

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen

Faculté de Technologie

Département de Télécommunications



Polycopié : cours

Optoélectronique



Hamida DJELTI

2017

Avant-propos

Le présent polycopié est utilisé pour le cours Optoélectronique adressé principalement aux étudiants de la troisième année Licence de la filière Télécommunications.

Le contenu de ce polycopié regroupe le programme officiel enseigné dans le département de Télécommunications de l'Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen. Ce polycopié décrit de manière méthodique détaillé les différents éléments constituant les liaisons optiques tels que les émetteurs optiques, les récepteurs optiques ainsi que les différents types de fibres optiques. Il décrit aussi les mécanismes de dégradation du signal lumineux lors de sa propagation dans la fibre optique comme par exemple l'atténuation et la dispersion. Il est donc rédigé sous forme de cours détaillés, avec des exercices résolus. En fait, Il est présenté avec un style très simple qui permet aux étudiants une compréhension très rapide.

Table des matières

Chapitre I : La Fibre optique et propagation de la lumière

I.1 Introduction.....	3
I.2 Description de la fibre optique.....	3
I.3 Avantages des fibres optiques	4
I.4 Domaines d'utilisation.....	5
I.5 Propagation du faisceau lumineux dans une fibre optique	6
I.5.1 Indice de réfraction d'un milieu	6
I.5.2 Loi de Snell-Descartes.....	6
I.5.3 Astuce du guidage	7
I.6 Notion de modes	8
I.6.1 Définition de mode	8
I.6.2 Fréquence normalisée	9
I.7 Classification des fibres optiques	9
I.7.1 La fibre multimode à saut d'indice	10
I.7.2 La fibre multimode à gradient d'indice	10
I.7.3 La fibre monomode	10
I.7.4 Fibre active	10
I.8 Caractéristiques des fibres à gradient d'indice	11
I.8.1 Définition	11
I.8.2 Profil d'indice	11
I.8.3 Ouverture numérique.....	12
Exercices Chapitre I	13
Corrigés exercices du chapitre I	15

Chapitre II : L'atténuation la dispersion dans une fibre optique

II.1 Définition	17
II.2 Calcul de l'atténuation linéique	17
II.3 Causes de l'atténuation	19
II.3.1 Pertes ou diffusion de Rayleigh	19

II.3.2 Pertes par absorption	19
II.4 Dispersion de la lumière dans les fibres optiques.....	21
II.4.1 Dispersion chromatique	21
II.4.1.1 Origine de la Dispersion Chromatique.....	21
II.4.2 Dispersion intermodale	22
II.4.2.1 Fibre à saut d'indice	22
II.4.2.2 Dispersion dans une fibre à gradient d'indice	23
II.4.3 Calcul de la bande passante d'une liaison à fibre optique.....	24
II.4.3.1 Bande passante des fibres multimodes à saut d'indice.....	24
II.4.3.2 Bande passante des fibres multimodes à gradient d'indice.....	24
II.4.3.3 Bande passante des fibres monomodes.....	24
II.4.4 Cas des débits numériques.....	24
II.5 Eléments de connexions entre fibres optiques.....	25
II.5.1 Les connecteurs	25
II.5.2 Les épissures.....	26
II.6 Défauts de Connexions dans les fibres optiques	26
II.6.1 Connexions entre fibres optiques différentes.....	26
II.7 Méthode de mesure de liaisons optiques.....	27
II.7.1 Réflectométrie optique	27
II.7.2 Dispositif expérimental.....	28
II.7.3 Etude d'une courbe de rétrodiffusion.....	29
II.7.4 Position des curseurs pour les mesures	29
II.7.4.1 Mesure des longueurs de fibres	29
II.7.4.2 Mesures de l'affaiblissement linéique.....	29
II.7.4.3 Mesure des pertes de connexions	30
II.7.4.4 Mesure d'atténuation d'une épissure	30
Exercices Chapitre II	31
Corrigés exercices du chapitre II	33
 Chapitre III : Les sources optiques	
III.1 Introduction.....	35
III.2 Principes généraux	35
III.2.1 Brefs rappels sur les matériaux semi-conducteurs	35

III.2.2 Semiconducteurs à bande directe et indirecte	36
III.2.3 Recombinaison des porteurs	37
III.3 Absorption et émission de la radiation	37
III.3.1 Absorption	37
III.3.2 Emission spontanée	38
III.3.3 Emission stimulée	38
III.4 Diode électroluminescente	38
III.4.1 Principe de fonctionnement	39
III.4.2 Caractéristiques de la DEL	39
III.4.2.1 Spectre d'émission	39
III.4.2.2 Rendement quantique interne	40
III.4.2.3 Rendement externe d'une DEL	40
III.4.2.4 Flux et intensité	41
III.4.3 Structure des LEDs	41
III.5 Laser et Diode laser	43
III.5.1 Relation d'Einstein	43
III.5.2 Inversion de population	44
III.5.3 Fonctionnement laser	45
III.5.4 Cavités optiques	46
III.5.4.1 Configuration	46
III.5.4.2 Modes de la cavité	46
III.5.5 Diodes laser (Laser à semiconducteurs)	48
III.5.5.1 Matériaux utilisés	48
III.5.5.2 Condition de seuil d'un laser à semiconducteurs	48
III.5.5.3 Caractéristiques d'une diode laser	49
III.5.5.4 Cavités avec réseau de Bragg DFB et DBR	51
Exercices Chapitre III	53
Corrigés exercices du chapitre III	54
Chapitre IV : Les détecteurs Optiques : Photodiode PIN et à Avalanche	
IV.1 Introduction	56
VI.2 Principe de fonctionnement	56
VI.2.1 Longueur d'onde de seuil	57

IV.2.2 Coefficient d'absorption.....	57
IV.3 Caractéristiques d'une photodiode	58
IV.3.1 Efficacité quantique.....	58
IV.3.2 Sensibilité spectrale.....	59
IV.4 Photodiode PIN	60
IV.4.1 Temps de réponse d'une photodiode PIN	60
IV.4.2 Capacité d'une photodiode PIN	61
IV.5 Photodiode à avalanche.....	61
IV.5.1 Caractéristiques d'une photodiode PDA.....	63
IV.5.1.1 Temps de réponses d'une photodiode PDA	63
IV.5.1.2 Facteur de bruit d'une PDA.....	63
IV.6 Sources de bruit des photodiodes	64
IV.6.1 Bruit quantique ou photonique	64
IV.6.2 Bruit d'obscurité.....	64
IV.6.3 Bruit thermique	64
IV.7 Montages électroniques préamplificateurs pour photodiodes.....	64
IV.7.1 Montage haute impédance (HZ)	65
IV.7.1 Montage trans-impédance (TZ).....	65
Exercices Chapitre IV.....	67
Corrigés exercices du chapitre IV	68
Références bibliographiques	70

Introduction générale

Le domaine de télécommunications est en pleine expansion sous l'effet de l'explosion de l'utilisation d'Internet. Il constitue aujourd'hui une alternative rentable pour les transmissions de longue portée ou de portée moyenne. En fait, C'est en 1966 que fut lancée l'idée de transporter sur de grandes distances des signaux optiques sur une fibre optique, mais il faudra des années pour maîtriser les procédés de fabrication et contrôler la composition des matériaux qui influe de manière décisive sur les pertes. On parviendra alors à obtenir des atténuations assez faibles pour que devienne possible la transmission des signaux sur des distances suffisamment grandes pour présenter un intérêt pratique et rendre la technique optique compétitive. Partie en 1960 de 1 000 dB/km, l'atténuation est descendue à 20 dB/km en 1975, puis 0,2 dB/km en 1984. Les améliorations qui sont apportées à la technologie des transmissions par fibre optique sont telles que la communication par fibre optique n'est plus désormais le privilège des seules grandes entreprises transmettant des débits d'information très élevés mais aussi et surtout, le privilège du simple consommateur.

Les systèmes de télécommunication optiques mettent en jeu un ensemble d'éléments, à commencer par les composants d'émission/réception de la lumière, le média de propagation qu'est la fibre optique, les amplificateurs optiques, ainsi que les composants spécifiques pour le multiplexage en longueur d'onde. À ces fonctions purement optiques et/ou optoélectroniques s'ajoutent des circuits électroniques rapides permettant de moduler et d'amplifier les signaux émis et recueillis, de récupérer les signaux de référence, ainsi que des organes de haut niveau de gestion du réseau.

Ce cours s'articule autour de quatre chapitres.

Le premier chapitre concerne les astuces de propagation de la lumière dans la fibre optique, il concerne aussi les principales caractéristiques de différents types de fibres optiques.

Le second chapitre traite en détail les distorsions qu'il subisse un signal lumineux dans la fibre optique, autrement dit, les causes de dégradations du signal lumineux comme par exemple l'atténuation ou encore la dispersion. Il traite aussi les éléments de raccordement

entre fibres optiques (connecteurs et épissures) et la méthode de mesure d'atténuations dans les liaisons optiques.

Le troisième chapitre est dédié à l'étude des sources optiques telles que le laser à semiconducteurs et la diode électroluminescente, leurs caractéristiques en termes d'efficacité quantique, puissance et spectre d'émission ont été examinés.

Enfin, le quatrième chapitre entame les détecteurs optiques tels que les photodiodes PIN et à avalanche (PDA) ainsi que les montages électroniques préamplificateurs pour photodiodes.

Afin de faciliter la tâche aux étudiants et à consolider ses connaissances, des exercices résolus seront donnés à la fin de chaque chapitre.

Chapitre I

La Fibre optique et propagation de la lumière

I.1 Introduction

Les télécommunications optiques constituent un domaine multidisciplinaire. Elles mettent en jeu des composants et des circuits d'émission et de réception, un support de transmission aux propriétés bien particulières et des techniques appropriées de codage, de modulation et de récupération des informations.

Ce chapitre présente les notions fondamentales de la propagation de la lumière dans les fibres optiques. En fait, il discute les conditions de propagation d'un tel signal lumineux le long de la fibre optique et les atouts des différents types des fibres.

I.2 Description de la fibre optique

Les fibres optiques jouent un rôle majeur dans les réseaux de télécommunications modernes.

La fibre optique est un guide d'onde cylindrique diélectrique permettant de conduire la lumière sur une grande distance [1]. Elle est constituée de deux diélectriques concentriques :

- Un diélectrique interne, le cœur d'indice de réfraction n_1
- Un diélectrique externe, la gaine d'indice de réfraction n_2 légèrement inférieur à celui du cœur.

Généralement cette fibre est protégée par un revêtement externe qui peut être en plastique, voir la figure (I.1) [2].

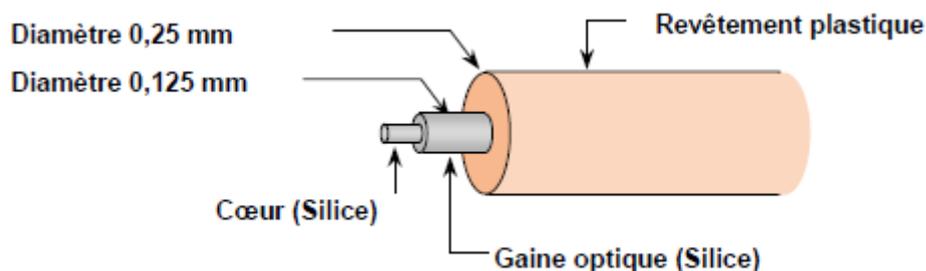


Figure I.1 : Constitution générale d'une fibre optique.

I.3 Avantages des fibres optiques

Les fibres optiques offrent de nombreux avantages pour les systèmes de télécommunications. Nous en donnons un premier aperçu ci-dessous.

- **Pertes très faibles :** En fonction du type de fibre, l'atténuation du signal peut atteindre environ 0,2 dB/km pour une longueur d'onde de 1,55 μm , et d'environ 0,35 dB/km à 1,3 μm , ce qui correspond à une diminution de la puissance de 50% après 15 et 8,6 km respectivement.
- **Bande passante très grande :** Grâce aux fibres optiques, on peut transmettre des signaux digitaux à 5 Tb/s sur des distances de 1500 km (1 Tb/s = 10^{12} bit/seconde). Théoriquement, les débits dans les fibres optiques devraient être infinis, mais ils sont principalement limités par les composants électroniques des étages de transmission et de réception.
- **Immunité au bruit :** Les fibres optiques sont des isolants d'où la transmission dans la fibre ne sera pas perturbée par des signaux électromagnétiques externes. Cela représente un avantage très apprécié dans les environnements industriels où les perturbations électromagnétiques sont fréquentes.
- **Absence de rayonnement vers l'extérieur :** La lumière est confinée à l'intérieur de la fibre optique. Par conséquent, il n'est pas possible de détecter le signal entre l'émetteur et le récepteur. Cela est particulièrement important pour garantir la confidentialité de la communication.
- **Absence de diaphonie :** Pour la même raison, le problème de la diaphonie (passage du signal d'un câble à un câble voisin), bien connu des communications par câble en cuivre, n'existe pas dans les systèmes de transmission par fibres optiques.
- **Résistance aux températures élevées et aux produits corrosifs :** Les fibres de verre résistent mieux aux produits corrosifs que le cuivre. De plus, les fibres en verre peuvent supporter des températures proches de 800°C, ce qui permet de résister au feu plus longtemps que les câbles en cuivre.
- **Poids et dimensions réduites :** Le poids très faible des fibres par rapport à un câble en cuivre de la même capacité leur donne un avantage économique lors de l'installation. De plus, elles conviennent particulièrement bien aux installations soumises à des contraintes de poids ou de volume sévères, telles que les avions, les bateaux, ... [3,4]

I.4 Domaines d'utilisation [5,6]

Les fibres optiques débordent largement le secteur de télécommunications et connaissent un grand nombre d'applications.

