenues par le procédé sol-gel*, Thèse de doctorat Lyon1 no d'ordre 165-92 p. 16 (1992).
- <sup>6</sup> B. Gauthier-Manuel, *Séminaire GRECO 93*, Paris, 2, p. 13, (1987).
- <sup>7</sup> L.E. Scriven, *Better Ceramics through Chemistry III*, Ed. Mat. Res. Soc. Pittsburg., p. 717 (1988).
- <sup>8</sup> J.D. Mackenzie, *Ultrastructure Processing of Glasses, Ceramics, and Composites*, eds. L.L. Hench and D.R. Ulrich. Wiley, New York, p. 15, (1984).
- <sup>9</sup> J. Livage, *Transformation of Organometallics into Common and Exotic Materials : Design and Activation*, NATO ASI series E, no. 141, ed. R.M. Laine (Martinus Nijhoff, Dordrecht) p. 250 (1988).
- <sup>10</sup> Noyes, Park Ridge, N.J, *Sol-Gel Technology Thin Films, Fibers, Preforms, Electronics, and Specialty Shapes*, ed. L.C. Klein (1988).
- <sup>11</sup> Martinus Nijhoff, Dordrecht, *Transformation of Organometallics into Common and Exotic Materials : Design and Activation*, NATO ASI series E, no. 141, ed. R.M. Laine (1988).
- <sup>12</sup> L.C. Klein, *The Glass Industry*, p. 14 (1981).

- <sup>13</sup> L.C. Klein and G.J. Garvey, *Soluble Silicates*, ACS Symposium Series, no. 194, ed. J.S. Falcone, Jr. Am. Chem. Soc., Washington DC p. 293 (1982).
- <sup>14</sup> C. Jeffrey Brinker , George W. Scherer, *Sol-Gel Science , The Physics and Chemistry of Sol-Gel Processing*, Academic Press, Inc p. 792 (1990).
- <sup>15</sup> R.P. Spiers, C.V. Subbaraman, W.L. Wilkinson, *Che. Eng. Sci.*, vol. 29, p. 389 (1974).
- <sup>16</sup> L. E. Scriven, *Better Ceramics Through Chemistry III* , eds. C. J. Brinker, D. E. Clark, and D. R. Ulrich. Mat. Res. Soc., Pittsburgh, Pa., p. 717 (1988).
- <sup>17</sup> D. R. Uhlmann, B. J. J. Zelinski, and G. E. Wnek, *Better Ceramics Through Chemistry*, eds. C. J. Brinker , D. E. Clark, and D. R. Ulrich, Elsevier, New York, p. 59 (1984).
- <sup>18</sup> J. D. Mackenzie, *Ultrastructure Processing of Glasses, Ceramics, and Composites*, eds. L. L. Hench and D. R. Ulrich, Wiley, New York, p. 15 (1984).
- <sup>19</sup> L. Klein, *Sol-Gel Technology*. Ed. Noyes Publications. New Jersey. U.S.A. p. 50 (1988).
- <sup>20</sup> D.E. Bornside, C.W. Macosko, L.E. Scriven, *J. Imaging. Tech.*, 13, p. 122 (1987).
- <sup>21</sup> C.J. Brinker, A.J. Hurd, K.J. Ward, *Ultrastructure Processing of Advanced Ceramics*. Ed Wiley. New York., p. 223 (1988).
- <sup>22</sup> A.J. Hurd, C.J. Brinker, *J.Phys.*, vol. 49, p. 1017, (1988).
- <sup>23</sup> M. Bahtat, *caractérisation structurale et propriétés de couches minces de TiO2 obtenues par le procédé sol-gel*, Thèse de doctorat Lyon1 no d'ordre 165-92 p. 21 (1992).



# VI. CHAPITRE VI : CARACTERISATION DES AMPLIFICATEURS A BASE DE GUIDES DOPES A L'ERBIUM

La figure VI-1 montre le schéma synoptique de ce chapitre. Nous y décrivons les méthodes expérimentales et semi-expérimentales qui ont été utilisées pour mesurer les paramètres physiques et optiques nécessaires au calcul des performances des *AGDEs*. Parmi les nombreux paramètres qui interviennent dans ces calculs, nous nous attarderons sur la mesure de l'épaisseur du guide et de l'indice de réfraction par *spectroscopie des lignes noires*, la mesure des pertes de propagation par *caméra CCD*, la mesure de la *largeur à mi-hauteur* du spectre d'émission de l'amplificateur autour de 1531 nm, et la mesure de la durée de vie de l'état excité  $^4I_{13/2}$ . Ces paramètres sont utilisés ensuite dans le calcul des performances de l'amplificateur en utilisant le modèle de l'amplificateur présenté au chapitre III. La méthode de calcul des caractéristiques du gain que nous avons développée et qui s'appuie sur la *BPM-3D* (voir *paragraphe II.2*) est confrontée à une autre fondée sur la *méthode des éléments finis*<sup>1</sup>. Nous concluons ce chapitre par la mise en évidence du phénomène d'amplification, à notre connaissance pour la première fois au monde sur un *AGDE* fabriqué par le procédé *sol-gel*.

## ***VI.1 MESURE DE L'INDICE DE REFRACTION ET DE L'EPAISSEUR DE LA COUCHE ACTIVE PAR LA SPECTROSCOPIE DES LIGNES NOIRES.***

Les mesures de l'indice de réfraction et de l'épaisseur de la couche guidante ont été faites par *spectroscopie des lignes noires* ou encore *m-lines* dans le jargon des *opticiens guideurs*.

Cette méthode a été mise au point par Tien et al pour la mesure des paramètres d'un guide en oxyde de Zinc<sup>2</sup>.

### VI.1.1 Principe de la méthode *m*-lines.

Le principe de la *spectroscopie des lignes noires* est fondée sur le transfert d'énergie entre un mode radiatif et un mode guidé de la structure quand il y a accord de phase entre les deux modes. Si nous désignons par  $\alpha_p$  l'angle du prisme,  $n_p$  son indice de réfraction (voir figure VI-2a), et  $N_{eff}$  l'indice effectif du mode guidé, la condition sur l'accord de phase peut se traduire par la relation suivante :

$$N_{eff} = n_p \sin(\varphi) \quad \text{[VI-1]}$$

Comme le montre la relation ci-dessus, l'accord de phase ne se réalise que pour des valeurs discrètes de l'angle  $\varphi$  et nécessite  $n_p > N_{eff}$ . Cela impose l'utilisation d'un prisme de grand indice.

En mesurant l'angle d'incidence  $\theta_{Max}$  pour laquelle le transfert d'énergie est maximal, l'indice effectif  $N_{eff}$  du mode considéré peut se déterminer par la relation suivante<sup>3</sup>:

$$N_{eff} = n_p \sin \left[ \alpha_p + \arcsin \left( \frac{\theta_{Max}}{n_p} \right) \right] \quad \text{[VI-2]}$$

La mesure de l'indice du film  $n_f$  et de son épaisseur  $e$  s'obtiennent ensuite à l'aide des équations caractéristiques des modes considérés *TE* ou *TM* ([II-21], [II-22],[II-23]). On est ainsi amené à résoudre le système suivant :

$$f(m, N_{eff}, n_o, n_f, e, \lambda) = 0$$

et [VI-3]

$$f(m', N'_{eff}, n_o, n_f, e, \lambda) = 0$$

$m$  et  $m'$  sont des entiers correspondants aux modes considérés (voir paragraphe II.1.1).

$N_{eff}$  et  $N'_{eff}$  sont les indices effectifs correspondant aux deux modes considérés.

$n_o$  est l'indice de l'air.

$n_f$  est l'indice du film cherché.

$e$  est l'épaisseur du film.

$\lambda$  est la longueur d'onde de travail.

Comme on peut le constater, cette méthode ne s'applique qu'aux guides à trois couches, et nécessite que celui-ci soit *multimode* à la longueur d'onde de travail.

### VI.1.2 Banc de mesure.

La figure VI-2 décrit les éléments essentiels du banc de mesure ayant servi pour la spectroscopie des lignes noires. Ce banc a été mis au point à l'Ecole Nouvelle d'Ingénieurs en Communication (ENIC). Il est constitué d'un laser *Helium- Néon* (633 nm) muni d'un *polariseur (TE ou TM)*, de deux lentilles, d'un hacheur, d'un miroir semi-réfléchissant d'un prisme, d'un support d'échantillon et d'un écran.

### VI.1.3 Résultats.

Les résultats obtenus par cette méthode sont en accord avec ceux obtenus avec des techniques sophistiquées comme le *MEB (Microscope Electronique à Balayage)*. La figure VI-3 montre la mesure par le *MEB* de l'épaisseur d'un guide *aluminosilicate* dopé erbium (0,125 at%) ayant un rapport molaire  $Al/Si=2$  et traité à 900°C. On obtient 2  $\mu\text{m}$ . La mesure par la méthode des *m-lines* donne aussi 2  $\mu\text{m}$  et un indice de réfraction de 1,52 à 633 nm.