- **Télécommunications** : Liaisons urbaines et interurbaines (grande capacité), liaisons sous-marines sur des tronçons de plus de 200 km sans amplification optique ou répéteurs.
- **Câbles sous-marins** : exemple Flag Atlantic 1 (Un milliard de dollars), prévu pour 2000, entre les USA et l'Europe à 1,28 Tbps. A comparer avec 2500 kbps des premiers câbles sous-marins en cuivre.
- **Vidéocommunications** : Nombreuses expériences mais développement ralenti par le coût. La distribution reste en coaxial tandis que les liaisons centrales utilisent la fibre.
- **Liaison et réseaux de données** : Sur de courtes distances, l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques, peut être un avantage décisif. Les fibres optiques commencent à être couramment utilisées pour des liaisons point à point compatibles avec les standards classiques (RS 232, IEEE 488...), dans des sections de réseaux en anneau (type Token Ring) ou en tant que passerelles entre réseaux ; la faible atténuation de la fibre permet d'augmenter la portée de ces réseaux, et de constituer des réseaux fédérateurs de grandes dimensions. Grâce aux différents composants optiques (coupleurs, répartiteurs...) les fibres optiques permettent aussi de constituer des réseaux multi terminaux. Les nouveaux réseaux tels que FDDI sont conçus dès le départ pour l'utilisation de la fibre optique.
- **Liaisons industrielles** : Ce sont des applications variées (télémesures, télécommandes, surveillance vidéo, bus de terrain) où l'insensibilité de la fibre aux parasites est un avantage essentiel.
- **Capteurs et instrumentation** : Les fibres sont de plus en plus présentes dans l'instrumentation optique, où elles permettent d'effectuer des mesures à distance en des points difficiles d'accès. Les capteurs utilisent la fibre optique elle-même comme élément sensible servant en même temps de support de transmission.
- **Transport de lumière** : Les applications classiques (éclairage, visualisation, endoscopie) ou plus récentes (transport de faisceaux laser pour l'industrie, la mesure, la médecine) ont vu leurs performances s'améliorer, et leur coût baisser, grâce au développement des technologies des fibres optiques.

- **Médecine**

La fibre optique est utilisée en médecine pour diagnostiquer des problèmes de santé. C'est le cas de la sonde d'endoscope, particulièrement utilisé en gastro-entérologie.

I.5 Propagation du faisceau lumineux dans une fibre optique

I.5.1 Indice de réfraction d'un milieu

Lorsque la lumière se propage dans un milieu autre que le vide, sa vitesse dépend du nouveau milieu. Ce dernier est caractérisée par une grandeur appelée indice de réfraction notée n . Elle est définie de la manière suivante :

$$n = c/v, \text{ ou encore } n = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r} \quad \text{I.1}$$

Avec, n : indice de réfraction du milieu, c : vitesse de la lumière dans le vide, v : vitesse de la lumière dans le milieu, ϵ_r est la constante diélectrique, μ_r est la perméabilité relative, pour un milieu non magnétique μ_r vaut 1 [6].

Exemple : $n_{\text{eau}} = 1.33, n_{\text{verre crown}} = 1.517, n_{\text{verre flint}} = 1.655, n_{\text{air}} = 1$

I.5.2 Loi de Snell-Descartes

Etablie expérimentalement par Snell et expliqué théoriquement par Descartes. La loi s'énonce comme suit :

Lorsqu'un faisceau lumineux heurte la surface qui sépare deux milieux transparents d'indices de réfraction différents (n_1 et n_2), il se sépare en deux rayons :

- *Un rayon réfléchi formant un angle i_1 par rapport à la normale à l'interface des deux milieux.*
- *Un rayon réfracté avec un angle i_2 par rapport à la même normale.*

D'après la loi de Snell-Descartes, les trois rayons (incident, réfléchi, et réfracté) sont dans le même plan et ils sont liés par les relations

$$n_1 \cdot \sin i_1 = n_2 \cdot \sin i_2 \quad \text{I.2}$$

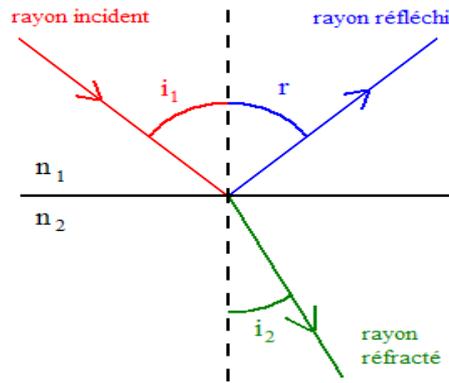


Figure I.2 : Représentation des différents types de rayons

I.5.3 Astuce du guidage [6,7]

La propagation de la lumière le long de la fibre optique est basée principalement sur les propriétés de réflexion et de réfraction. Deux conditions s'imposent :

- Le faisceau lumineux doit pénétrer dans la fibre condition de réfraction.
- Le faisceau lumineux doit faire des bonds successifs à l'intérieur de la fibre, condition de réflexion.

Pour que ces deux conditions se réalisent à la fois, il faut que l'angle incident du faisceau lumineux soit dans un cône d'acceptance (voir la figure I.3) dont l'angle d'acceptance de la fibre est l'angle d'incidence maximum θ_{max} qui permet à la lumière une propagation pour réflexions successives dans la fibre.

- Pour un angle d'incidence supérieur à l'angle d'acceptance, la lumière est transmise du cœur dans la gaine, l'information alors transportée par la lumière est perdue car non propagée jusqu'à la sortie de la fibre.
- L'angle de réfraction θ_c ou angle critique se situe de l'autre côté du dioptre, il est relié à l'angle limite par la relation : $\theta_l + \theta_c = 90^\circ$

D'après la loi de Snell-Descartes sur le dioptre d'entrée de la fibre s'écrit :

$$\sin\theta_{max} = \sin\theta_c = n_1 \sin(90^\circ - \theta_l) = n_1 \cos\theta_l \quad I.3$$

Sachant que $\sin^2\theta_l + \cos^2\theta_l = 1$, l'expression devient :

$$\sin\theta_{max} = n_1 \sqrt{1 - \sin^2\theta_l} \quad I.4$$

Comme θ_l représente l'angle limite, on a $\sin\theta_l = n_2/n_1$

Ainsi : $\sin\theta_{max} = n_1\sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$, ce qui revient à :

$$\sin\theta_{max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{I.5}$$

Pour se propager le long de la fibre, le faisceau incident doit appartenir au cône d'acceptance d'angle θ_{max}

Le sinus de l'angle maximum est appelé ouverture numérique (ON) de la fibre optique tel que

$$ON = \sin\theta_{max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{I.6}$$

Il est de l'ordre de 0.1 ; 0.2 et caractérise la fibre, il est donné par le fabricant. Elle est particulièrement élevée dans le cas d'une fibre optique plastique. Sa valeur peut atteindre 0,6.

Pour faciliter la pénétration de la lumière dans la fibre à l'entrée, on doit avoir l'angle limite θ_l le plus grand possible. Cela s'obtient pratiquement en choisissant des indices n_1 et n_2 très proches.

En effet, une grande O.N permet d'injecter une grande quantité de lumière issue d'une source assez divergente (diode DEL), par contre une petite O.N n'autorise que l'injection d'un faisceau lumineux issue d'une source très directive (LASER)

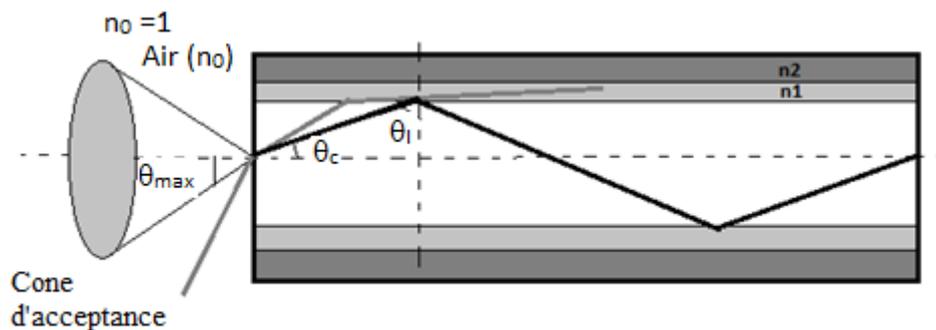


Figure I.3 : Guidage de la lumière : cas une fibre optique à saut d'indice.

I.6 Notion de modes [6]

I.6.1 Définition de mode

Le faisceau lumineux pénétrant dans la fibre engendre plusieurs chemins de propagation dans le cœur. Chaque chemin est appelé mode.

1.6.2 Fréquence normalisée

Une grandeur caractéristique pour une fibre optique est la fréquence normalisée, cette nouvelle notion permettra de prédire le nombre de modes (chemins possibles) qui conduiront la lumière dans la fibre.

La fréquence normalisée est définie par: [8]

$$V = 2\pi a \cdot ON / \lambda_0 \text{ ou encore } V = \frac{2\pi a n_1}{\lambda_0} \sqrt{2\Delta} \quad \text{I.7}$$

Avec: a rayon du cœur de la fibre

ON: ouverture numérique de la fibre

λ_0 : longueur d'onde (dans le vide) de l'onde se propageant dans la fibre.

En posant k_0 : norme du vecteur d'onde dans le vide de la vibration, on a: $V = k_0 \cdot a \cdot ON$

Le rayon lumineux a plusieurs manières de se propager dans le cœur de la fibre, chaque mode ayant une vitesse de propagation propre (vitesse suivant l'axe de propagation)

$$\Delta \text{ est la différence relative d'indice, } \Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_1^2 \quad \text{I.8}$$

Comme n_1 et n_2 sont très proches, la différence relative d'indice s'écrit:

$$\Delta = (n_1^2 - n_2^2) / 2n_2^2 \text{ , on remarque alors que } \sin \theta_{max} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad \text{I.9}$$

Si $V < 2,405$ la propagation est de type unimodal [9] et le nombre de mode est : $N_{SI} = V^2/2$

Si $V > 2,405$ la propagation est de type multimode et le nombre de mode est $N_{GI} = V^2/4$

La longueur d'onde de coupure est celle au-dessus de laquelle la fibre devient monomode, elle est définie par : $\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ I.10

I.7 Classification des fibres optiques

La classification des fibres optiques se fait suivant les modes de propagations qu'elles utilisent. Les fibres optiques peuvent être classées en trois catégories:

I.7.1 La fibre multimode à saut d'indice : le diamètre du cœur est d'environ 200 micromètres pour un diamètre total de la fibre (cœur + gaine) de 380 micromètres. Le saut d'indice signifie que la différence entre l'indice de réfraction du cœur et celui de la gaine est assez importante et constitue de ce fait un palier. De cette façon, lorsque le signal rencontre la gaine, il est brusquement réfléchi. Ce type de propagation entraîne une déformation importante du signal.

I.7.2 La fibre multimode à gradient d'indice: le diamètre du cœur est de 50 à 100 micromètres pour un diamètre total de la fibre de 125 micromètres. Le cœur est constitué de plusieurs couches de verre ayant chacune un indice de réfraction légèrement différent de la précédente. Ainsi, le rayon lumineux n'est pas brusquement réfléchi lorsqu'il rencontre la gaine, mais sa trajectoire est déviée progressivement à chaque fois qu'il traverse une nouvelle couche. Ceci permet de diminuer la déformation du signal.

I.7.3 La fibre monomode : le cœur mesure moins de 10 micromètres pour un diamètre total de 125 micromètres. Le fait que le cœur soit si fin va obliger le signal lumineux à se propager en ligne droite. De ce fait, il ne rencontre pas la gaine et n'est donc pas perturbé. La déformation du signal dans ce type de fibre est quasi inexistante. Elles sont utilisées pour les transmissions à très longue distance en raison de leur faible atténuation et de leur faible dispersion.

I.7.4 Fibre active : La fibre active est une fibre qui participe activement au transport de la lumière dans son cœur. Pour ce faire, il doit y avoir une interaction entre la lumière et le matériau constituant la fibre. Un exemple de fibre active est la fibre amplificatrice. Lors du passage dans ce type de fibre, la lumière est amplifiée. Cela est rendu possible par l'introduction de dopants de la famille des terres rares, comme l'erbium [6].

La figure I.4 ci-dessous illustre la géométrie et la répartition des modes de propagation dans les trois types de fibres optiques.

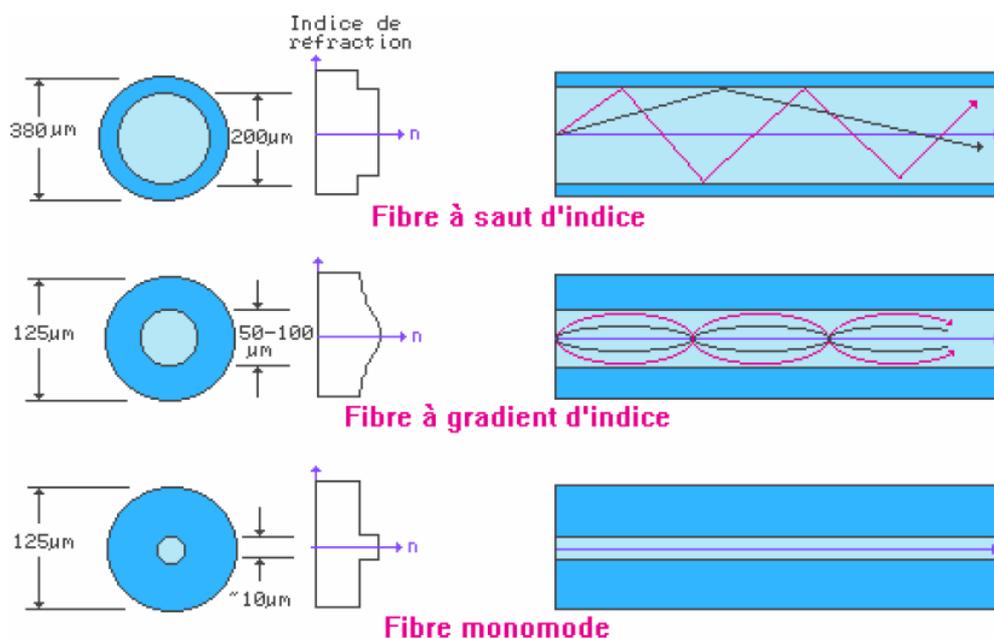


Figure I.4 : Diamètres, indices de réfraction et modes de propagation du signal des trois types de fibre [10].

Le tableau I.1 présente une comparaison de fibres entre elles [6].

	Fibre optique monomode	Fibre optique multi mode	
		Saut d'indice(SI)	Gradient d'indice(GI)
Diamètre du cœur	8.3	100	62.5
Diamètre de la gaine (µm)	125	140	125
Bande passante (MHz.Km)	>10000	50	300
Atténuation (dB/km)	0.5 à 1560 nm	1 à 5 à 850 nm	1.2 à 1300 nm
Applications	Télécoms longue distance	Transmission courte distance	Réseaux locaux

Tableau I.1 : Comparaison entre la fibre optique monomode et la fibre optique multimode.

I.8 Caractéristiques des fibres à gradient d'indice

I.8.1 Définition

Ces fibres ont un indice de cœur qui diminue progressivement entre n_1 (au centre de la fibre) et n_2 (indice de la gaine)

I.8.2 Profil d'indice

Le profil d'indice est représenté mathématiquement par:

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2 \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right]^{\frac{1}{2}} \text{ pour } 0 < r < a \text{ (dans le coeur)}$$

$$n(r) = n_2 \text{ pour } r > a \text{ (dans la gaine)} \tag{I.11}$$

Avec, α : exposant du profil d'indice,

Δ : différence relative d'indice,

a: rayon du cœur

Exemples: Pour $\alpha = 2$, le profil est parabolique.

Pour $\alpha = 1$, le profil devient triangulaire

Le cœur est formé d'un grand nombre de couches très minces d'indice constant, allant de l'indice n_1 au centre du cœur à l'indice n_2 de la gaine.

I.8.3 Ouverture numérique

Pour une fibre à gradient d'indice, en raison de la variation de l'indice du cœur, on définit

alors une ouverture numérique locale: $O.N_{.locale} = \sqrt{n(r)^2 - n_2^2}$ I.12

Avec: $n(r)$: indice du cœur, à la distance r de l'axe du cœur

- L'ouverture numérique est maximale pour $n(r) = n_1$, on a alors $r = 0$.
- Elle est minimale (et même nulle) pour $n(r) = n_2$, on a alors $r = a$.

Plus l'ouverture numérique est importante, plus l'angle d'acceptance est grand, et plus la puissance véhiculée est importante. Ainsi, une fibre à saut d'indice transporte plus de puissance lumineuse qu'une fibre à gradient d'indice [11].

Exercices Chapitre I

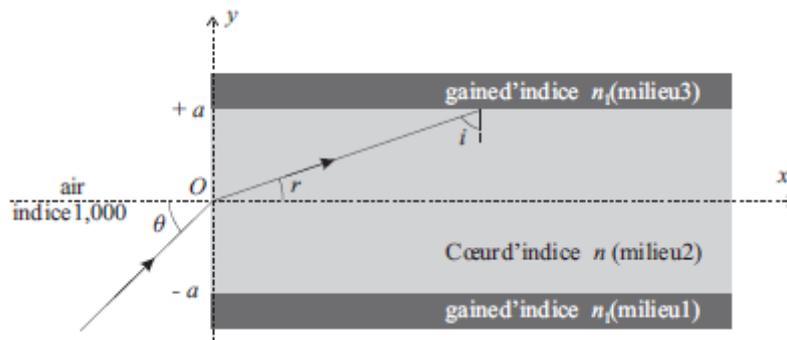
Exercice 01

Soit une fibre de verre cylindrique constituée d'un cœur de rayon $5 \mu\text{m}$ et d'indice de réfraction $n_1=1,52$ et d'une gaine d'indice de réfraction $n_2=1,47$. On injecte une lumière infrarouge de longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ et de puissance 1 mW dans le cœur de la fibre.

1. Calculer la longueur d'onde de la lumière dans le cœur de la fibre optique
2. Quelle est la valeur de l'intensité lumineuse dans la fibre
3. Calculer la valeur de l'angle limite au-delà duquel le rayon est totalement réfléchi.
4. Que se passe-t-il si l'angle d'incidence est inférieur à la valeur de l'angle limite?

Exercice 02

Une fibre est constituée d'un cœur cylindrique de rayon a et d'indice n , entouré d'une gaine de rayon extérieur de rayon b et d'indice $n_1 < n$. Les faces d'entrée et de sortie sont perpendiculaires à l'axe de révolution (Ox) commun au cœur et à la gaine. Les rayons lumineux sont supposés issus d'une radiation monochromatique de fréquence ν , et de longueur d'onde λ dans le milieu constituant le cœur.



1. Les différents angles utiles sont représentés sur la figure ci-dessus. A quelle condition sur i , angle d'incidence à l'interface cœur/gaine, le rayon reste-t-il confiné à l'intérieur du cœur ? On note θ_l l'angle d'incidence limite.
2. Montrer que la condition précédente est vérifiée si l'angle d'incidence θ est inférieur à un angle maximum θ_{\max} dont on exprimera le sinus en fonction de n et θ_l . En déduire l'expression de l'ouverture numérique $ON = \sin\theta_{\max}$ de la fibre en fonction de n et n_1 uniquement.
3. Donner la valeur numérique de ON pour $n = 1,50$ et $n_1 = 1,47$.

4. On considère une fibre optique de longueur L . Le rayon entre dans la fibre avec un angle d'incidence θ variable compris entre 0 et θ_{\max} . On note c la vitesse de la lumière dans le vide. Pour quelle valeur de l'angle θ , le temps de parcours de la lumière dans la fibre est-il minimal ? maximal ? Exprimer la dispersion intermodale en fonction de L , c , n et n_1 .

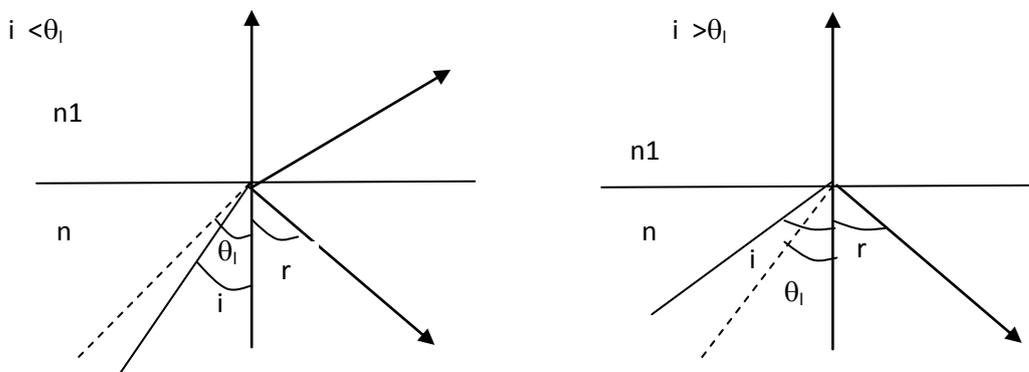
Corrigés exercices du chapitre I

Exercice 01

1. La longueur d'onde de la lumière dans le cœur de la fibre : $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, A.N : $\lambda_1 = \frac{1.55}{1.52} = 1.02 \mu\text{m}$.
2. L'intensité lumineuse dans la fibre : $I = \frac{P}{S}$, où P est la puissance lumineuse et S est l'aire d'une section droite de la fibre ; soit $S = \pi.R^2$, A.N : $I = \frac{10^{-3}}{\pi(5 \times 10^{-6})^2}$
 $I = 1,3 \text{ kW/cm}^2$.
3. L'angle limite au-delà duquel le rayon est totalement réfléchi : la loi de Snell-Descartes à l'angle limite, c'est-à-dire lorsque le rayon réfracté est en incidence rasante, s'écrit : $n_1 \sin i_1 = n_2$. On calcule $i_1 = \arcsin(n_2/n_1) = 75,3^\circ$.
4. Si l'angle d'incidence est inférieur à la valeur de l'angle limite il n'y a pas réflexion totale, le rayon lumineux passe à travers la gaine, autrement dit, il s'agit de perte de l'information dans la gaine.

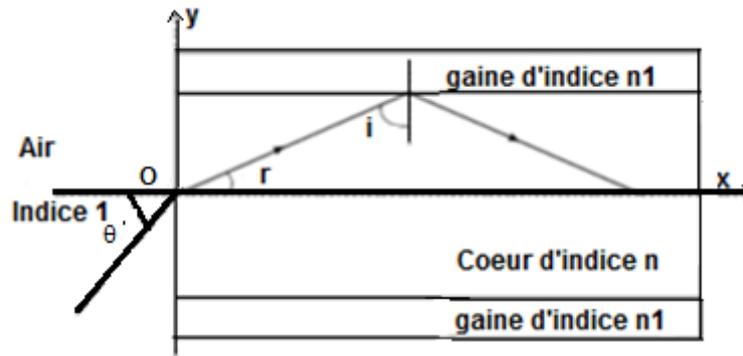
Exercice 02

1. La loi de Snell-Descartes à l'interface cœur/gaine impose que : $n \sin i = n_1 \sin r$
Or dans le cas présent où $n > n_1$, l'angle i_1 ne peut dépasser $\pi/2$, donc la réfraction n'est possible que si $n \sin i < n_1$. Dans le cas où $n \sin i > n_1$, il n'existe pas de rayon réfracté correspondant à un chemin optique extrémal. En revanche, on observe une réflexion totale du rayon incident. Donc le rayon reste confiné si $i > \theta_1$ avec $\sin \theta_1 = n_1/n$ et $\theta_1 \in [0, \pi/2]$.



2. A l'interface entre l'air et le cœur, la loi de Snell-Descartes, à nouveau, indique

$$\sin\theta = n_1 \sin r$$



Or la géométrie de la fibre indique que $r = (\pi/2) - i$, la loi de Snell-Descartes devient :

$$\sin\theta = \sin\left(\frac{\pi}{2} - i\right) = n \cos i$$

Puisque les fonctions sinus et cosinus sont respectivement strictement croissant et décroissant sur l'intervalle $[0, \pi/2]$, la condition $i > \theta_1$ équivaut à

$$\theta < \theta_1 \text{ avec } \sin\theta_1 = n \cos\theta_1$$

En utilisant la relation trigonométrique $\sin^2\theta_1 + \cos^2\theta_1 = 1$ et en sachant que $\cos\theta_1 > 0$, on a

$$\sin\theta_1 = n \cos\theta_1 \Rightarrow \sin^2\theta_1 = n^2 \cos^2\theta_1 = n^2 (1 - \sin^2\theta_1)$$

$$\sin^2\theta_1 = \frac{n^2}{n^2 - 1} \Rightarrow \sin\theta_1 = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

$$\sin\theta_1 = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

3. On calcule l'ouverture numérique à l'aide des données de l'énoncé

$$\text{ON} = \sqrt{1,5^2 - 1,47^2} = 0,298$$

4. Le milieu dans lequel se propage la lumière est l'indice uniforme, donc tous les rayons ont la même vitesse. Le temps de parcours minimal (respectivement maximal) correspond alors au trajet le plus court (respectivement long). Or la longueur du trajet croît en fonction de l'angle d'incidence.

Le temps de parcours est minimal si $\theta = 0$. Il est maximal si $\theta = \theta_{\max}$

On note t_{\min} et t_{\max} les temps de parcours minimal et maximal.

t_{\min} est le temps mis par le rayon pour parcourir une distance L à la vitesse c/n qui est la célérité de la lumière dans la fibre, soit $t_{\min} = \frac{nL}{c}$

t_{\max} est le temps mis par le rayon pour parcourir une distance $L/\sin\theta_1$, soit un temps de parcours $t_{\max} = \frac{n}{c} \frac{L}{\sin\theta_1} = \frac{n^2 L}{n_1 c}$

$$\text{Donc } \Delta t = t_{\max} - t_{\min} = \frac{nL}{c} \left(\frac{n}{n_1} - 1 \right)$$

Chapitre II

L'atténuation et la dispersion dans une fibre optique

II.1 Définition

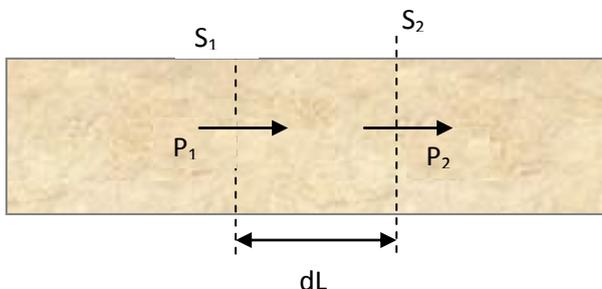
L'atténuation est la perte de puissance que subit la lumière au cours de sa propagation dans la fibre optique. Cette perte est soit locale (due à un défaut ou à un connecteur) soit régulièrement répartie sur toute la longueur de la fibre. Dans le premier cas, la perte ou l'atténuation s'exprime en décibels (dB) alors que dans le deuxième cas, la perte se mesure en dB/km pour une longueur de fibre traversée [11].

II.2 Calcul de l'atténuation linéique [11]

On considère une fibre optique sans défaut et de diamètre constant. Calculons la perte de puissance lumineuse, pour une certaine longueur de fibre.

Soient deux sections droites (perpendiculaires à la direction de propagation) distantes d'une petite distance dL appelée distance élémentaire.

Soit, P_1 , la puissance lumineuse traversant S_1 et P_2 la puissance lumineuse traversant S_2 .



En raison de l'atténuation dans l'élément de fibre, on a $P_2 < P_1$

La variation élémentaire de puissance $dP = P_2 - P_1$ et:

- Proportionnelle à P_1 : si P_1 est multipliée par x alors dP est x fois plus grand ;
- Proportionnelle à dL : une longueur x fois dL donne des pertes x fois plus grand
- Proportionnelle à un coefficient d'atténuation α caractérisant la fibre.

Ainsi, pour une distance dL faible, on a $dP = -\alpha \cdot P \cdot dL$; ainsi $dP/P = -\alpha \cdot dL$

Par intégration sur une longueur totale $L_2 - L_1$ de fibre, on obtient :

$$\int_{P_1}^{P_2} \frac{dP}{P} = -\alpha \int_{L_1}^{L_2} dL \quad \text{II.1}$$

$$\text{On en déduit que } \ln \frac{P_2}{P_1} = -\alpha (L_2 - L_1) \text{ ou } \frac{P_2}{P_1} = \exp[-\alpha (L_2 - L_1)] \quad \text{II.2}$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \exp[-\alpha (L_2 - L_1)] \quad \text{II.3}$$

Avec α en m^{-1} et $L_2 - L_1$ en m.

On en déduit le coefficient d'atténuation α (m^{-1} ou en km^{-1})

$$\alpha = \text{Ln} \left(\frac{P_1}{P_2} \right) / (L_2 - L_1) \quad \text{II.4}$$

En général, l'atténuation linéique α de la fibre s'exprime en dB/m ou en dB/km.

En utilisant le logarithme décimal,

$$\alpha = (10 \cdot \log \left(\frac{P_1}{P_2} \right)) / (L_2 - L_1) \text{ ou } \frac{P_2}{P_1} = 10^{-\alpha \frac{L_2 - L_1}{10}} \quad \text{II.5}$$

Avec α en $dB.m^{-1}$ ou en $dB.km^{-1}$

Remarque:

$\text{Ln} \frac{P_1}{P_2} = 2,3 \log \frac{P_1}{P_2}$ ce qui s'écrit aussi: $\log \frac{P_1}{P_2} = 0,434 \text{Ln} \frac{P_1}{P_2}$. On en déduit que

$$\alpha (dB.m^{-1}) = 4,34 \alpha (m^{-1}) \quad \text{II.6}$$

La figure II.1 montre un exemple de l'évolution des atténuations de la fibre optique en de la fréquence.