## **VI.2 MESURE DES PERTES DE PROPAGATION.**

La mesure des pertes de propagation a également été faite dans le laboratoire d'optique de l'ENIC. Pour des raisons de commodité, la longueur d'onde de travail est de 633 nm. La technique utilisée est celle de la mesure de la lumière diffusée tout le long du guide. Le principe de cette méthode repose sur le fait que si le guide est homogène, la lumière qu'elle diffuse tout le long est proportionnelle à la lumière guidée. Autrement dit, l'atténuation de la lumière guidée est la même que celle de la lumière diffusée. Cette dernière est détectée par une caméra C.C.D. couplée à un ordinateur de type P.C. Nous remontons ainsi aux pertes de propagation en convertissant l'image fournie par la caméra de format .pcx en un fichier .dat à l'aide du logiciel *Mathcad*. Les pertes de propagation mesurées sur différents guides se sont révélées inférieures à 0,2dB /cm.

## **VI.3 ENREGISTREMENT DU SPECTRE DE FLUORESCENCE ET MESURE DE LA LARGEUR A MI-HAUTEUR AUTOUR DE 1531 nm.**

### **VI.3.1 Banc de mesure**

Le dispositif expérimental utilisé pour enregistrer les spectres d'émission des guides  $Er^{3+}; SiO_2-Al_2O_3$  est représenté sur la figure VI-4. Il a été mis au point dans le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (LSH) de l'université de Lille1. L'excitation des guides est réalisée par un laser saphir dopé titane (800 nm) suivant un dispositif de couplage par prisme (indice de refraction=2). La lumière de fluorescence est recueillie le long du guide par des lentilles de collection puis focalisée à travers un filtre optique dans un monochromateur (U 1000). Ce monochromateur est équipé en sortie d'un photomultiplicateur (Thorn EMI 9863B) refroidi à -30°C par *effet Peltier* pour la fluorescence dans le visible, ou bien d'un détecteur Germanium

(North-Coast) refroidi à l'azote liquide (modèle 403L pour la fluorescence et modèle 403S pour les mesures de durée de vie).

### VI.3.2 Résultats.

On observe des émissions intenses dans le vert (autour de 550 nm), visible à l'oeil nu, et le rouge (660 nm) qui correspondent respectivement aux transitions  $(^2H_{11/2} + ^4S_{3/2}) \rightarrow ^4I_{15/2}$  et  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ . Des spectres similaires ont été observés sur les verres fluorés ZBLAN dopés erbium<sup>4,5</sup>.

Pour une concentration de 0,25 at%, nous observons aussi une bande d'émission large centrée autour de 1531 nm, présentant une *largeur à mi-hauteur* de 47 nm (figure VI-5). Cette valeur est deux fois supérieure à celle observée dans les verres de silice<sup>6</sup> (26 nm), valeur caractéristique de l'émission de l'ion  $Er^{3+}$  dans les verres *aluminosilicates* préparés par d'autres procédés<sup>7</sup>.

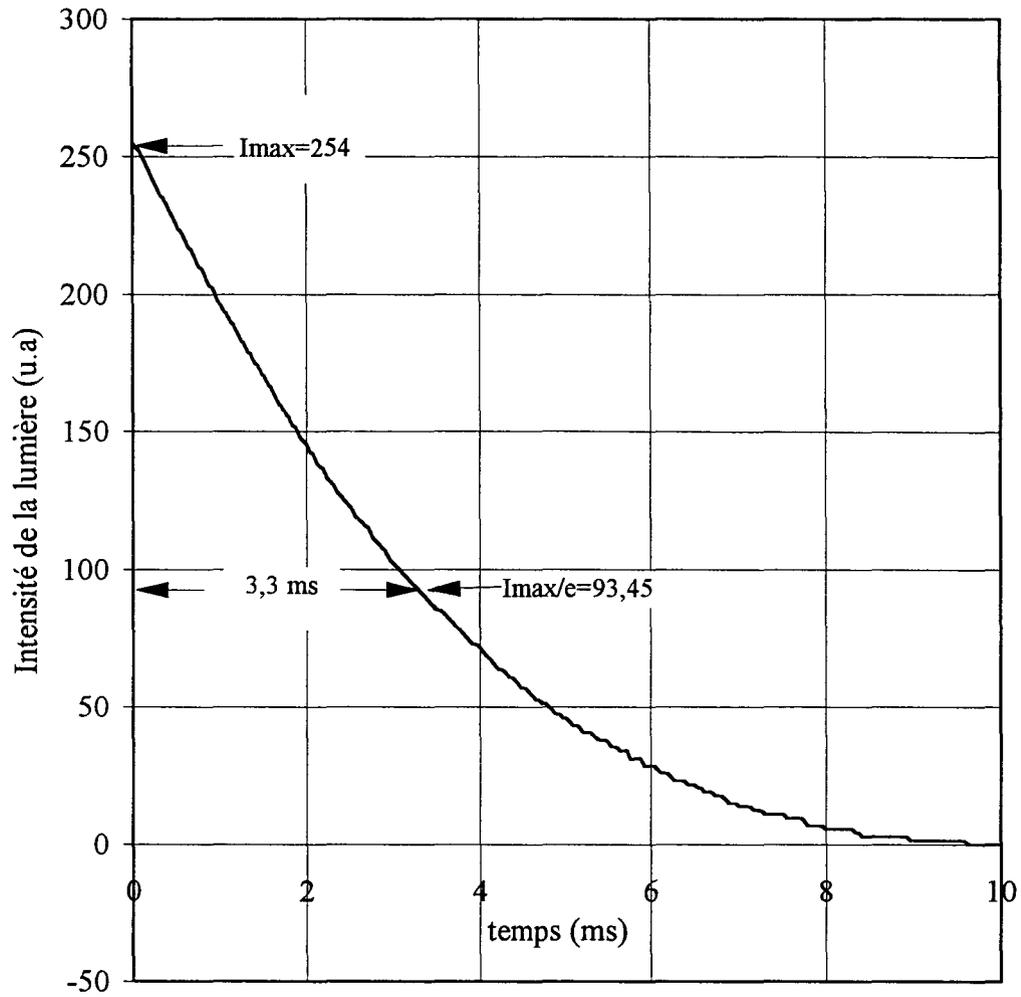
## VI.4 MESURE DE LA DUREE DE VIE DE L'ETAT EXCITE $^4I_{13/2}$ .

### VI.4.1 Mise en oeuvre.

Le banc de mesure de la durée de vie est quasi identique à celui de l'enregistrement du spectre d'émission (figure VI-4), avec ceci de différent que le guide est excité avec des impulsions lumineuses de quelques dizaines de Hz, réalisées grâce à un hacheur. La durée de vie est mesurée en moyennant la décroissance de la fluorescence à  $I(0)/e$  des guides dans la bande des 1,5  $\mu$ m. La figure VI-6 montre un exemple de mesure de durée de vie sur un échantillon dopé à 0,5% . La mesure de la durée de vie du premier état excité est de 3,3 ms.

### VI.4.2 Résultats.

Les valeurs de durées de vies mesurées pour une série de guides réalisés dans les mêmes conditions technologiques ont été de 3,5, 3,3 et 1,8 ms respectivement pour des dopages à



**Figure VI-6: Mesure de la durée de vie du premier état excité d'un guide aluminosilicate dopé erbium; concentration erbium=0,5%; pompage à 800 nm. On mesure 3,3 ms.**

0,25 at%, 0,5 at%, et 1 at%. La durée de vie de ces guides est donc constante pour des concentrations inférieures à 0,5 at% et diminue de manière drastique pour une concentration supérieure à 1 at% (figure VI-7).

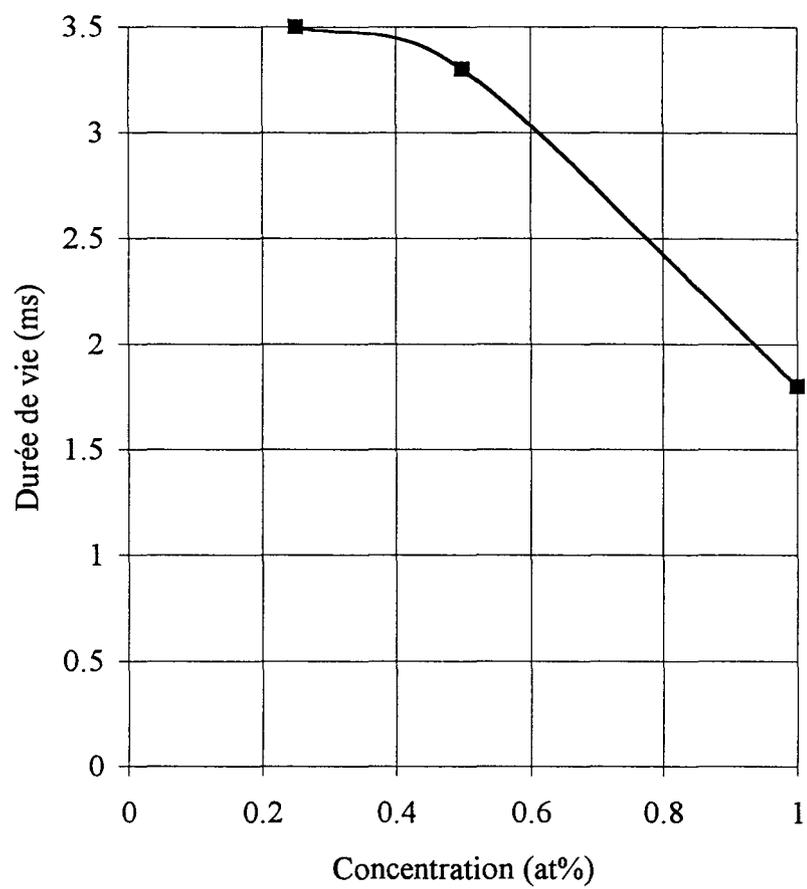
#### **VI.4.3 Causes de dégradation de la durée de vie.**

L'une des de la dégradation de la durée de vie est le phénomène de transfert d'énergie d'un ion vers un autre ion voisin. Mais comme nous allons le voir ci-dessous, le phénomène le plus pénalisant dans notre cas est celui de la présence des groupes *OH* dans le réseau *sol-gel*.