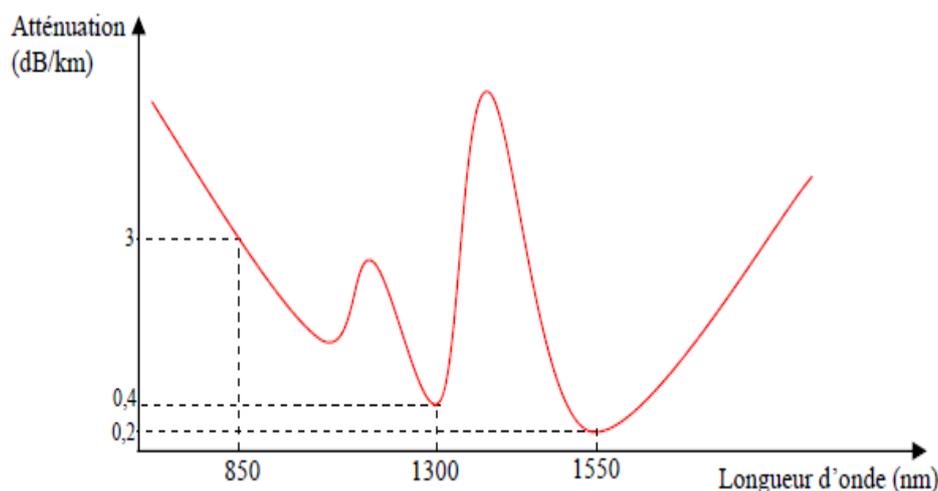


Figure II.1 : Atténuation de la fibre optique en fonction de la longueur d'onde [12].

Le tableau II.1 suivant, représente une comparaison des atténuations pour différents types de fibres optiques en fonction de la longueur d'onde et de la fréquence correspondante [13].

Fibre optique			
Type de fibre	Atténuation (dB/km)	Longueur d'onde (nm)	Fréquence (THz)
MMF	~ 3	850	352,9
MMF + SMF	~ 0,4	1300	230,7
SMF	~ 0,2	1550	193,5

Tableau II.1 : Atténuation kilométrique des fibres optiques SMF (Single Mode Fiber) et MMF (Multi Mode Fiber) [6].

II.3 Causes de l'atténuation

Les pertes d'atténuation des fibres se divisent en deux catégories [14] :

- pertes par **diffusion**,
- pertes par **absorption**.

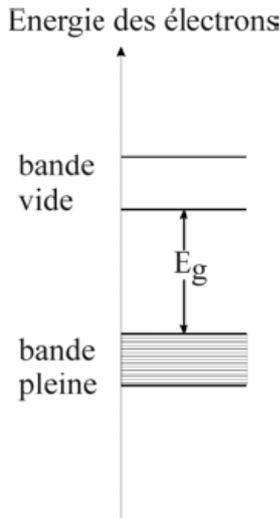
II.3.1 Pertes ou diffusion de Rayleigh

Les pertes de Rayleigh proviennent de la *diffusion de la lumière*. Quand la lumière rencontre une irrégularité dont la dimension est inférieure à sa longueur d'onde, le phénomène de diffusion redistribue l'énergie contenue dans la fibre dans d'autres directions. Quelques rayons ne satisfont plus les conditions de réflexion totale et ne coopèrent plus à la transmission du signal.

Des variations locales d'indice du cœur, par exemple dues à la trempe de verre lors de la fabrication de la fibre, ou des petites irrégularités peuvent être la cause de cette diffusion [11].

II.3.2 Pertes par absorption

Le verre peut absorber une partie de l'énergie de la lumière. L'énergie absorbée peut servir à porter un électron d'un niveau d'énergie supérieur à celui où il se trouvait. On dit que la lumière a excité une transition électronique. Pour cela, il faut lui communiquer une énergie égale à la différence entre un niveau permis inoccupé et le niveau initial. Dans le verre, les niveaux d'énergie permis des électrons se trouvent dans des bandes. Les niveaux occupés les plus élevés forment une bande, appelée bande de valence. A température ambiante, aucun niveau inoccupé n'existe dans cette bande. La bande suivante, formée de niveaux inoccupés, s'appelle la bande de conduction. Elle est séparée de la bande de valence par une bande interdite de largeur E_g .



Les niveaux d'énergie de la silice forment une bande de niveaux occupés et une bande de niveaux vides, séparés par une bande interdite de largeur E_g .

L'absorption due aux transitions électroniques entre la bande de valence et la bande de conduction n'est donc possible que pour des rayonnements électromagnétiques telles que l'énergie des photons soit supérieure à E_g , ce qui correspond à des longueurs d'onde inférieures à $\lambda_c = hc/E_g$

La largeur de la bande interdite est de l'ordre de 9 eV pour le SiO_2 . Par conséquent, pour qu'il y ait absorption par excitation d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, il faut que la longueur d'onde de la lumière soit inférieure à environ 140 nm, soit de la lumière ultra-violette. Aux longueurs d'onde habituellement utilisées avec les fibres optiques, ce mécanisme d'absorption est donc négligeable [15].

- **Absorption par l'eau**

Des traces d'eau dans la fibre optique atténuent la propagation de lumière dans la fibre à des longueurs d'ondes spécifiques.

Les molécules d'eau de formule brute H_2O sont formées de trois atomes (deux hydrogènes et un oxygène). Elles donnent naissance en petite quantité à des ions (OH^-).

- La liaison entre l'oxygène et l'hydrogène dans (OH^-) vibre à une fréquence équivalente à $\lambda = 2,73 \mu\text{m}$. Les harmoniques absorbent les longueurs d'ondes $\lambda = 1,38 \mu\text{m}$; $0,95 \mu\text{m}$ et $0,75 \mu\text{m}$.
- Les ions (OH^-) se lient aux molécules de silice SiO_2 , principal constituant de la fibre. Cette liaison absorbe la longueur d'onde $\lambda = 1,23 \mu\text{m}$.

- **Absorption par les métaux**

Ce mécanisme d'absorption est lié à la présence inévitable d'impuretés dans le verre. Ces impuretés sont principalement les atomes métalliques (Fe, Cu, V, Co, Ni, Mn, et Cr). Les atomes métalliques se trouvent dans le verre sous forme d'ions dont les niveaux d'énergie

électroniques sont tels que la lumière utilisée dans les fibres (0,8 - 1,55 μm) peut facilement exciter des transitions électroniques [4].

II.4 Dispersion de la lumière dans les fibres optiques

En télécommunications, la lumière se propage dans la fibre sous forme d'impulsions lumineuses. Une impulsion de courte durée s'élargit et s'atténue lors de sa propagation dans la fibre. On parle de dispersion de la lumière. Elle est due d'une part aux différents chemins que prennent les rayons lumineux (**dispersion multimodale**) et à la nature intrinsèque de la lumière et du milieu de propagation (**dispersion chromatique**). En effet, une dispersion trop importante augmente le taux d'erreur au niveau du récepteur (une impossibilité de distinguer les 0 et des 1).

II.4.1 Dispersion chromatique

Une source lumineuse n'est jamais monochromatique. Son cœur d'indice n_1 disperse les couleurs car n_1 dépend de la longueur d'onde. Donc, les longueurs d'onde voyagent à différentes vitesses dans la fibre.

La dispersion chromatique se manifeste par un élargissement des impulsions au cours de leur propagation, comme le montre la figure II.2, la fibre se comporte donc comme un filtre passe-bas [12].

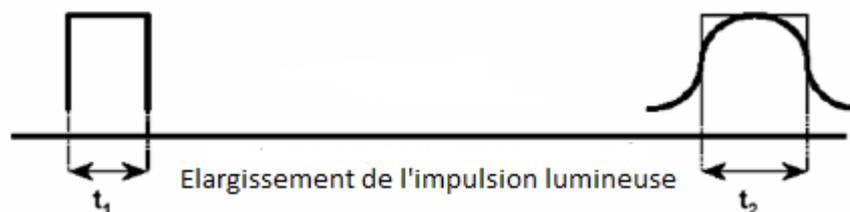


Figure II.2 : Impact de la dispersion chromatique.

II.4.1.1 Origine de la Dispersion Chromatique

Deux effets contribuent principalement à la dispersion chromatique totale:

- La dispersion due au matériau (dépend du type de verre),
- La dispersion due au guide d'onde (la fibre), elle est due à la variation non linéaire de l'indice de réfraction du cœur avec la longueur d'onde.

Il en résulte que la vitesse de propagation de la lumière dans un matériau dépend également de sa longueur d'onde. Il en résulte un temps de propagation différent pour les différentes composantes spectrales, et donc un élargissement des impulsions de lumière émises par une source non monochromatique.

Pour le débit d'information dans les fibres monomodes, on réduit au maximum la dispersion chromatique en choisissant des sources aussi monochromatique que possible comme par exemple le laser.

L'étalement temporel des impulsions s'exprime par la relation suivante :

$$\Delta\tau_c = D_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot L \quad \text{II.7}$$

Avec

D_λ : le coefficient de dispersion de la fibre en ps/(nm.Km),

$\Delta\lambda$: la largeur spectrale de la diode laser en nm,

L : la longueur de la liaison en Km.

Exemple : Pour une même fibre monomode de norme G652 on a les dispersions chromatiques suivantes selon les longueurs d'onde utilisées [6] :

- D_λ (1300 nm) = 3,5 ps/nm.Km
- D_λ (1550 nm) = 17 ps/nm.Km

II.4.2 Dispersion intermodale

II.4.2.1 Fibre à saut d'indice

Lors de la propagation de la lumière dans la fibre optique, elle peut prendre plusieurs chemins ou encore modes. La distance parcourue par certains modes est donc différente de la distance parcourue par d'autres modes. Lorsqu'une impulsion est envoyée dans la fibre, elle se décompose selon les différents modes. Certains modes arrivent donc avant d'autres et l'impulsion s'étale. Elle est très accentuée dans les fibres multimodes [15].

Dans une fibre à saut d'indice, les différents modes se propagent le long de la fibre avec une vitesse $v=c/n$. Le mode d'ordre « m » se propage avec une vitesse $v_m = \frac{c}{n_1} \sin\theta_m$

$$\theta_l < \theta_m < \pi/2$$

v_m est minimale si θ_m minimale, alors le mode le plus long se propage avec $\theta_m = \theta_l$ dont la

$$\text{vitesse est } v_{m1} = \frac{c}{n_1} \sin\theta_l = \frac{c}{n_1} \frac{n_2}{n_1} = \frac{cn_2}{n_1^2}$$

Ce mode traverse une distance L pendant le temps τ_1

$$\tau_1 = L/v_{m1} = \frac{Ln_1^2}{cn_2} \quad \text{II.8}$$

Tandis que le mode le plus rapide se propage avec l'angle $\theta_m = \pi/2$ et $v_{m2}=c/n_1$ donc il parcourt la même distance L pendant $\tau_2 : \tau_2 = Ln_1/c$

Après traverser le trajet L le long de la fibre la différence des temps de transit

$$\Delta\tau_{mod} = \tau_1 - \tau_2, \Delta\tau_{mod} = \frac{n_1\Delta}{c} L = \frac{(O.N)^2}{2cn_1} L \quad \text{II.9}$$

Désignons par B la fréquence maximale des impulsions. Pour que les impulsions puissent être distinguées à la sortie de la fibre, on exige généralement que l'élargissement soit inférieur à la séparation entre les impulsions:

$$\Delta\tau_{mod} < 1/B$$

$$\text{Soit } BL < \frac{n_2}{n_1} \frac{c}{(n_1 - n_2)} \quad \text{II.10}$$

Le produit de la fréquence maximale par la longueur est donc une caractéristique de la fibre. Il est appelé bande passante de la fibre et est exprimé en MHz.Km ou GHz.Km.

Exemple

Prenons le cas $n_1=1,48$ et $n_2=1,46$, d'où

$$\frac{\Delta\tau_{mod}}{L} = \frac{0,02}{3,10^8} \frac{1,48}{1,46} \text{ s/m} = 6,76 \times 10^{-11} \text{ s/m}$$

Soit $\Delta\tau_{mod} = 68 \text{ ns/Km}$.

$$BL < \frac{1,46}{1,48} \frac{3 \times 10^8}{0,02} = 1,5 \times 10^{10} \text{ Hz.m} = 15 \text{ MHz.Km}$$

II.4.2.2 Dispersion dans une fibre à gradient d'indice

Les rayons qui s'écartent de l'axe suivent donc un chemin plus long, mais comme l'indice de réfraction diminue vers le bord du cœur, la vitesse de propagation augmente. Par conséquent, les modes d'ordre supérieur (c.à.d. qui s'écartent davantage de l'axe) peuvent compenser le chemin plus long par une vitesse moyenne plus grande, ce qui réduit la dispersion modale. Dans le cas d'une source monochromatique, on obtient alors un élargissement donné par l'équation II.11 [11]

$$\Delta\tau_{mod} = \frac{n_1}{8c} \Delta^2 L \quad \text{II.11}$$

On constate donc une réduction de la dispersion modale d'un facteur de $8/\Delta$ par rapport à une fibre à saut d'indice.

Exemple : Calculer l'étalement temporel par dispersion modale dans une fibre à gradient d'indice avec $n_1 = 1,48$ et $n_2 = 1,46$.

La formule II.11 donne immédiatement $\frac{\Delta\tau_{mod}}{L} = \frac{1,48 \times (0,0134)^2}{8 \times 3 \times 10^8} \text{ s/m} = 1,1 \times 10^{-13} \text{ s/m}$

Donc $\Delta\tau_{mod} = 110 \text{ ps/Km}$.

II.4.3 Calcul de la bande passante d'une liaison à fibre optique [6]

La fibre optique n'a pas une bande passante infinie mais très large pour les besoins. La bande passante d'une telle liaison optique est calculée selon le type de fibre optique utilisé.