##### **VI.4.3.1 Présence des sites *OH*.**

Il est bien connu que la durée de vie peut aussi être fortement réduite quand un ion excité peut se désexciter par une relaxation non radiative dans un site comme celui de l'ion hydroxyde *OH*. Or il se trouve que le *sol-gel* contient des ions hydroxydes. Nous les avons donc suspectés d'être responsables de la relative faiblesse de la durée de vie du premier état excité que nous observons. Afin de confirmer nos soupçons, nous avons fait des mesures de *FTIR* (*Fourier Transform Infrared*), en utilisant le spectromètre *BOMEM MB 100*, dans le domaine spectral 4000-3000  $\text{cm}^{-1}$  correspondant à l'énergie de vibration des ions hydroxides. Ces mesures ont été effectuées sur des guides d'épaisseur 0,9  $\mu\text{m}$  ayant subi des recuits différents (de 500 à 900°C).

La figure VI-8 montre l'évolution du spectre dans l'infrarouge en fonction de la température de recuit. A la température  $T=500^\circ\text{C}$ , deux larges bandes sont observées autour de 3650 et 3400  $\text{cm}^{-1}$ . La dernière qui est généralement attribuée à l'absorption de l'eau et/ou du groupe *silanol-OH-hydrogène*<sup>8,9</sup> décroît avec la température et finit par disparaître dès 900°C. Cependant, la bande autour de 3650  $\text{cm}^{-1}$  attribuée au groupe *Si-OH* et *Al-OH* est peu sensible à la température du recuit.



**Figure VI-7: Durée de vie du premier état excité en fonction de la concentration en ions erbium.**

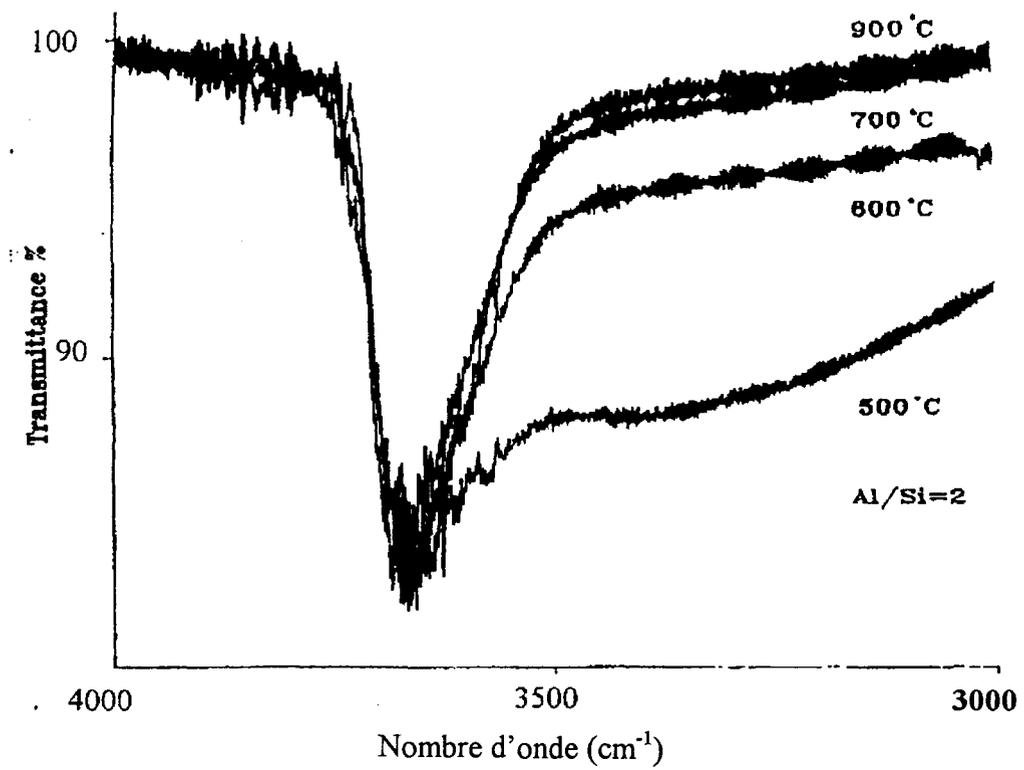
Ces mesures montrent que les groupes *hydroxyles* restent prisonniers du *sol-gel* et ce jusqu'à très haute température (900 °C). Ils sont bel et bien responsables de la dégradation de la durée de vie du premier état excité  ${}^4I_{13/2}$ .

### VI.5 PREVISION DES PERFORMANCES DES AGDEs.

Le paragraphe qui suit a pour but de prévoir le gain de l'amplificateur à partir de la mesure de quelques paramètres physiques du guide dopé. Les autres paramètres que nous utiliserons sont issus de la littérature. Le modèle développé pour les amplificateurs à fibre (voir chapitre III) ne peut pas répondre directement à l'étude des *AGDEs* à cause de la différence géométrique des deux guides. Les formes rectangulaires des *AGDEs* que nous étudions les rendent sensibles à la polarisation de la lumière (TE ou TM). De plus, les profils des modes du guide ne correspondent pas aux profils de concentration. Il convient par conséquent de tenir compte de leur recouvrement avec la partie active du guide. Pour faire une étude rigoureuse, il est nécessaire de faire un maillage du guide et de traiter la répartition du champ soit par une méthode fondée sur les *éléments finis*<sup>1</sup>, soit par une méthode basée sur des outils de type *BPM* ou équivalents. Etant donné l'expérience dont jouissait le laboratoire concernant la *BPM-3D*, c'est cette dernière solution que nous avons adoptée.

#### VI.5.1 Modélisation de l'AGDE.

Les taux d'émission et d'absorption des transitions stimulées  $W^{12}$ ,  $W^{21}$ ,  $R^{13}$ ,  $R^{31}$  décrits au chapitre III peuvent s'écrire en fonction des coordonnées du guide de la manière suivante :



**Figure VI-8 : Transmittance entre  $4000$  et  $3000 \text{ cm}^{-1}$  d'un guide  $\text{Er}^{3+}; \text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  déposé par sol-gel à différentes températures de recuit. Epaisseur du guide  $=0,9 \mu\text{m}$ .**

$$W_{(x,y,z)}^{12} = \frac{\sigma_{\nu_s}^{12}}{h\nu_s} I_{(x,y,z,\nu_s)}^s + \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{\nu_j}^{12}}{h\nu_j} [I_{(x,y,z,\nu_j)}^{ASE+} + I_{(x,y,z,\nu_j)}^{ASE-}] \quad \text{[VI-4]}$$

$$W_{(x,y,z)}^{21} = \frac{\sigma_{\nu_s}^{21}}{h\nu_s} I_{(x,y,z,\nu_s)}^s + \frac{\sigma_p^{21}}{h\nu_p} [I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p+} + I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p-}] + \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{\nu_j}^{21}}{h\nu_j} [I_{(s,y,z,\nu_j)}^{ASE+} + I_{(s,y,z,\nu_j)}^{ASE-}] \quad \text{[VI-5]}$$

$$R_{(x,y,z)}^{13} = \frac{\sigma^{13}}{h\nu_p} [I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p+} + I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p-}] \quad \text{[VI-6]}$$

$$R_{(x,y,z)}^{31} = \frac{\sigma^{31}}{h\nu_p} [I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p+} + I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p-}] \quad \text{[VI-7]}$$

Dans ces équations ,

$h$  est la constante de Planck.

$M$  est le nombre d'échantillons de fréquence de largeur  $\Delta\nu_i$  autour de  $\nu_i$  composant le spectre du bruit<sup>10</sup>.

$I_{(x,y,z,\nu_s)}^s$  ,  $I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p+}$  ,  $I_{(x,y,z,\nu_p)}^{p-}$  ,  $I_{(x,y,z,\nu_j)}^{ASE+-}$  représentent respectivement les intensités (densités de puissance en  $W/m^2$ ) du signal, de la pompe (+ signifie propagation dans le sens du signal et - signifie propagation dans le sens contraire au signal) et du bruit.

Les équations [III-14] d'évolution de la pompe, du signal et du bruit deviennent:

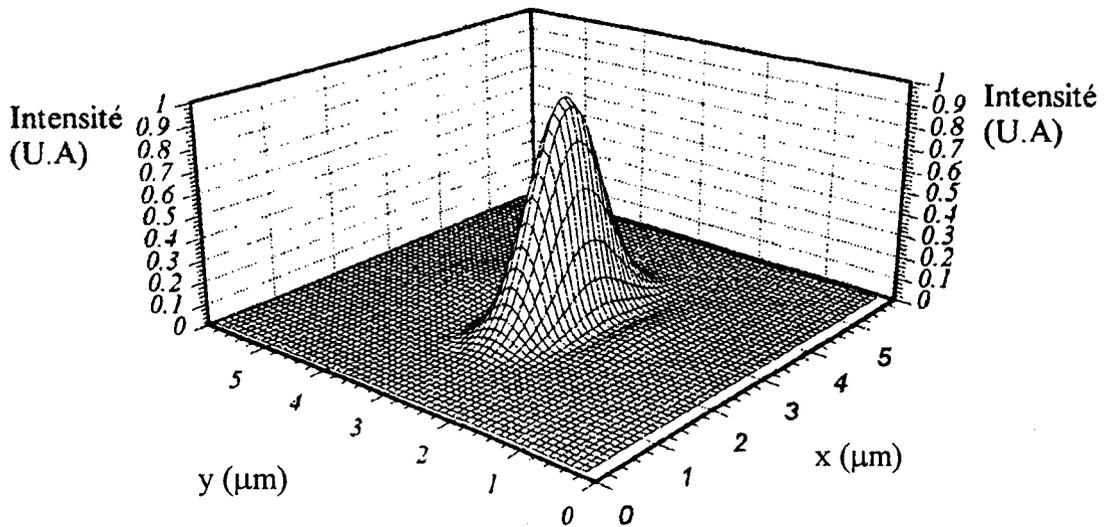


Figure VI-9a : Profil de l'intensité normalisée du signal (1531 nm) calculé par la BPM-3D.

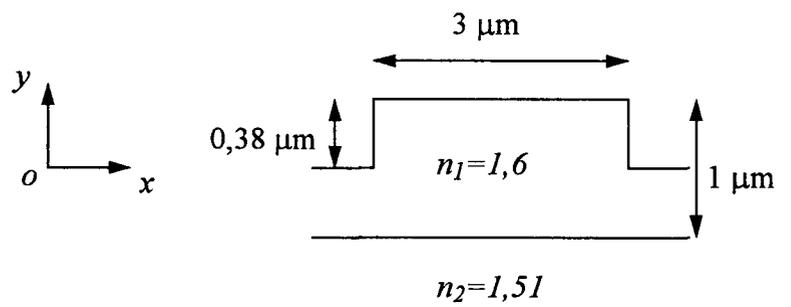


Figure VI-9c

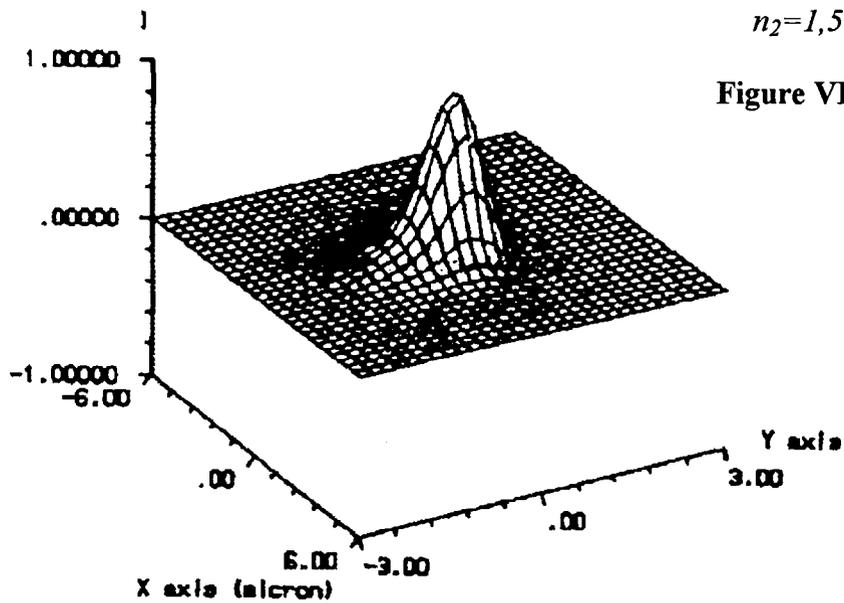


Figure VI-9b : Profil de l'intensité normalisée du signal (1531 nm) calculé par la méthode des éléments finis<sup>1</sup>.

$$\frac{dP_z^{p\pm}}{dz} = \mp \gamma_z^p P_z^{p\pm} \quad \text{[VI-8]}$$

$$\frac{dP_{(z,\nu_s)}^s}{dz} = [\gamma_{(z,\nu_s)}^{21} - \gamma_{(z,\nu_s)}^{12}] P_{(z,\nu_s)}^s \quad \text{[VI-9]}$$

$$\frac{dP_{(z,\nu_j)}^{ASE\pm}}{dz} = \pm [\gamma_{(z,\nu_j)}^{21} - \gamma_{(z,\nu_j)}^{12}] P_{(z,\nu_j)}^{ASE\pm} \pm mh\nu_j \Delta\nu_j \gamma_{(z,\nu_j)}^{21} \quad \text{[VI-10]}$$

$L$  étant la longueur du guide

$m$  le nombre de modes présents dans le guide à la longueur d'onde du signal.

Les coefficients  $\gamma_z^p$ ,  $\gamma_z^{12}$ ,  $\gamma_z^{21}$  qui figurent dans les équations ci-dessus sont donnés par

les relations suivantes :

$$\gamma_z^p = \iint_A \varphi_{(x,y)}^p [\sigma^{13} N_{(x,y,z)}^1 - \sigma^{31} N_{(x,y,z)}^3 - \sigma_p^{21} N_{(x,y,z)}^2] dx dy \quad \text{[VI-11]}$$

$$\gamma_{(z,\nu_i)}^{12} = \iint_A \varphi_{(x,y)}^s \sigma_{\nu_i}^{12} N_{(x,y,z)}^1 dx dy \quad \text{[VI-12]}$$

$$\gamma_{(z,\nu_i)}^{21} = \iint_A \varphi_{(x,y)}^s \sigma_{\nu_i}^{21} N_{(x,y,z)}^2 dx dy \quad \text{[VI-13]}$$

$N_{(x,y,z)}^1$ ,  $N_{(x,y,z)}^2$ ,  $N_{(x,y,z)}^3$  sont respectivement les densités locales de population correspondant aux niveaux d'énergie 1, 2 et 3 (voir figure III-2).

$A$  étant la surface de la région active.

$\Delta\nu_i$  ( en nm) est la largeur d'un échantillon centré à la fréquence  $\nu_i$  du spectre d'émission du bruit de l'amplificateur<sup>11</sup>.

$\varphi_{(x,y)}^p$  et  $\varphi_{(x,y)}^s$  sont respectivement les intensités normalisées de la pompe et du signal et ont pour expression :

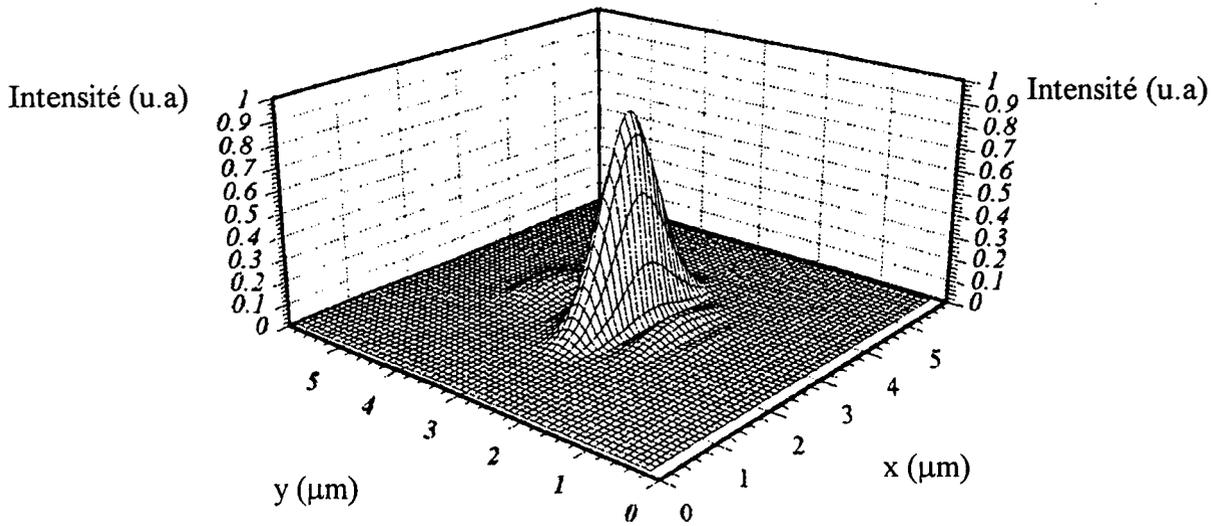


Figure VI-10a : Profil de l'intensité normalisée de la pompe (980 nm) calculé par la BPM-3D.