II.4.3.1 Bande passante des fibres multimodes à saut d'indice

Dans la fibre optique à saut d'indice, on négligera la dispersion chromatique. Elle s'exprime en MHz.Km

$$B = B_0/L^\gamma \tag{II.12}$$

B_0 est la bande passante sur 1 Km MHz

L est la longueur de la fibre en Km

γ est le coefficient du fabricant

II.4.3.2 Bande passante des fibres multimodes à gradient d'indice

Pour ces types de fibres on tient compte des deux types de dispersions intermodale et chromatique, la bande passante est exprimée au moyen de l'expression II.13 [6] :

$$B = \frac{1}{\sqrt{\frac{L^2\gamma}{B^2} + \frac{D^2(\lambda).\Delta\lambda^2.L^2}{0,35^2}}} \tag{II.13}$$

Où B_0 est la bande passante sur 1 Km MHz

L est la longueur de la fibre en Km

γ est le coefficient du fabricant

D_λ est le coefficient de dispersion chromatique à la longueur d'onde λ , il s'exprime en ps/nm.Km

$\Delta\lambda$ est la largeur spectrale du signal lumineux utilisé en nm

II.4.3.3 Bande passante des fibres monomodes

Pour une fibre monomode, la bande passante est définie par la relation II.14 [6] qui est inversement proportionnelle à $D(\lambda)$ dispersion chromatique, à l'écart spectral (en nm) du laser et la longueur L de la fibre, pour ces fibres, seule la dispersion chromatique sera considérée.

$$B = \frac{0,35}{D(\lambda).\Delta\lambda.L} \tag{II.14}$$

II.4.4 Cas des débits numériques

Le débit binaires (B) x (L) longueur de la fibre est [6] :

$$B.L_{\max} = \frac{1}{2.D(\lambda).\Delta\lambda} \tag{II.15}$$

Exemple : Soit une fibre standard G652 ayant une dispersion chromatique de +17 ps/nm.Km et un signal lumineux de largeur $\Delta\lambda$ 1nm,

$$\text{On a: } B.L_{\max} = \frac{1}{2.D_{\lambda}.\Delta\lambda} = \frac{1}{2.17.10^{-12}} = (30 \text{ Gbits/s}).\text{Km}$$

On pourra donc transmettre 30 Gbits/s sur 1 Km alors que sur 30 Km on aura 1 Gbit/s.

II.5 Eléments de connexions entre fibres optiques

On distingue deux éléments de raccordement :

- Les connecteurs,
- Les épissures

II.5.1 Les connecteurs

Les connecteurs permettent de relier une fibre optique à une autre fibre ou à un autre composant optique [16]. En outre, ils doivent garantir des pertes faibles et ce, quel que soit le nombre de connexions et déconnexions effectuées. De plus, la connexion doit provoquer le moins de réflexion possible. Ce type de raccordement est robuste. On peut choisir le type de connecteur et la robustesse de celui-ci en fonction du domaine d'application du système.

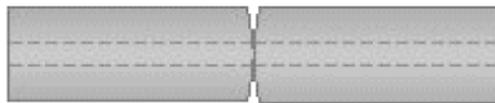
- Le raccordement est amovible. On peut connecter et déconnecter les deux fibres plusieurs centaines à plusieurs milliers de fois sans détérioration.

Les matériaux utilisés pour les connecteurs sont essentiellement les céramiques, les métaux durs, certains alliages et synthétiques.

De nombreux types de connecteurs sont disponibles. Selon la forme de l'extrémité de la fibre, on peut avoir des connecteurs cylindriques, biconiques et à couplage de lentille. Il en existe une multitude selon leur usage.

Généralement, les connecteurs sont classés en fonction du mode de raccordement aux fibres [17] :

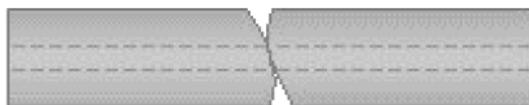
- Contact physique direct (PC pour Physical Contact)



Les extrémités des fibres sont serties ensemble dans le connecteur. Les espaces d'air susceptibles d'engendrer des réflexions sont inexistantes. La perte de réflexion est 30 – 55 dB.

C'est le connecteur le plus courant pour les fibres monomodes (par exemple, les connecteurs FC/PC, ST, SC/PC, DIN, HMS, E 2000).

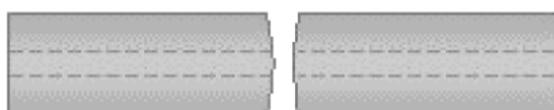
• **Contact physique chanfreiné (APC pour Angled Physical Contact)**



Dans ces connecteurs, les extrémités des fibres sont chanfreinées. Là non plus il n'y a pas d'espace d'air. Cela permet d'obtenir la meilleure perte de réflexion (60 – 80 dB).

Ces connecteurs sont utilisés pour les liaisons de télécommunications à grande vitesse (par exemple, les connecteurs FC/APC, SC/APC, E 2000-HRL).

• **Espace d'air direct**



A l'intérieur de ces connecteurs, il existe un petit espace d'air entre les deux extrémités des fibres. Leur perte de réflexion est inférieure à 14 dB et la réflexion est assez élevée. Ces types de connecteur (par exemple les connecteurs ST) sont utilisés avec les fibres multimodes [17].

II.5.2 Les épissures

L'épissure est la mise en contact définitive, non démontable, de deux fibres clivées et alignées. Elle peut être par fusion ou mécanique comme montre la figure II.3.

L'épissure par fusion est réalisée à l'aide d'un arc électrique, est un raccordement définitif et introduit très peu de pertes et de réflexions. Tant dis que l'épissure mécanique est démontable, moins cher que le connecteur et aussi moins fiable [18].

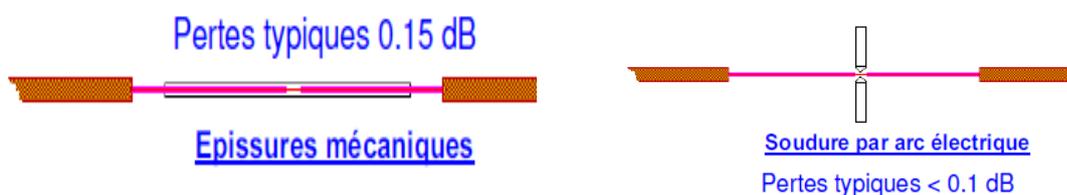


Figure II.3 : Types d'épissures.

II.6 Défauts de Connexions dans les fibres optiques

II.6.1 Connexions entre fibres optiques différentes

Lors du passage d'une fibre optique de diamètre de cœur ϕ_1 à une fibre optique de diamètre de cœur ϕ_2 avec $\phi_1 > \phi_2$, la perte d'insertion est donnée par :

$$A_{\phi} = 10 \log \left(\frac{\phi_1}{\phi_2} \right)^2 \quad \text{II.16}$$

Par exemple lors du passage d'une fibre multimode, avec $\phi_1 = 50 \mu\text{m}$ vers une fibre monomode avec $\phi_2 = 9 \mu\text{m}$, on obtient une perte de 15 dB, pour le passage d'une fibre optique multimode de diamètre de cœur $\phi_1 = 62,5 \mu\text{m}$, standard américain, à une fibre optique de diamètre $\phi_2 = 50 \mu\text{m}$ on obtient une perte de 1,9 dB. Lors du passage entre deux fibres optiques avec des ouvertures numériques différentes c'est-à-dire $ON_1 > ON_2$ la perte

$$\text{d'insertion est exprimé par : } A_{ON} = 10 \log \left(\frac{ON_1}{ON_2} \right)^2 \quad \text{II.17}$$

- **Pertes de Fresnel**

Les connexions entre fibres optiques présentent des pertes aussi dues au passage de la lumière du verre à l'air et vice versa à cause de la différence d'indices de réfraction à l'interface des deux milieux diélectriques. Une connexion est constituée par deux interfaces, verre, air qui donnent un coefficient de perte par transmission A_F correspondant au facteur de réflexion avec n_1 l'indice de réfraction du cœur de la fibre et 1 l'indice de l'air.

$$A_F = - 2.10 \log(R_F) \quad \text{avec } R_F = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2 \quad \text{II.18}$$

Par exemple pour un indice du cœur de la fibre $n_1 = 1.49$ la perte d'une connexion est $A_F = 0,34 \text{ dB}$.

Afin de diminuer les pertes de Fresnel, les fibres doivent être maintenues en contact ou bien il faut interposer entre fibres optiques un produit adaptateur d'indice, souvent à base de silicon, sous forme de gel ou de film de façon à faire varier d'indice d'une façon continue au contact. Cette opération est appelé isolation. On peut aussi utiliser un composant discret l'isolateur optique [16].

II.7 Méthode de mesure de liaisons optiques

II.7.1 Réflectométrie optique

La réflectométrie optique est une technique de mesure basée sur l'injection et la réception d'une impulsion lumineuse à une même extrémité de la fibre. Elle permet de visualiser et caractériser l'ensemble des éléments constitutifs de la liaison optique L'équipement de mesure utilisé est le réflectomètre, également appelé OTDR (Optical Time Domain Reflectometer).

Cette méthode, qui se traduit par une courbe, permet de :

- localiser et valoriser chaque événement (fibre, soudure, connecteur...)
- vérifier les réflectances des connecteurs
- rechercher des défauts (cassures, pliures...)

Exemple d'un OTDR : l'OFL250, il permet de mesurer à la fois la rétrodiffusion de la fibre et les réflexions de Fresnel. Il permet donc de détecter et de localiser tous les événements tels qu'une cassure, une contrainte, une épissure, un connecteur. De plus, l'OFL250 intègre un Laser visible à 650nm pour la détection de défauts sur les très courtes distances et l'identification de fibres [19].

II.7.2 Dispositif expérimental

La figure II.4 présente une version simplifiée du dispositif expérimental utilisé pour une mesure OTDR. Un laser impulsionnel ou modulé en amplitude émet des impulsions qui passent par un dispositif de couplage avant d'être injectées dans le CST (Composant Sous Test). Le signal rétrodiffusé et/ou réfléchi traverse à nouveau le coupleur pour être mesuré par un photo-détecteur rapide. Le signal électrique issu du photo-détecteur est ensuite analysé à l'oscilloscope dont la synchronisation est donnée par la fréquence de répétition des impulsions laser. Nous observons donc, sur l'oscilloscope, l'évolution de l'intensité du signal réfléchi en fonction du temps [20].

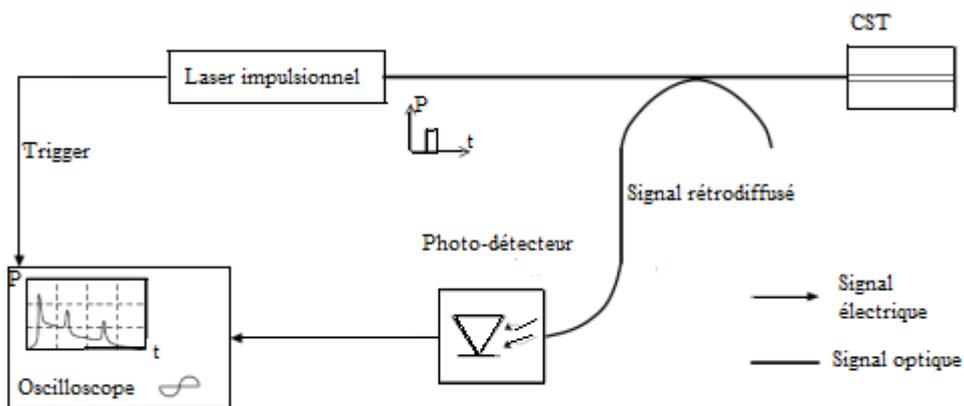


Figure II.4 : Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure OTDR.

La durée des impulsions joue un rôle primordial dans la détermination de la résolution spatiale du dispositif. En effet la résolution spatiale est donnée par :

$$\Delta L = \Delta t \cdot c / 2n_g \quad \text{II.19}$$

Où Δt est la durée de l'impulsion, c la vitesse de la lumière et n_g l'indice de réfraction du CST.

Les systèmes OTDR récents utilisent des photodiodes à avalanche de bande passante de l'ordre de 1 à 5GHz qui mesurent le signal optique produit par des trains d'impulsions de quelques ns de durée à la longueur d'onde 1,3 μ m ou 1,5 μ m et rétrodiffusé par le CST.

II.7.3 Etude d'une courbe de rétrodiffusion

Prenons l'exemple d'une installation comportant une fibre homogène 1, reliée par un connecteur à une fibre homogène 2 ayant subi une épissure.

La figure II.5 représente l'installation et la courbe de rétrodiffusion correspondante :

On repère sur cette courbe plusieurs pics de réflexion de Fresnel :

Le premier correspond à l'entrée de la lumière dans la première fibre, le deuxième au niveau du connecteur, le troisième à la sortie de la fibre.

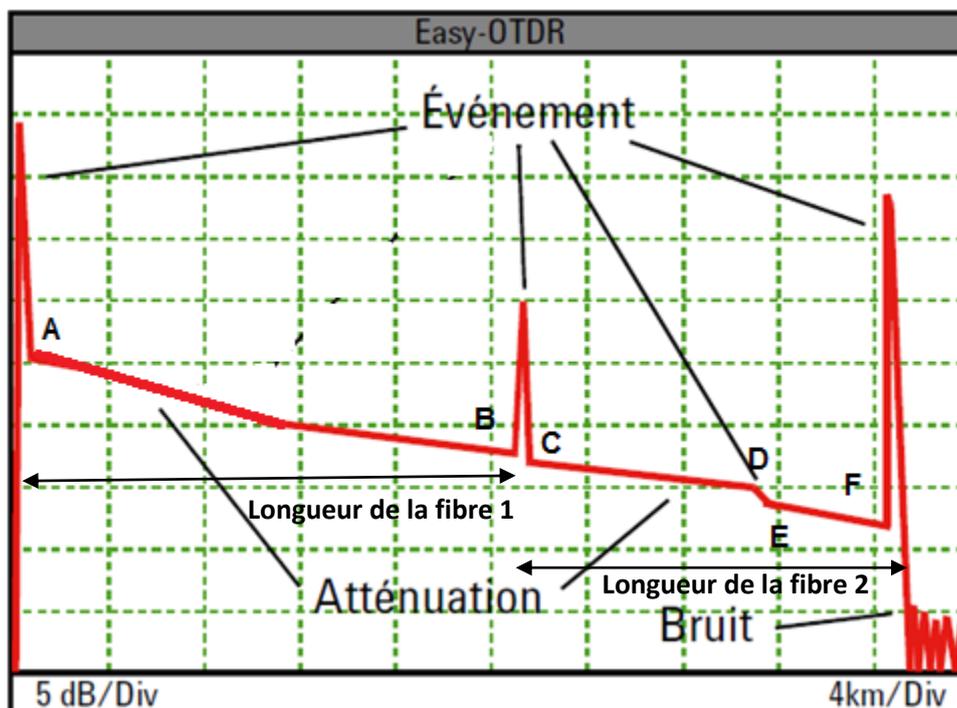


Figure II.5 : Liaison complète [17]

II.7.4 Position des curseurs pour les mesures

II.7.4.1 Mesure des longueurs de fibres

- Pour mesurer la longueur de la fibre 1, on repère le début de la fibre et la position du connecteur suivant. La longueur de la fibre 2 est mesurée entre B et F.