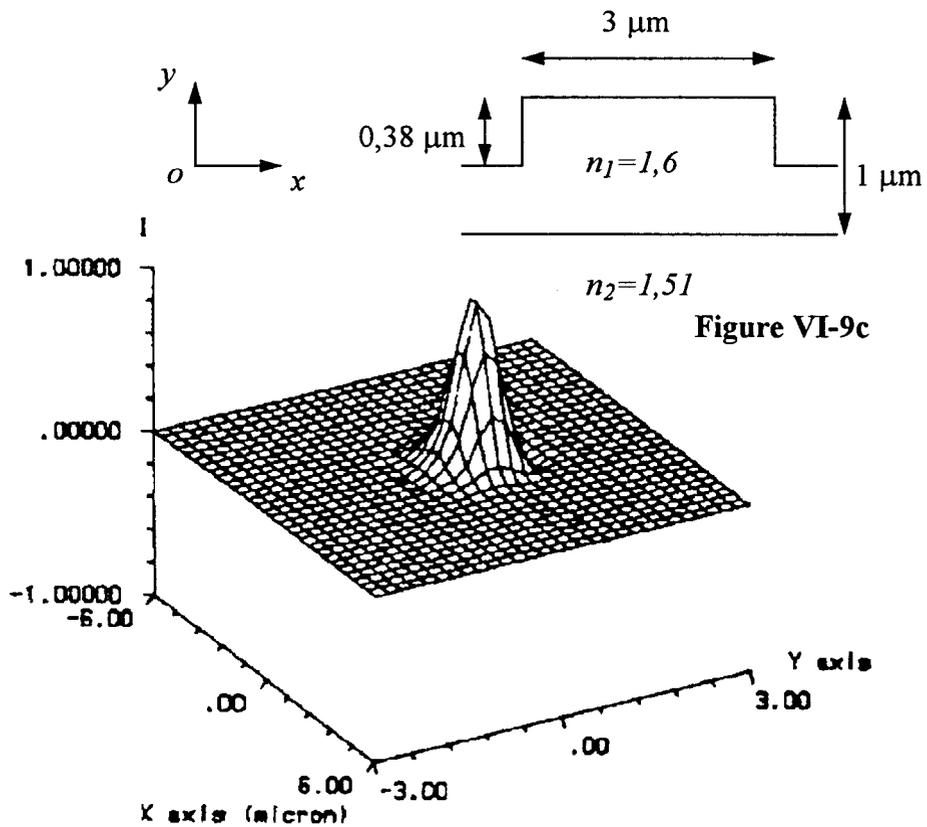


Figure VI-10b : Profil de l'intensité normalisée de la pompe (980 nm) calculé par la méthode des éléments finis<sup>1</sup>.

$$\varphi_{(x,y)}^p = \frac{1}{P^p} \frac{\bar{E}_p x \bar{H}_p^*}{2} \hat{n} \text{ [VI-14]}$$

$$\varphi_{(x,y)}^s = \frac{1}{P^s} \frac{\bar{E}_s x \bar{H}_s^*}{2} \hat{n} \text{ [VI-15]}$$

$P^s$  et  $P^p$  sont respectivement les puissances incidentes du signal et de la pompe (en W).

Les équations [VI-8], [VI-9] et [VI-10] constituent un ensemble d'équations différentielles non linéaires qu'on ne peut résoudre que numériquement en tenant compte des conditions aux limites suivantes :

$$P_{z=0}^{p+} = P^p; \quad P_{z=L}^{p-} = P_{z=L}^{p+} \text{ [VI-16]}$$

$$P_{z=0}^s = P^s \text{ [VI-17]}$$

$$P_{z=0;v_j}^{ASE+} = P_{z=L;v_j}^{ASE-} = 0 \quad (j = 1, M) \text{ [VI-18]}$$

L'équation [VI-16] signifie que les résultats finaux des calculs suivant une direction de propagation sont utilisés comme conditions initiales pour une intégration dans l'autre sens.

L'équation [VI-17] signifie qu'il n'y a pas de génération de bruit aux extrémités de l'amplificateur.

L'intégration dans un sens puis dans l'autre se poursuit jusqu'à ce que la solution converge, ce qui se produit dans notre cas au bout de 5 itérations.

A chaque pas d'intégration, les coefficients [VI-11], [VI-12] et [VI-13] sont calculés en utilisant les *équations de populations* pour les calculs des densités de population (voir paragraphe III.6) et les intensités normalisées que nous calculons par la *BPM-3D* (voir paragraphe II.2).

Les structures que nous étudions étant homogènes et ne présentant pas de discontinuités, le profil des intensités du signal et de la pompe varient peu, et nous considérons dans les calculs qu'ils restent identiques pendant la propagation.

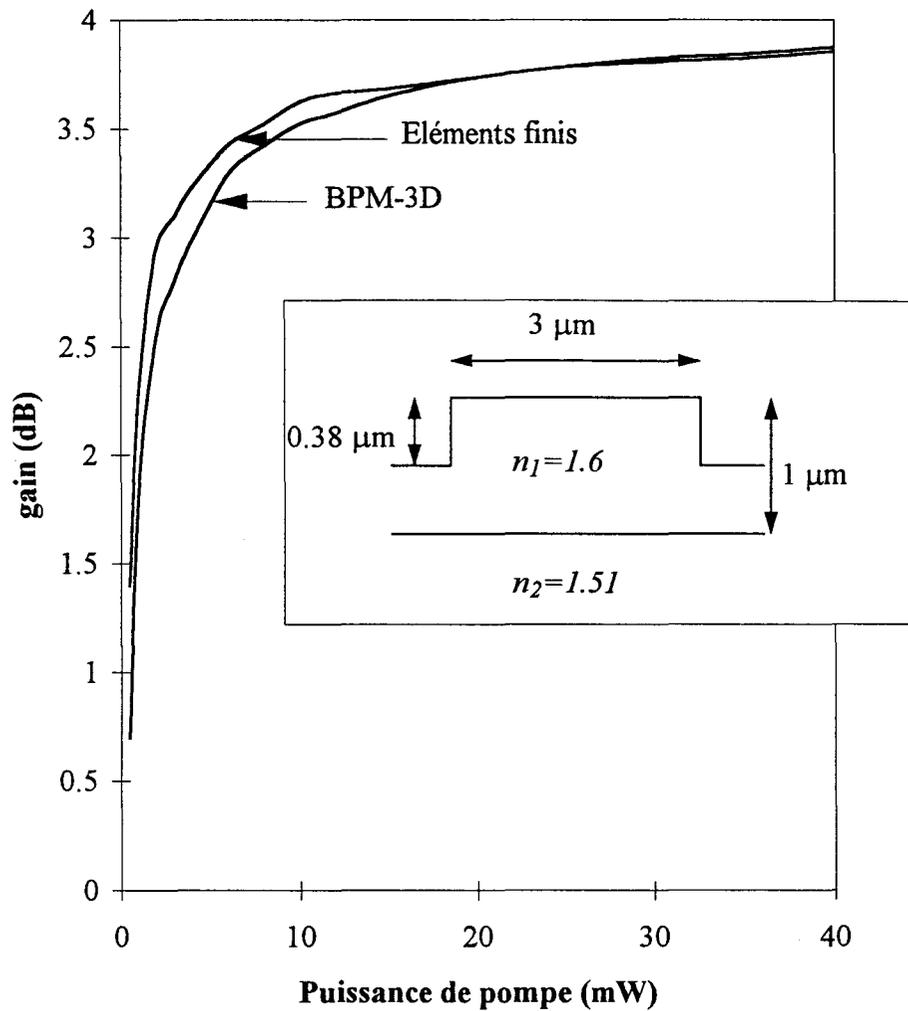


Figure VI-11: Comparaison des calculs du gain en fonction de la puissance de pompe par la BPM-3D et par la méthode des éléments finis<sup>1</sup>. La longueur de l'amplificateur est de 3 cm.

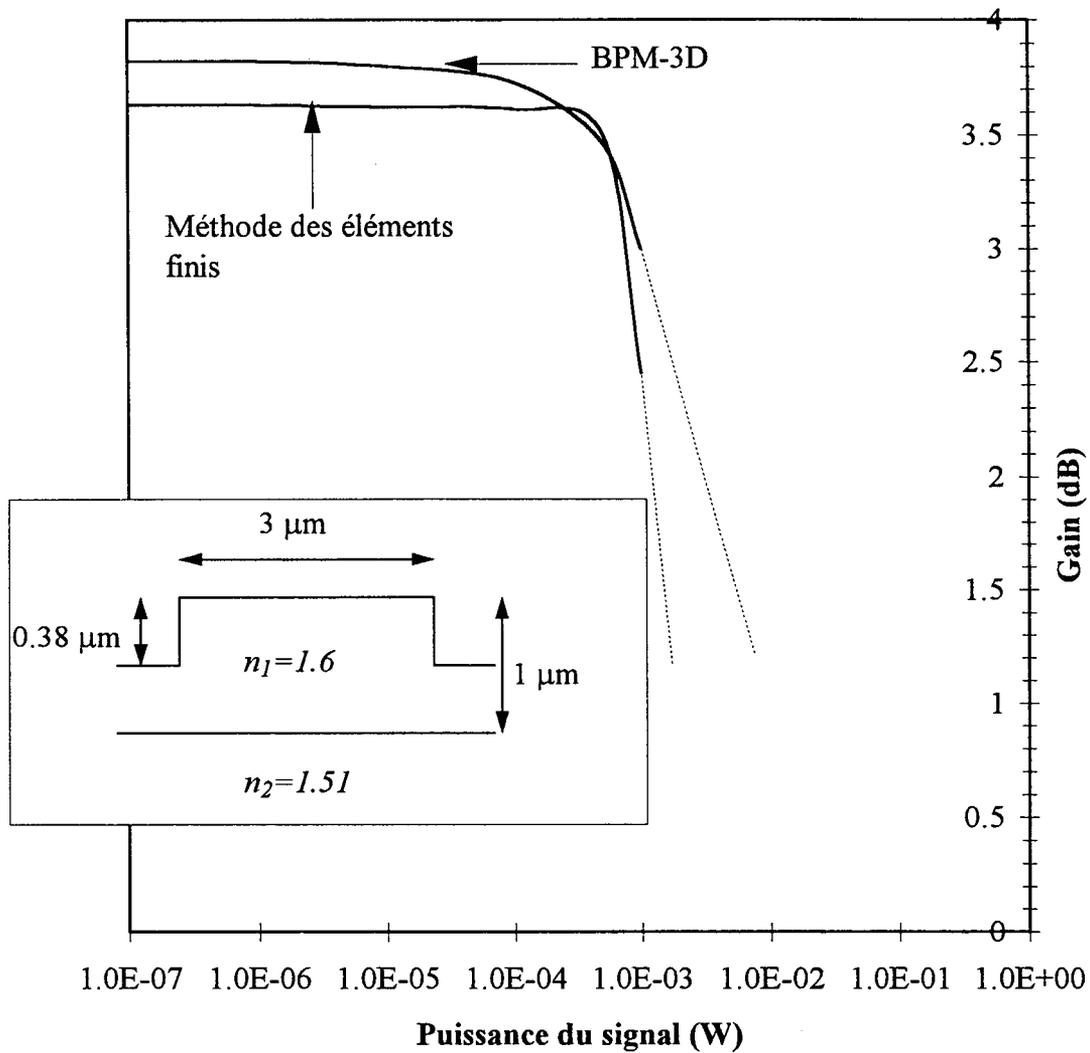
**Validation du modèle.**

Afin de valider notre modèle, nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus dans la littérature par la *méthode des éléments finis*<sup>1</sup>. Le tableau ci-dessous rassemble l'ensemble des paramètres que nous avons utilisés pour les calculs. Ceux qui sont marqués d'un astérisque ont été mesuré par nous. Les autres sont tirés de la littérature.

Paramètre	Valeur	Référence
Concentration en ion erbium*	0,5at%	
Section efficace d'absorption de la pompe	$2,58 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	1
Section efficace d'émission de la pompe	$0 \text{ m}^2$	1
Section efficace d'absorption du signal	$5,6 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	12
Section efficace d'émission du signal	$5,6 \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	13
Durée de vie du premier état excité $^4I_{13/2}$ *	3,3 ms	
Longueur du guide*	3,2 cm	

Les figures VI-9a et VI-9b montrent les profils de l'intensité normalisée du signal calculés respectivement par la *méthode des éléments finis*<sup>1</sup> et par la BPM-3D pour le guide en arête de la figure VI-9c. Pour le même guide, nous avons cette fois ci sur les figures VI-10a et VI-10b les profils normalisés de la pompe calculés respectivement par la *méthode des éléments finis*<sup>1</sup> et par la BPM-3D.

Pour la même structure de guide d'une longueur de 3 cm, nous avons calculé en nous servant du modèle développé au paragraphe VI-5-1, la caractéristique du gain en fonction de la puissance de pompe. La puissance incidente du signal est de 1  $\mu\text{W}$ . Comme on peut le constater en examinant la figure VI-11, les caractéristiques obtenues par les deux méthodes (*BPM-3D* et *méthode des éléments finis*) sont assez proches.



**Figure VI-12: Comparaison des caractéristiques du gain en fonction de la puissance incidente du signal calculées par la BPM-3D et par la méthode des éléments finis <sup>1</sup>. La longueur de l'amplificateur est de 3 cm.**

La figure VI-12 montre cette fois-ci les caractéristiques du gain en fonction de la puissance du signal pour une puissance de pompe de 40 mW. On note entre les deux méthodes, une différence de l'ordre de 0,2 dB sur la valeur du gain maximal.

## VI.6 MESURE DU GAIN DE L'AGDE.

### VI.6.1 Principe.

L'AGDE est naturellement absorbant à la longueur d'onde 1550 nm à cause de l'absorption par les ions erbiums se trouvant au niveau fondamental. Cela suppose que le signal en absence de pompe subit une atténuation qui est aussi due aux pertes intrinsèques du matériau, aux pertes de diffusion ... Si nous regroupons l'ensemble de ces pertes dans le paramètre  $\alpha_s$ , nous pouvons écrire :

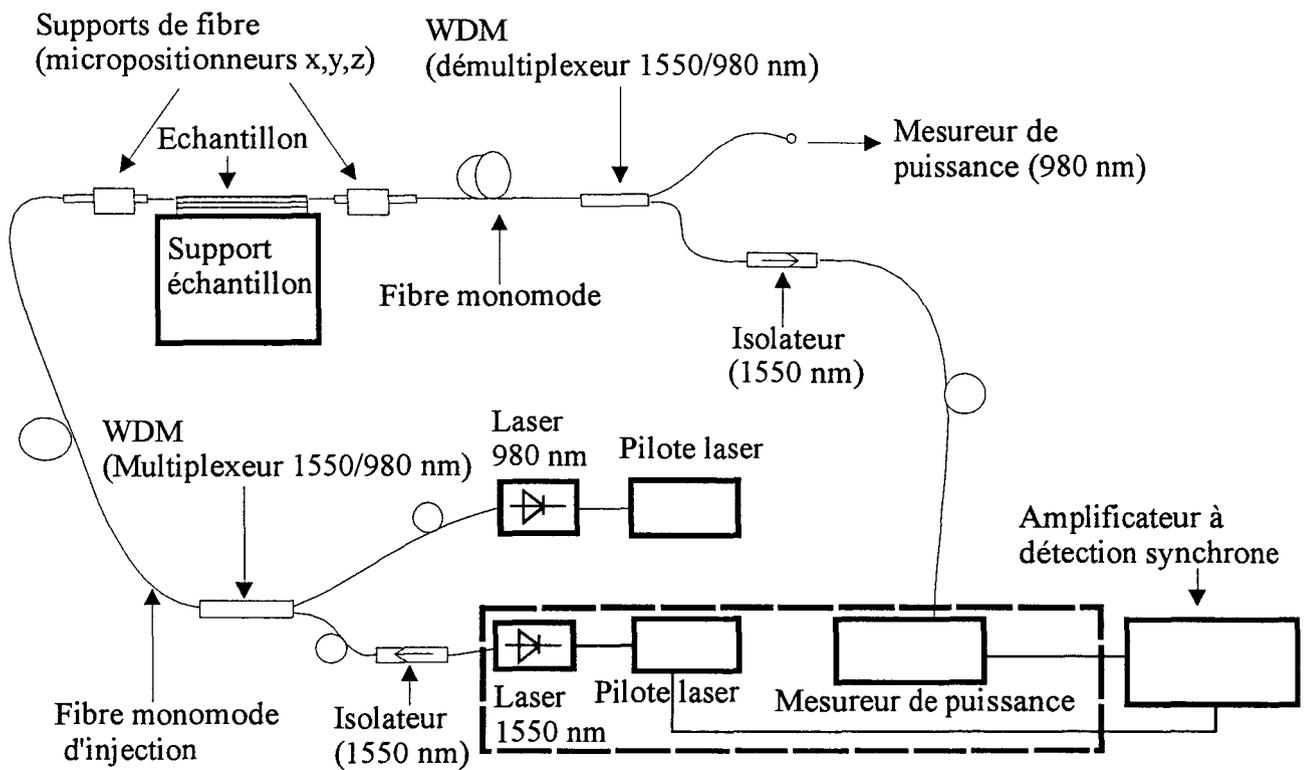
$$\alpha_s = \frac{-10 * \log\left(\frac{I_{Sortie}}{I_{Entrée}}\right)}{L} \text{ en dB/cm [VI-19]}$$

Dans cette expression,  $I_{Entrée}$  et  $I_{Sortie}$  sont respectivement les intensités du signal à l'entrée et à la sortie de l'AGDE en absence de pompe.

En injectant simultanément la pompe et le signal dans l'AGDE, on note une augmentation du signal due à l'excitation des ions erbium. Pour un AGDE de longueur  $L$ , le gain  $g_s^L$  traduisant cette augmentation est donnée par la relation suivante :

$$g_s^L = 10 * \log\left(\frac{I_{Sortie}^{Pompe}}{I_{Entrée}}\right) \text{ [VI-20]}$$

En pratique, il est difficile de savoir précisément les intensités  $I_{Entrée}$  du signal injecté dans l'AGDE, et  $I_{Sortie}$  en sortie de l'AGDE. La formule ci-dessus est ainsi d'un intérêt limité.