II.7.4.2 Mesures de l'affaiblissement linéique

- Pour la fibre 1 on place un curseur en A et l'autre en B, la perte en dB est donnée par la différence d'ordonnée des deux points. La distance correspondante se mesure entre les deux points choisis.

Comme la distance parcourue par la lumière est de $2(z_B - z_A)$, alors l'atténuation linéique de la fibre 1 est $\alpha_1 = (10 \log (P_A/P_B))/2(z_B - z_A)$,

- Pour la fibre 2, on a $\alpha_2 = (10 \log (P_C/P_D))/2(z_D - z_C)$ ou si on utilise l'autre partie de la courbe $\alpha_2 = (10 \log (P_E/P_F))/2(z_F - z_E)$

II.7.4.3 Mesure des pertes de connexions

La perte (dB) du connecteur reliant la fibre 1 à la fibre 2 est mesurée par la variation d'ordonnée entre les deux puissances P_C et P_B .

Toutefois, cette méthode n'est qu'approchée, une meilleure méthode serait la suivante :

On place deux curseurs sur les zones linéaires de la fibre 1 pour connaître la droite de régression. On repère de même pour la fibre 2.

On prolonge les deux droites de régression et on place un autre curseur à l'entrée du connecteur. L'écart entre les deux droites donne l'atténuation $P'_B - P'_C$.

Les réflectomètres récents affichent directement les valeurs d'atténuation linéique des fibres, ainsi que les pertes locales et globales.

II.7.4.4 Mesure d'atténuation d'une épissure

L'atténuation de l'épissure est mesurée comme l'atténuation d'un connecteur :

On prolonge les droites de régression des deux morceaux de fibre situés de part et d'autre de l'épissure.

Exercices Chapitre II

Exercice 01

Soit une fibre optique à saut d'indice caractérisée par un cœur d'indice de réfraction $n_1 = 1,46$ et de rayon $a = 40 \mu\text{m}$. La variation d'indice entre le cœur et la gaine est $\Delta = 0,015$

1. Calculer l'ouverture numérique et l'angle d'acceptance de cette fibre.
2. Calculer le nombre de modes pour les longueurs d'ondes suivantes : $\lambda_I = 0,85 \mu\text{m}$, $\lambda_{II} = 1,3 \mu\text{m}$, $\lambda_{III} = 1,55 \mu\text{m}$
3. Pour quelle valeur de a cette fibre devient monomode pour λ_I, λ_{II} et λ_{III} ?
4. Calculer la dispersion intermodale de cette fibre
5. Quel est l'étalement d'une impulsion sur une longueur $L = 12 \text{ Km}$

Exercice 02

Soit une fibre optique à gradient d'indice de diamètre du cœur $\Phi = 62,5 \mu\text{m}$, d'indice de réfraction maximal $n_1 = 1,48$ et de différence d'indice $\Delta = 1,5\%$.

L'expression de l'indice du cœur de la fibre optique est donnée par l'équation ci-dessous, où r est la position par rapport à l'axe de la fibre optique, n_{01} est l'indice au centre du cœur, α est un paramètre de profil d'indice et a est le rayon du cœur.

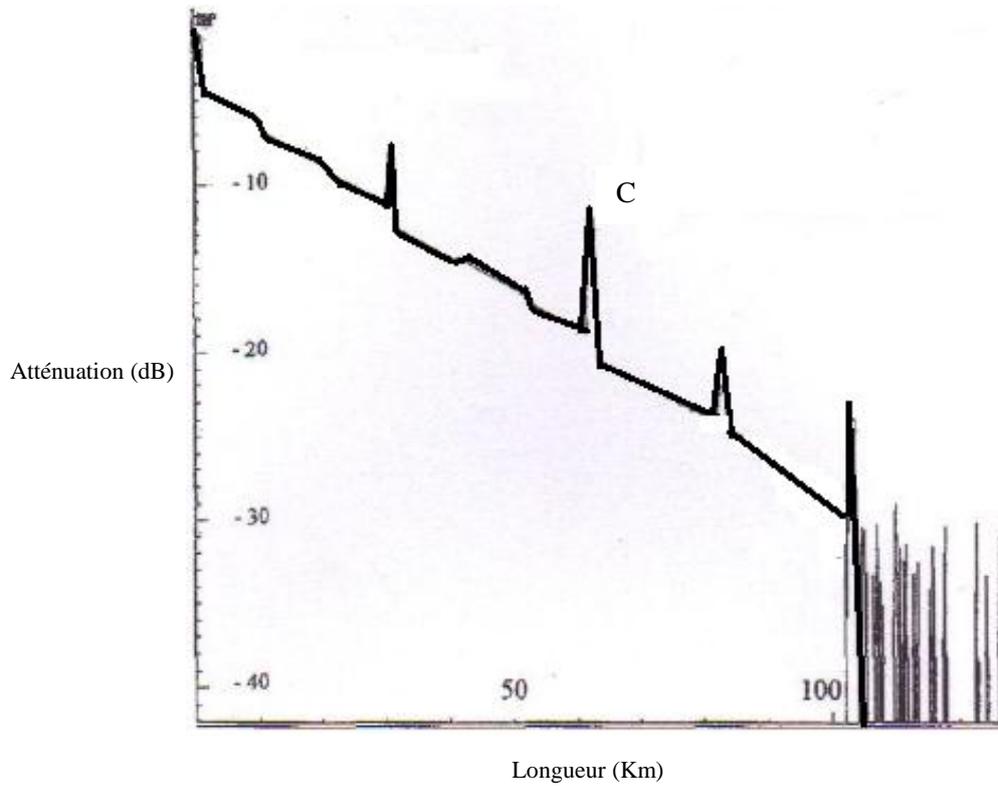
$$n(r) = n_{01} \sqrt{1 - 2 \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \Delta}$$

1. Décrire les profils d'indice pour les paramètres $\alpha = 1, 2$ et $+\infty$.
2. Pour $\alpha = 2$, calculer l'ouverture numérique et l'angle d'acceptance maximum de la fibre optique.
3. Calculer le nombre de modes se propageant dans la fibre pour $\lambda_s = 1300 \text{ nm}$.
4. Pour une longueur $L = 1 \text{ km}$, quel est l'étalement d'une impulsion se propageant le long de la fibre optique due à la dispersion intermodale et à la dispersion chromatique pour une source DEL de spectre $\Delta\lambda = 50 \text{ nm}$? (On donne $D_{1300}^{ch} = 3; 5 \text{ ps/nm.km}$).
5. Quel est l'étalement total δt_{tot} ?

Exercice 03

L'enregistrement ci-dessous permettant d'analyser l'état d'un réseau de fibres optiques.

1. Quelle est la longueur totale du réseau.
2. Repérer l'emplacement des connecteurs et des épissures.
3. Quelle est l'atténuation du connecteur C.
4. Quelles sont les longueurs de chaque bobine de fibre utilisées.



Corrigés exercices du chapitre II

Exercice 01

1. L'ouverture numérique et l'angle d'acceptance de la fibre optique sont exprimés respectivement par : $ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ et $\theta_{max} = \arcsin(ON)$
A.N : $ON = 0,25$ et $\theta_{max} = 14,64^\circ$

2. Le nombre de modes pour les longueurs d'ondes suivantes : $\lambda_I = 0,85 \mu\text{m}$, $\lambda_{II} = 1,3 \mu\text{m}$, $\lambda_{III} = 1,55 \mu\text{m}$, la fréquence normalisée est $V = 2\pi a \cdot ON / \lambda$, pour une fibre optique à saut d'indice

Le nombre de modes est $V^2/2$.

A.N : $N_I \approx 2729$ modes, $N_{II} \approx 1114$ modes, $N_{III} \approx 820$ modes

3. Pour quelle valeur de a cette fibre devient monomode pour les trois longueurs d'onde, on sait que pour une fibre monomode la fréquence normalisée est inférieure à la fréquence normalisée critique, ce qui impose $V < V_c$ donc $V < 2,405$, $a = \lambda \cdot V_c / 2\pi a \cdot ON$

A.N : $a_{\lambda I} = 1,30 \mu\text{m}$, $a_{\lambda II} = 2,04 \mu\text{m}$, $a_{\lambda III} = 2,37 \mu\text{m}$

4. La dispersion intermodale est $\tau_{mod} = n_1 \cdot c / \Delta$, A.N : $\tau_{mod} = 73 \text{ ns/Km}$

5. L'étalement d'une impulsion sur une longueur de 12 Km est $\Delta\tau_{mod} = \tau_{mod} \cdot L$,

A.N : $\Delta\tau_{mod} = 876 \text{ ns}$.

Exercice 02

1. L'expression de l'indice du cœur de la fibre optique est donnée par

$n(r) = n_{01} \sqrt{1 - 2 \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \Delta}$, où r est la position par rapport à l'axe de la fibre optique, n_{01} est l'indice au centre du cœur, α est un paramètre de profil d'indice et a est le rayon du cœur.

Suivant les paramètres de α on a :

$\alpha = 1$: profil triangulaire, $\alpha = 2$: profil parabolique, $\alpha = \infty$: profil saut d'indice

2. Pour $\alpha = 2$, l'ouverture numérique est $O.N = n_1 \sqrt{2\Delta}$, A.N : $O.N = 0,256$

L'angle d'acceptance est $\theta_{max} = \arcsin(ON)$, $\theta_{max} = 14^\circ$

2. Le nombre de modes se propageant dans la fibre pour $\lambda_s = 1300 \text{ nm}$ est $N = \frac{2\pi \cdot a \cdot ON^2}{\lambda} / 2$

A.N : $N = 374 \text{ modes}$

3. L'étalement de l'impulsion due à la dispersion intermodale est $\Delta\tau_{mod} = \frac{n_1}{8c} \Delta^2 L$

$$AN : \Delta\tau_{mod} = 0,138 \text{ ns}$$

L'étalement de l'impulsion due à la dispersion chromatique est $\Delta\tau_c = D_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot L$ pour $L = 1$ Km, $\Delta\tau_c = 0,175 \text{ ns}$.

4. L'étalement total est donné par la moyenne quadratique $\Delta\tau_{tot} = \sqrt{\Delta\tau_{mod}^2 + \Delta\tau_c^2}$
 $\Delta\tau_{tot} = 0,223 \text{ ns}$

Exercice 03

D'après la courbe de rétrodiffusion on constate que :

1. La longueur totale du réseau est environ de 102 Km
2. Les épissures se trouvent environ tous les 10 Km, il ya d'abord deux épissures (10 et 20 Km), puis un connecteur (30 Km), puis deux épissures (40 et 50 Km) puis un connecteur (60 Km) et un connecteur se situe vers 85 Km de la source et la fin de la liaison est à 102 Km.
3. L'atténuation du connecteur est d'environ 1,8 dB, chaque bobine a une longueur de l'ordre de 10 Km

Chapitre III

Les sources optiques

III.1 Introduction

Les sources optiques ou encore les sources émettrices sont des éléments phare dans les systèmes optiques, d'où le choix de ces sources s'est porté sur les émetteurs à semiconducteur à cause

- de leurs petites dimensions en rapport avec celles du cœur des fibres optiques,
- de l'émission à des longueurs d'onde λ dans le visible et l'infrarouge
- de la relative facilité que l'on a à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant,
- de leur spectre optique relativement étroit,
- des longueurs d'onde disponibles compatibles avec les fenêtres spectrales des fibres optiques,
- de leur faible consommation énergétique, d'une facile intégration et d'un prix intéressant,

Les diodes électroluminescentes, DEL, constituent les composants les plus simples, tout le spectre visible est couvert, elles peuvent être modulées par le courant jusqu'à des fréquences de l'ordre de 100 MHz.

Les diodes laser ou encore lasers à semi-conducteur sont en constante amélioration, et constituent des composants essentiels dans les transmissions par fibre optique. Dans ce type de composants les puissances de sortie pouvant atteindre quelque watts. Les structures récentes présentent des rendements pouvant atteindre 50 % et des spectres monomodes très étroits obtenus grâce à la contre-réaction distribuée de Bragg[15, 16].

III.2 Principes généraux

III.2.1 Brefs rappels sur les matériaux semi-conducteurs

D'une manière schématique, la structure énergétique d'un semi-conducteur comprend une bande de valence qui correspond aux états moléculaires liants et une bande de conduction qui regroupe les états moléculaires anti-liants. La plage d'énergie située entre le haut de la

bande de valence et le bas de la bande de conduction est appelé bande interdite ou plus communément gap joue un rôle extrêmement important dans les matériaux semi-conducteurs.

En effet, la différence principale entre les semi-conducteurs et les isolants est essentiellement lié à l'énergie du gap, on parle du semi-conducteur lorsque le gap du matériau est typiquement inférieur ou égal à 6 eV, et d'isolant lorsque le gap du matériau est situé au-dessus de 6 eV [21]. Les matériaux semi-conducteurs se regroupent pour l'essentiel en deux grandes classes : les semi-conducteurs élémentaires (colonne IV de la classification périodique) : silicium, germanium, diamant, etc., et les semi-conducteurs composés IV-IV (SiC), III-V (GaAs, InP, InSb, GaN), II-IV (CdTe, ZnSe, ZnS...) [22].

III.2.2 Semiconducteurs à bande directe et indirecte

L'essentiel des phénomènes optiques (et électroniques) concernent les électrons situés en bas de la bande de conduction et en haut de la bande de valence, c'est à dire aux zones caractérisées par le maximum de densité de porteurs

Le diagramme des bandes permet de classer les semiconducteurs en deux catégories :

– les semiconducteurs à gap direct: le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont face à face (correspondent au même vecteur d'onde k). C'est le cas du GaAs (Figure III.1(a)).

– les semiconducteurs à gap indirect: le maximum de la bande de valence n'est pas en face du minimum de la bande de conduction (ils correspondent à des vecteurs d'onde k différents). C'est le cas du silicium (Figure III.1(b)) ou du Germanium [23].

Cette notion de gap direct ou indirect est importante pour les phénomènes optiques.

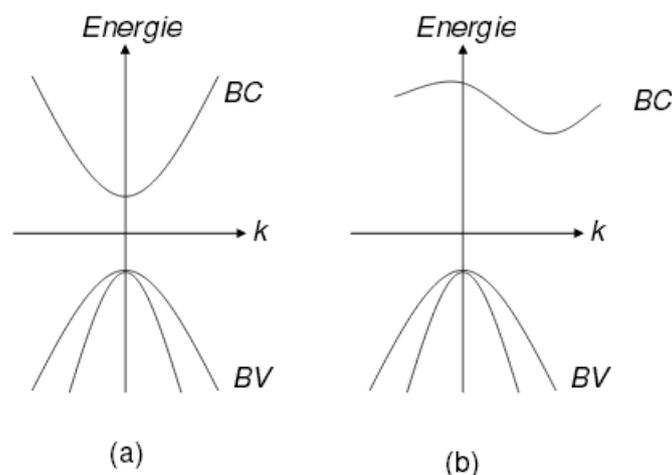


Figure III.1: Diagramme de bande directe et indirecte.

III.2.3 Recombinaison des porteurs

L'émission de la lumière dans les semiconducteurs est attribuée à la recombinaison radiative des porteurs de charge excédentaires, c'est à dire que le système formé par un électron et un trou passe de l'état ionisé (appelé paire électron-trou, un électron dans la bande de conduction, un trou dans la bande de valence) d'énergie supérieure E_2 à l'état lié (électron et trou recombinaison, l'atome a récupéré son électron) d'énergie inférieure E_1 , en libérant cette différence d'énergie sous forme de rayonnement : $E_2 - E_1$ correspond à l'énergie d'un photon. Autrement dit: c'est qu'un électron de la bande de conduction vient de recombinaison avec les trous de la bande de valence en donnant de l'énergie sous forme d'un photon: $h\nu = E_2 - E_1$ [15], h est la constante de Planck, $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s

III.3 Absorption et émission de la radiation

La réaction de la lumière avec les matériaux peut être sous forme d'émission ou d'absorption discrète des paquets d'énergie dites photons en passant d'un état énergétique vers un autre. La fréquence ν de la radiation émise ou absorbée par l'atome dépend de l'intervalle énergétique entre les niveaux de transition quantique initiale et final suivant la relation de Planck suivante :

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu \quad \text{III.1}$$

Sur la figure III.2 on représente deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 ; $E_1 < E_2$ et les possibilités des transitions quantiques entre eux:

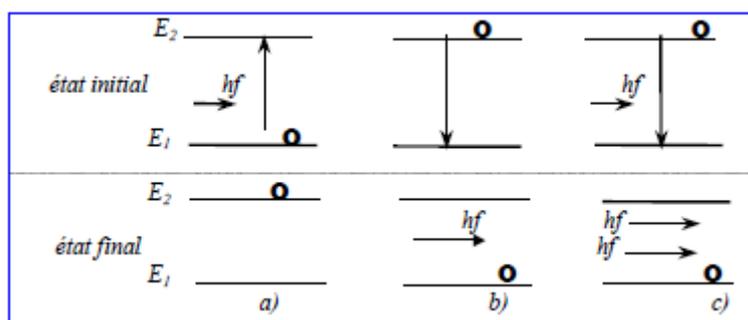


Figure III.2 : Transitions atomiques

III.3.1 Absorption

Pour passer de l'état énergétique fondamental E_1 à l'état excité E_2 l'atome peut absorber de l'énergie sous forme radiative (voir la Figure III.2-a), c'est-à-dire absorber un photon d'énergie $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$

III.3.2 Emission spontanée

Si l'atome est, initialement, dans l'état excité E_2 , qui est un état instable, il a possibilité de faire la transition vers l'état plus stable E_1 spontanément sans influence externe en émettant un photon d'énergie $h\nu$ (Figure III.2-b). Telle transition est dite émission spontanée. Telles émissions sont généralement aléatoires et par suite la lumière émise est donc incohérente.

III.3.3 Emission stimulée

L'émission stimulée se produit lorsqu'un photon d'énergie $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ tombe sur un atome initialement dans l'état d'énergie excité E_2 , il va le stimuler de faire la transition vers l'état E_1 en émettant un deuxième photon d'énergie $h\nu$ identique à l'incident sans absorber le premier. Telles émissions sont dites stimulées comme montre la figure III.2-c.

III.4 Diode électroluminescente

Une diode électroluminescente est une jonction PN polarisée en direct. Dans les semi-conducteurs, dits directs, la recombinaison d'une paire électron-trou est radiative c'est à dire qu'un électron de la bande de conduction retombant dans la bande de valence émet un rayonnement de fréquence telle que $h\nu = E_g = 1,24 / \lambda(\mu\text{m})$ [15, 16], où E_g est la différence entre les deux niveaux d'énergie. La longueur d'onde d'émission dépend de la nature du semi-conducteur utilisé qui est du type III-V (alliages divers à base de Ga, As, P, In, etc.).

Donc, la diode électroluminescente produit un rayonnement monochromatique incohérent à partir d'une transformation d'énergie par émission spontanée.

Les diodes électroluminescentes (DELs) occupent une place clé dans la réalisation des affichages électroniques étant donné leur aptitude à traduire un signal électrique sous forme visible. On les rencontre également dans les systèmes de communication optique.

Les caractéristiques de matériaux pour fabriquer une diode électroluminescente sont: l'énergie de gap qui doit être convenable avec la longueur d'onde choisie, l'indice de réfraction, les taux de recombinaison et la technique de fabrication.

Voici quelques colorations en fonctions du semi-conducteur utilisé:

Couleur	Longueur d'onde (nm)	Tension de seuil (V)	Semi-conducteur utilisé
Infra Rouge	$\lambda > 760$	$\Delta V < 1,63$	AlGaAs
Rouge	$610 < \lambda < 760$	$1,63 < \Delta V < 2,03$	AlGaAs , (GaAsP)
Orange	$590 < \lambda < 610$	$2,03 < \Delta V < 2,10$	GaAsP
Jaune	$570 < \lambda < 590$	$2,10 < \Delta V < 2,18$	GaAsP
Vert	$500 < \lambda < 570$	$2,18 < \Delta V < 2,48$	(GaN) , (GaP)
Bleu	$450 < \lambda < 500$	$2,48 < \Delta V < 2,76$	ZnSe , InGaN
Violet	$400 < \lambda < 450$	$2,76 < \Delta V < 3,1$	ZnSe , InGaN
Ultraviolet	$\lambda < 400$	$\Delta V > 3,1$	Diamant (C)
Blanc	Chaude à froide	$\Delta V = 3,5$	

III.4.1 Principe de fonctionnement

La base d'une DEL est une jonction P-N constituée d'un semiconducteur ayant en contact une zone dopée P et une zone dopée N.

A l'équilibre, le puits de potentiel est très grand pour permettre aux électrons de la zone N de transiter vers la zone P. Le fait de polariser la jonction dans le sens direct par une tension extérieure diminue la barrière de potentiel, ce qui provoque une diminution de la zone désertée et permet l'électron de transiter vers la zone P. Une partie des électrons arrivent dans la bande de conduction de la zone P transite vers la bande de valence de la zone P en donnant naissance d'un photon (Figure III.3).

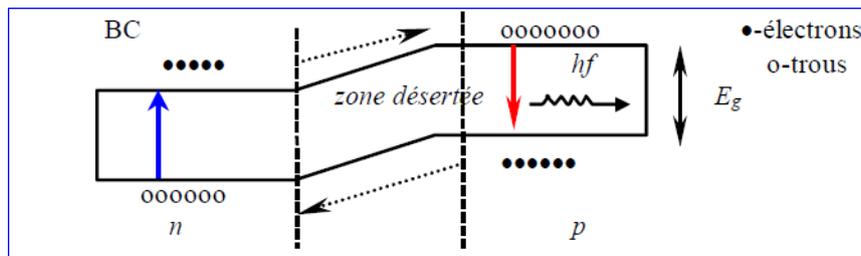
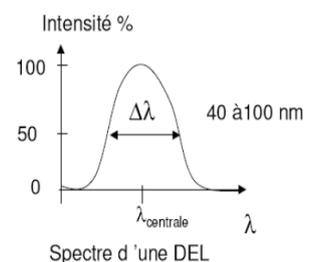


Figure III.3 :Principe de fonctionnement d'une DEL.

III.4.2 Caractéristiques de la DEL [15, 16, 18]

III.4.2.1 Spectre d'émission

Le spectre d'une LED est continu est relativement large de l'ordre de 40 à 100 nm à mi hauteur. La lumière émise est incohérente.



Dans la bande de longueurs d'ondes $\lambda = 0.76 \div 0.9 \mu\text{m}$ la longueur d'onde du photon émis est liée à la largeur de la bande interdite du matériau:

$$v = Ec - Ev/h = c/\lambda$$

Cette émission n'est pas rigoureusement monochromatique la largeur spectrale est d'ordre $\Delta\lambda = 25 \div 40$ nm. Cet effet, provient de deux faits principaux:

- La présence d'impuretés dans le matériau remplace les niveaux discrets par des bandes d'énergie.
- Toutes les longueurs d'ondes émises ne sont pas transmises de la même manière dans le matériau ni avec la même amplitude.

D'autre part, lorsque la température augmente il ya glissement de la fréquence d'émission vers l'infrarouge.

III.4.2.2 Rendement quantique interne

Le rendement quantique interne dans la diode électroluminescente s'exprime par :

$$\eta_i = \frac{\text{nombre de photons créés à l'intérieur}}{\text{nombre d'électrons injectés (courant)}} \quad \text{III.2}$$

Avec une puissance interne émise au niveau de la jonction :

$$P_{int} = \eta_i \cdot h\nu \frac{I_d}{e} \quad \text{III.3}$$

III.4.2.3 Rendement externe d'une DEL

La puissance émise par une DEL, P_{DEL} , doit aussi tenir compte des pertes par réflexion à l'intérieur du semiconducteur, et aussi des pertes par absorption du matériau. Le facteur de réflexion en incidence normale correspond au facteur de réflexion de Fresnel R_F défini par :

$$R_F = \frac{(n_{sc} - n_{air})^2}{(n_{sc} + n_{air})^2} \quad \text{III.4}$$

Où n_{sc} est l'indice de réfraction du semiconducteur, typiquement $n_{sc} \approx 3,5$ et celui de l'air $n_{air} \approx 1$ ce qui donne un facteur $R_F \approx 30\%$.

Les réflexions internes sont importantes surtout pour des angles d'incidence faibles. On trouve en intégrant sur les angles une formule approchée du rendement externe η_{ext} :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \frac{4n_{sc}}{(n_{sc}+1)^2} \frac{1}{2n_{sc}^2} \eta_{ext} = 1,3\% \eta_{int}. \quad \text{III.5}$$

Ce qui donne pour la puissance émise :

$$P_{DEL} = \eta_{ext} P_{int} = \eta_{ext} \cdot \eta_i \cdot h\nu \frac{I_d}{e} \quad \text{III.6}$$

En général on place un hémisphère en plastique au-dessus de la DEL d'indice intermédiaire $n_{air} < n_1 < n_{sc}$ afin de diminuer les réflexions. Par exemple $n_1 \approx 2$ pour $n_{sc} \approx 3,5$ dans GaAs. Le plastique joue le rôle d'un traitement antireflet, et il sert aussi lentille pour modifier le

diagramme de rayonnement. Une expression approchée dans ce cas donne pour le rendement externe :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \frac{n_1^2}{(n_{sc}+1)^2} \eta_{ext} = 20 \% \eta_{int}$$

III.4.2.4 Flux et intensité

Le rayonnement émis par une DEL n'est pas dirigé puisque les photons sont produites par émission spontanée de la lumière sortant de diode se propage dans toutes les directions à partir de la surface émettrice. Mais l'intensité de cette lumière n'est pas la même dans tous les directions. L'intensité $I(\theta)$ dans une direction θ par rapport à la normale sur la surface émettrice est:

$$I(\theta) = I_0 \cos \theta$$

où I_0 l'intensité suivant la normale (Figure III.4-a)

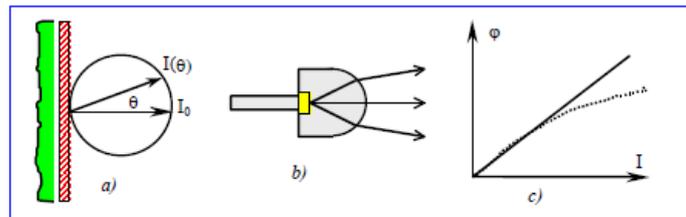


Figure III.4 : Diagramme de rayonnement (a) et caractéristiques statiques d'une DEL (b).

Le flux total émis dans toute l'espace est:

$$\Phi = \int_0^{\theta_l} 2\pi I(\theta) \sin\theta d\theta \quad \text{III.7}$$

A fin d'accroître l'angle d'ouverture du flux lumineux, on introduit un diffuseur qui disperse la lumière (Figure III.4-b).

La caractéristique flux-courant (Figure III.4-c) d'une diode idéale est une ligne droite. Cependant les LEDs présentent certaine non - linéarité, telle caractéristique dépend de la configuration de la diode utilisée.

III.4.3 Structure des LEDs

La structure de base d'une LED est celle d'une homojonction plane, où les photons sont créés au voisinage du plan de jonction. Telles structures sont dites LED planes (Figure III.5).

La figure III.6 représente autre structure à homojonction, la LED sphérique (dôme, c'est une couche P plane entourée par une couche N hémisphérique. le diamètre de ce dernier est tel que la lumière soit maximale sous l'angle d'incidence limite sur le dioptre sphérique.

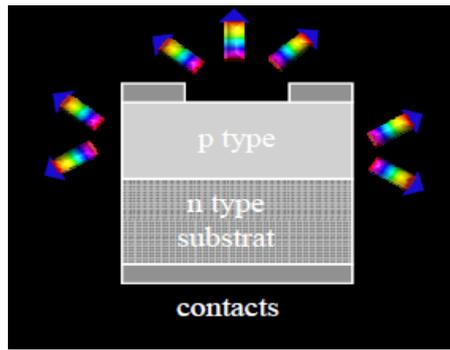


Figure III.5 : Structure conventionnelle d'une DEL.

Le dôme doit être plus large que la surface active de recombinaison qui donne une large surface émettrice et par suite une haute efficacité externe.