**Figure VI-13: Banc de mesure du gain .**

Par contre, il est plus commode de comparer les intensités du signal  $I_{Sortie}$  (sans la pompe) avec  $I_{Sortie}^{Pompe}$  (avec pompe) à travers la grandeur  $\Delta_s$  mesurant l'augmentation du signal de sortie à cause de la Pompe. On a:

$$\Delta_s^L = 10 * \log\left(\frac{I_{Sortie}^{Pompe}}{I_{Sortie}}\right) \text{ en dB [VI-21]}$$

$\Delta_s^L$  ne prend pas en compte les pertes  $\alpha_s$  du signal. Elle est donc une valeur surestimée du gain de l'amplificateur. Le *gain net*  $g_s^L$  peut se déterminer à partir de  $\Delta_s^L$  et de la mesure de  $\alpha_s$  par la relation suivante:

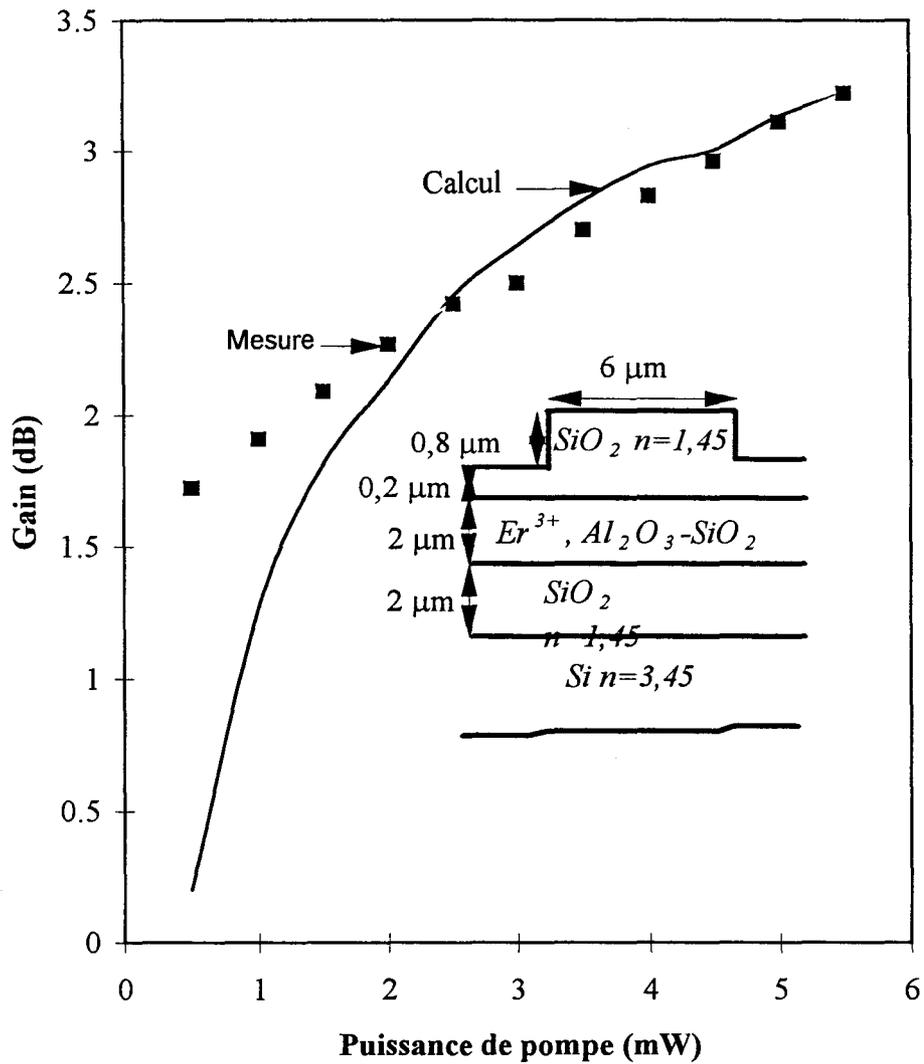
$$g_s^L = 10 * \log\left(\frac{I_{Sortie}^{Pompe}}{I_{Entrée}}\right) = \Delta_s^L - \alpha_s * L \text{ en dB [VI-22]}$$

### VI.6.2 Banc de mesure du gain

Le banc de mesure ayant servi à mesurer le gain est représenté à la figure VI-13. Le signal à amplifier est délivré par un laser semi-conducteur (HP 811554 SM) à la longueur d'onde de 1550 nm. Ce signal passe par un isolateur optique à 1550 nm de chez ExB, présentant un taux d'isolation supérieur à 40 dB.

Comme source de pompe, nous utilisons un laser semi-conducteur de chez *SDL Optics* opérant à 983,3 nm avec une bande passante de 50 nm. La régulation de ce laser en courant et en température est effectuée automatiquement par un pilote (PROFILE modèle LDC 400).

Le multiplexage des deux longueurs d'onde (pompe et signal) se fait grâce à un multiplexeur de type *WDM (Wavelength Division Multiplexer)* de chez ExB. Les deux signaux multiplexés sont injectés dans l'*AGDE* par la tranche. La sortie de l'amplificateur contient à la fois le signal amplifié, le résidu du signal de pompe, mais aussi des *émissions spontanées*



**Figure VI-14: Caractéristiques théorique et expérimentale du gain en fonction de la puissance de pompe dans l'AGDE. La longueur de l'amplificateur=3,3 cm.**

*amplifiées (ESA)*. Tout ceci passe par un *démultiplexeur WDM* de chez *ExB*. Ce *démultiplexeur* sépare les deux longueurs d'onde 1550 nm et 980 nm. Le signal (1550 nm) passe ensuite par un isolateur optique et est détecté par un mesureur de puissance optique (HP 81532A).

Le *photocourant* issu du mesureur de puissance attaque l'amplificateur à détection synchrone (ATNE, modèle ADS1) qui lui délivre le signal de modulation du laser d'émission du signal (1550 nm).

### **VI.6.3 Résultats.**

La mesure des pertes de couplage  *fibre-AGDE* (couplage par la tranche) donne 10 dB et permet d'évaluer la puissance de pompe injectée dans le guide à partir de la puissance disponible en face de l'*AGDE*. Le gain est mesuré en utilisant la technique décrite au paragraphe VI.6.1. Nous obtenons ainsi un gain maximal de 3,3 dB pour une puissance de pompe de 5,2 mW. La figure VI-14 montre la caractéristique expérimentale du gain en fonction de la puissance de pompe, pour un *AGDE* de type *guide chargé par une arête* (voir II.1.2). La longueur de l'amplificateur est de 3,3 cm et l'épaisseur de la couche active est de 2  $\mu$ m. Cette caractéristique met en évidence le phénomène d'amplification déjà vérifié dans les *AGDEs* réalisés par d'autres techniques (voir chapitre I).

Cependant à notre connaissance, le phénomène d'amplification n'a jamais été vérifié expérimentalement dans un guide aluminosilicate dopé à l'erbium et déposé par le procédé *sol-gel*.

### **VI.7 CONCLUSION.**

Dans ce chapitre, nous avons procédé à la caractérisation des guides, en mesurant des paramètres physiques et optiques qui agissent sur le gain de l'amplificateur : nous avons obtenu des durées de vie du premier état excité de l'ordre 3,3 ms, des pertes de propagation

inférieures à 0,2 dB/cm à 633 nm et une *largeur à mi-hauteur* du spectre d'émission de l'ordre de 47 nm. Ces paramètres ajoutés à d'autres issus de la littérature nous ont permis de calculer les performances des *AGDEs* en nous appuyant sur une méthode fondée sur la *BPM-3D*. Cette méthode de calcul aboutit à des résultats proches de celle fondée sur la *méthode des éléments finis*. Sur un guide de 3,3 cm de longueur, nous avons obtenu par le calcul et par les mesures, un gain de l'ordre de 3,3 dB.

## REFERENCES DU CHAPITRE VI

- 
- <sup>1</sup> Fabrizio Di Pasquale and Maurizio Zoboli, *Analysis of Erbium-Doped Waveguide Amplifiers by a Full-Vectorial Finite-Element Method*, Journ. Of Light. Tech. , vol 11, no. 10, p. 1565 (1993).
- <sup>2</sup> P.K. Tien, R. Ulrich, and R. J. Martin, *Appl. Phys. Letters* 14, p. 291 (1969).
- <sup>3</sup> D. L. Lee, « *Electromagnetic principles of integrated optics* », (Wiley & Sons, New York, 1996), chapitre 8 (1996).
- <sup>4</sup> S.G. Goh. *J.Non-Cryst. Solids*, 161, p. 227(1993).
- <sup>5</sup> B. Jacquier, A. Remillieux, J. Mugnier, B. Boulard, O. Perrot et C. Jacoboni. Treizièmes Journées Nationales d'Optique Guidée, p. 22/1 (1993).
- <sup>6</sup> B. J. Ainslie, *A review of the fabrication and properties of erbium -doped fibers for optical amplifiers*, *J. Light. Tech.* vol. 9, no. 2, p. 220 (1991).
- <sup>7</sup> B. J. Ainslie, *J. Light. Tech.* 9, p. 220 (1991).
- <sup>8</sup> Y. Kanno and J. Nishino, *J. Mater. Sci. Lett.* 12, p. 110 (1993).
- <sup>9</sup> A. Bertoluzza, C. Fagnano, M. A. Morelli, V. Gottardi and M. Guglielmi. *J. Non-Cryst. Solids.* vol. 48, p. 117 (1982).
- <sup>10</sup> C. R. Giles, E. Desurvire, *Propagation of Signal and Noise in Concatenated Erbium-Doped Fiber Optical Amplifiers*, *Journal of Lightwave technology*, vol. 9, no.2, p. 147 (1991).
- <sup>11</sup> C. R. Giles, E. Desurvire, *Propagation of Signal and Noise in Concatenated Erbium-Doped Fiber Optical Amplifiers*, *Journal of Lightwave technology*, vol. 9, no.2, p. 147 (1991).
- <sup>12</sup>W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, and P. R. Morkel, *Absorption and Emission Cross Section of Er<sup>3+</sup> Doped Silica Fibers*, *IEEE, Journ. Of Quantum Elec.*, vol. 27, no. 4, p. 1004 (1991).

<sup>13</sup>W. L. Barnes, R. I. Laming, E. J. Tarbox, and P. R. Morkel, *Absorption and Emission Cross Section of Er<sup>3+</sup> Doped Silica Fibers*, IEEE, Journ. Of Quantum Elec., vol. 27, no. 4, (1991).



## CONCLUSION GENERALE

A mesure que les dimensions des circuits intégrés microélectroniques se réduisent et que les densités des composants augmentent, les interconnexions électriques sont devenues un facteur limitatif de la vitesse de transmission et du traitement des informations. Dans ces cas critiques, les connexions internes aux circuits microélectroniques deviennent un obstacle à la miniaturisation. Une solution à ce problème réside dans l'utilisation des interconnexions optiques.

Si l'apport de l'optique dans les interconnexions est évident en ce qui concerne la réduction des capacités parasites, il l'est moins au niveau de la densité des interconnexions. En effet, véhiculer un signal optique n'est pas aussi simple qu'un signal électrique. Les pertes de propagation (radiations, absorption...) et d'insertion dans des circuits optiques complexes tels les séparateurs optiques, les *jonctions* et les guides à changement de direction sont encore très importantes. Il est dès lors impératif de mettre au point des dispositifs d'amplification et de compensation de ces pertes en utilisant des technologies bas coût. C'est dans ce cadre que s'est situé notre travail.

Après un état de l'art concernant la fabrication des *AGDEs* et des circuits intégrés optiques les utilisant (chapitre I), nous avons décrit au chapitre II quelques outils de modélisation de propagation guidée, y compris la *méthode des faisceaux propagés* qui a été développée au laboratoire. Ces outils nous ont permis de concevoir nos *AGDEs* d'un point de vue de la propagation.

Par ailleurs, nous avons développé dans le chapitre III la théorie de l'amplification optique. Elle jette les bases du modèle que nous avons mis au point pour le calcul théorique des performances de l'*AGDE*.

Ensuite, nous avons examiné, au chapitre IV, les problèmes de détection des signaux préamplifiés optiquement. Le but étant de voir quel type de configuration est la plus propice à la détection en termes de *rapport signal/bruit* et de *puissance maximale de sortie*. La configuration *PAO+PIN* (préamplificateur optique associé à une photodiode PIN) s'est avérée suivant ces critères la plus intéressante par rapport à celle de type *PAO+PDA* (Préamplificateur + photodiode à avalanche).

Dans le chapitre V, nous avons examiné les aspects chimiques et physiques liés à la fabrication des guides dopés à l'erbium par le procédé sol-gel. De nombreux tests et expériences nous ont permis d'établir un protocole à partir duquel nous avons réalisé avec succès des guides ayant une épaisseur supérieure à 2  $\mu\text{m}$ , sans craquelures, présentant un aspect dense et homogène, ainsi que des propriétés optiques très intéressantes (pertes de propagations inférieures à 0,2 dB/cm, durée de vie du premier état excité supérieure à 3 ms, indice de réfraction =1,52).

Nous avons développé dans le chapitre VI, un modèle de simulation basée sur la *BPM-3D* pour prévoir les performances des *AGDEs* que nous allons réaliser. Dans le souci de validation de notre modèle, nous l'avons confronté à une autre méthode de calcul comparable et fondée sur la *méthode des éléments finis*. Les résultats obtenus de part et d'autres sont assez convergents. Cette simulation nous a ensuite servi de support aux mesures des caractéristiques de gain de l'amplificateur une fois réalisé. Nous avons ainsi mis en évidence expérimentalement avec un support de modélisation, à notre connaissance pour la première fois au monde le phénomène d'amplification dans les guides *aluminosilicates* dopés erbium et réalisés par le procédé *sol-gel*.

La poursuite de ce travail consisterait à allonger les guides notamment en réalisant des structures curvilignes sur un substrat tout entier. Ceci est technologiquement possible moyennant quelques aménagements du dispositif de dépôt par *sol-gel*. Nous prévoyons qu'il est ainsi possible d'atteindre des gains de l'ordre de 25 dB pour une longueur de guide de 50 cm, en utilisant le protocole que nous avons mis au point. Il serait alors intéressant par exemple, d'intégrer sur le même substrat une photodiode de type *pin* pour réaliser ainsi un détecteur *faible-bruit*.



## PUBLICATIONS

L Joannes, B. Grimberty, J. Harari, J.P. Vilcot, W. Tchana, D. Decoster, *Analysis and fabrication of 45° self-aligned integrated mirrors using Finitye-Difference Beam Propagation Method*, Proc. SPIE, Linear and nonlinear integrated optics, p. 2212 (1994).

L Joannes, B. Grimberty, J. Harari, J.P. Vilcot, W. Tchana, D. Decoster, *Analysis and fabrication of 45° self-aligned integrated mirrors on dielectric optical waveguides*, International Conference on Applications of Photonics Technology (ICAPT), IEEE/IEE, Toronto (Canada), juin 1994.

L Joannes, B. Grimberty, J. Harari, J.P. Vilcot, W. Tchana, D. Decoster, *Analyse et fabrication de miroirs intégrés auto-alignés à 45° sur guides optiques diélectriques*, 5ème Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V, CNRS, Lyon, juin 1994.

M. Benatsou, B. Capoen, and M. Bouazaoui,  
W. Tchana and J.P. Vicot, *Preparation and characterization of sol-gel derived Er<sup>3+</sup> : Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> planar waveguides*, Appl. Phys. Lett. vol. 71, no. 4, p. 428 (1997).

## COMMUNICATIONS

M. Benatsou, B. Capoen and M. Baouzaoui  
W. Tchana and J.P. Vilcot, *Properties of Erbium doped aluminosilicate waveguides prepared via sol-gel processing*. Ecole d'été « Micostructures Laser dans les milieux diélectriques », Les houches (1997).

M. Benatsou, B Capoen and M. Bouazaoui  
W. Tchana and J.P. Vilcot, *Structural and optical properties of sol-gel derived aluminosilicate planar waveguides doped with Er<sup>3+</sup> ions*. Congrès « SOL-GEL 97 » Sheffield (1997).

Benatsou, B Capoen et M. Bouazaoui  
W. Tchana et J.P. Vilcot, *Elaboration par voie sol-gel et caractérisation optique de guides d'ondes planaires aluminosilicates dopés Er<sup>3+</sup>*, congrès « JNOG » Nice (1996).

## ABSTRACT

In a fast development context of telecommunications media, it could be interesting to develop low-cost technologies such as *sol-gel* process in order to use them in optoelectronics devices including *EDWA* (Erbium Doped Wave-guide Amplifiers) in the field of FTTH (Fiber To The Home).

We present recent works concerning fabrication technologies used for the achievement of optical integrated devices, especially EDWA .

We also explain the optical waveguide conception techniques such as the *effective index method* for regular geometric waveguide and the *Beam Propagation Method* for irregular ones. Then we present the theory of optical amplifier based on a three level state energy model.

The aspects concerning detection of optically pre-amplified signals are studied comparatively to electrical amplification.

In this work, we also study *sol-gel* process in terms of chemistry, physics and technology. We fabricated optical amplifiers using the *sol-gel* process and we obtained good optical properties (propagation loss less than 0.2 dB/cm at 633 nm, refractive index 1.52) and a linear gain around 1 dB/cm. A numerical analysis method of amplifier characteristics based on *Beam Propagation Method* is then proposed.

### Keywords :

- sol-gel technology.
- effective index method.
- Beam Propagation Method.
- Optical interconnections.
- Optical amplifiers.
- Integrated optics.

## RESUME

Dans une conjoncture de plein essor des systèmes de télécommunications, il paraît utile de développer une technologie bas coût de type *sol-gel*, pouvant entrer dans la constitution de modules intégrés optoélectroniques comprenant des *AGDEs* (Amplificateurs à base de Guides Dopés à l'Erbium) pour la distribution optique de l'information chez l'abonné.

Nous présentons dans ce travail l'état de l'art concernant les différentes technologies utilisées en optique intégrée, notamment dans la fabrication des amplificateurs optiques à base d'erbium.

Cette thèse aborde aussi les techniques de conception (*méthode des indices effectifs* et *méthode des faisceaux propagés*) des guides passifs à géométrie fixe ou variable, et décrit la théorie des amplificateurs optiques suivant un modèle à trois niveaux d'énergie.

Les problèmes liés à la détection des *signaux préamplifiés optiquement* sont analysés et une étude comparative est faite avec l'amplification électrique.

La dernière partie de cette thèse traite enfin de la technologie *Sol-Gel* dans ses aspects chimiques, physiques et technologiques. Des amplificateurs sont réalisés par cette technique et présentent des propriétés optiques intéressantes (pertes de propagation inférieures à 0,2 dB/cm à 633 nm, indice de réfraction =1,52) et un gain linéaire de l'ordre de 1dB/cm. Une méthode de calcul des caractéristiques des *AGDEs* et fondée sur la *méthode des faisceaux propagés* est ensuite proposée.

### Mots clés.

Technologie sol-gel.  
méthode des indices effectifs.  
méthode des faisceaux propagés.  
Interconnexions optiques.  
Amplificateur optique intégré.  
Optique intégrée.