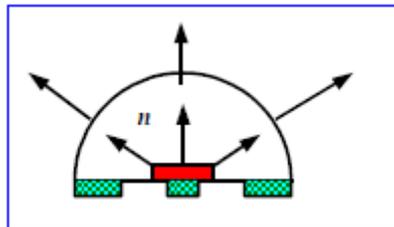


Figure III.6 : Structure Dôme.

a) DEL à structure double hétérojonction

L'émission de diodes à structure DH est latérale ou superficielle suivant la configuration. La tache lumineuse est de forme elliptique d'angles de divergence d'ordre 30° et 120°.

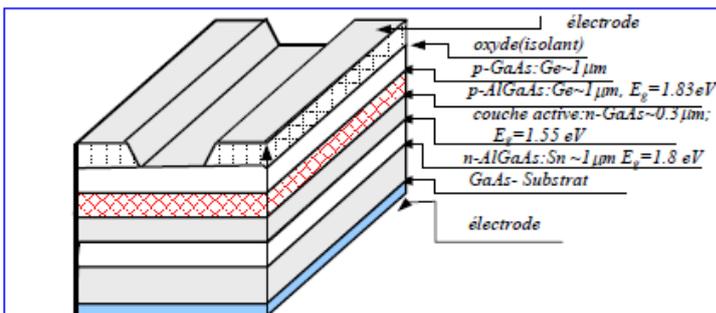


Figure III.7 : DEL double hétérojonction.

b) DEL de BURRUS

- Petite surface émettrice
- Haute brillance et efficacité quantique élevée.
- Efficaces pour le couplage avec la fibre optique.
- Fibre peut être fixée à la DEL au moyen d'une résine époxy

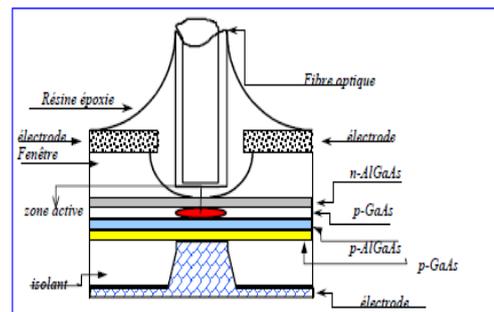


Figure III.8 : Structure BURRUS.

III.5 Laser et Diode laser

Les lasers sont des sources optiques génératrices quantiques de la lumière, monochromatique et cohérente, amplifiée par l'émission stimulée des radiations.

Le mot **LASER** est une abréviation de: "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

Les lasers constituent les sources les plus performantes notamment en ce qui concerne leur cohérence.

III.5.1 Relation d'Einstein

L'émission de lumière dans un laser est la conséquence des transitions entre niveau d'énergie dans le milieu considéré. La transition se fait entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 avec $E_2 > E_1$, l'énergie du photon crée est alors : $h\nu = E_2 - E_1$.

En général pour connaitre si l'émission entre les deux niveaux est possible il faut connaitre les populations respectives des niveaux 1 et 2, ceci est déterminé par la statistique régissant les populations. Dans les gaz et les liquides il s'agira la statistique de Boltzmann et dans le cas des semi-conducteurs la statistique de Fermi-Dirac.

Chaque niveau d'énergie E est caractérisé par le nombre d'atomes N dans une unité de volume, qui se trouvent dans l'état énergétique E à la température T . La population N du niveau E suit la loi de distribution de Boltzmann :

$$N = \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad \text{III.8}$$

Le taux de transition ascendante (absorption) est proportionnel à la population N_1 du niveau E_1 et la densité d'énergie ρ_f , le taux d'absorption R_{12} s'écrit :

$$R_{12} = B_{12} N_1 \rho_f \quad \text{III.9}$$

B_{12} une constante qui représente la probabilité de la transition ascendante et s'appelle le coefficient d'Einstein pour l'absorption.

Pour les transitions spontanées du niveau E_2 vers le niveau E_1 s'exprime :

$$R'_{21} = N_2 A_{21} \quad \text{III.10}$$

A_{21} est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée ; $A_{21} = 1/\tau_{21}$ et τ_{21} est la durée de vie de l'électron sur le niveau E_2 .

Le taux de transition de l'émission stimulée se détermine par :

$$R''_{21} = N_2 B_{21} \rho_f \quad \text{III.11}$$

A l'équilibre thermique on a une conservation du taux de transition, donc on a :

$$R_{12} = R'_{21} + R''_{21} \quad \text{III.12}$$

$$\text{D'où : } B_{12}N_1\rho_f = N_2 A_{21} + N_2 B_{21}\rho_f \quad \text{III.13}$$

$$\rho_f = \frac{N_2 A_{21}}{B_{12}N_1 - N_2 B_{21}} \quad \text{III.14}$$

$$\text{Ou } \rho_f = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{N_1 B_{12}}{N_2 B_{21}} - 1} \quad \text{III.15}$$

Le rapport N_1/N_2 s'exprime d'après la statistique de Boltzmann :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad \text{III.16}$$

Donc la densité spectrale s'écrit :

$$\rho_f = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{III.17}$$

III.5.2 Inversion de population

Un laser est fondamentalement un amplificateur de lumière dont la sortie est branché sur l'entrée et fonctionnant grâce à l'émission stimulée, mais l'émission stimulée est réalisable si le système est excité.

A l'équilibre thermique la plupart des atomes sont dans l'état fondamental E_1 donc $N_2 < N_1$. Pour réaliser l'amplification optique il faut créer une distribution non équilibrée des atomes pour laquelle la population du niveau excité soit la majorant c'est-à-dire $N_2 > N_1$. Ce processus est appelé *inversion de population* (Figure III.9).

Le phénomène d'inversion de population se fait par **pompage** en utilisant une source externe d'énergie.

Le pompage apporte de l'énergie au milieu amplificateur pour obtenir une inversion de population des niveaux d'énergie.

Le système à deux niveaux d'énergie est incapable d réaliser l'inversion de population puisque $B_{12} = B_{21}$ pour un système non dégénéré, donc $N_1 = N_2$.

Cependant l'inversion de population se réalise dans les schémas à trois et à quatre niveaux.

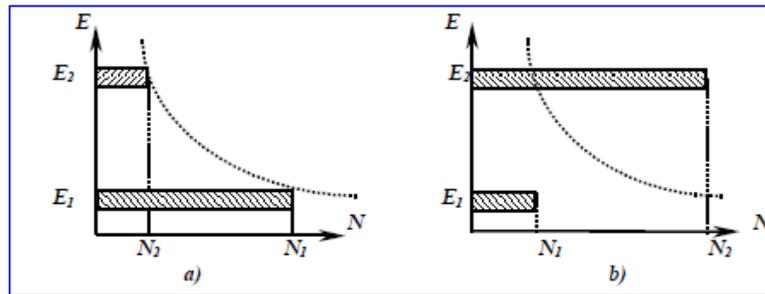


Figure III.9 : Inversion de population

Schéma à trois niveaux

C'est un système de trois niveaux d'énergie $E_1 < E_2 < E_3$ des populations N_1, N_2, N_3 . $N_1 > N_2$, $N_1 > N_3$ à l'état fondamental. Deux types de transitions sont possibles:

- Par pompage, on excite les atomes de E_1 pour passer vers le niveau E_3 et on aura $N_3 > N_1$ et une transition rapide non radiative vers E_2 , telle transition est dite relaxation. La quantité d'énergie ($\Delta E = E_3 - E_2$) dissipée sert à perturber les atomes de E_2 et de faire la transition radiative $E_2 \rightarrow E_1$ en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ (figure III.10a).
- Un deuxième type, tel que la transition radiative se fait de E_3 vers E_2 et la relaxation de E_2 vers E_1 , alors qu'on aura un photon d'énergie $h\nu' = \Delta E_{32}$. L'énergie ΔE_{21} sert à chauffer les atomes de E_1 (Figure III.10b).

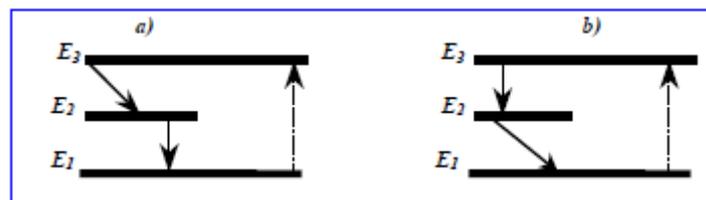


Figure III.10 : Schéma à trois niveaux

III.5.3 Fonctionnement laser

Les conditions que doivent être réunies pour constituer un laser sont [11]:

- Présence d'états métastables
- Mécanisme de pompage vers les états métastables
- Inversion de population des atomes des états métastables
- Emission stimulée
- Rétroaction optique pour augmenter l'émission stimulée

Le schéma général d'un générateur quantique du rayonnement laser est illustré sur la figure III.11.

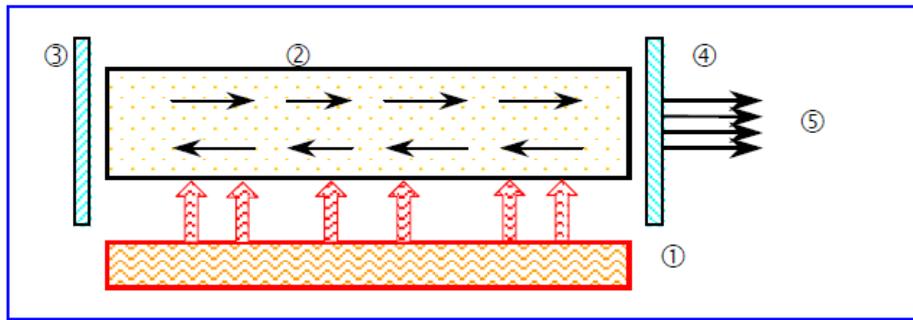


Figure III.11 : Fonctionnement du Laser

Une source d'énergie extérieure ((1)- source de pompage) appliquée sur le milieu actif (2) va exciter les atomes de ce milieu c.à.d elle détermine une inversion de population entre les niveaux de travail laser qui se produit un faisceau des photons identiques par émission stimulée propageant dans le milieu actif. Telle onde électromagnétique sera amplifiée.

Cet effet seul n'est suffisant pour générer la lumière laser. En effet, on utilise un résonateur optique. C'est une cavité de deux miroirs plans strictement parallèle entre eux: un miroir (3) est entièrement réfléchissant de réflectivité d'ordre 1 et l'autre miroir (4) est moins réfléchissant (réflectivité d'ordre 60% - 70%).

L'onde (l'ensemble des photons induits) qui se propage dans une direction normale aux plans des miroirs subit des réflexions multiples sur les miroirs revient de se propager dans le milieu actif et de s'amplifier de plus d'une façon périodique. Tel système des miroirs est un exemple classique de résonateur de **Fabry-Pérot** dans lequel la lumière est confinée entre les deux miroirs, enfin la lumière suffisamment amplifiée émerge du résonateur. Telle lumière (5) est la lumière laser. Les photons qui se propagent dans les directions non perpendiculaires aux plans des miroirs rayonnent hors du résonateur.

III.5.4 Cavités optiques

III.5.4.1 Configuration

Les cavités optiques (résonateurs) sont constituées de deux miroirs plans strictement parallèles entre eux. Des autres types des cavités sont illustrés sur la figure III.12.

III.5.4.2 Modes de la cavité

Pendant le fonctionnement laser, la lumière subit des réflexions multiples dans le résonateur, créant une onde stationnaire résultante de l'interférence des ondes à l'intérieure de

la cavité dont l'intensité est dépend de la différence de phase entre ces ondes, elle est maximale si la différence de phase est égale à $2k\pi$; où k est un entier, ce qui implique que le chemin optique traversé par l'onde doit être un multiple entier de la longueur d'onde λ .

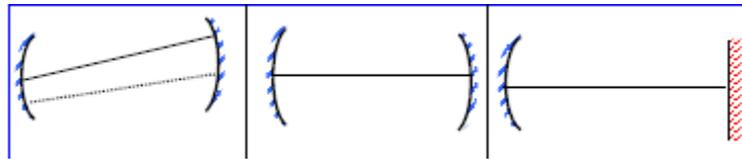


Figure III.12 : Types des cavités optiques.

Soit L la longueur de la cavité dans la direction axiale et n l'indice de réfraction du milieu actif, la condition pour créer une onde stationnaire est:

$$L = \frac{q\lambda}{2n} \quad \text{III.18}$$

où $2nL$ le chemin optique parcouru par l'onde dans le milieu en traversant la cavité une fois aller-retour, et λ la longueur d'onde émise. Alors que pour la fréquence ν on peut écrire:

$$2nL\nu = qc \quad \text{III.19}$$

Dans un milieu d'indice de réfraction $n = 3.5$, si l'onde émise est de $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$ on a $q = 2470$ pour $L = 300 \mu\text{m}$, donc lorsque q change de 1 la longueur d'onde est légèrement changée. Les valeurs de q entraînent la génération d'une série des ondes des longueurs d'ondes légèrement différentes. Ce sont des modes longitudinaux dont l'intervalle en fréquence entre deux modes adjacents ($\Delta q = 1$) est:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad \text{III.20}$$

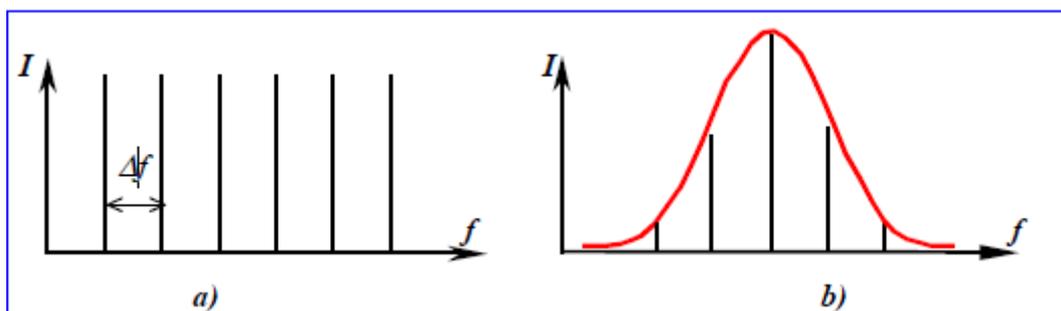


Figure III.13 : Modes longitudinaux.

L'espace entre les raies appelé Intervalle Spectrale Libre (ISL), il est de l'ordre du nanomètre est exprimé par : $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$ III.21

Exemple : Pour GaAs, $\lambda = 0,85 \mu\text{m}$, $L = 200 \mu\text{m}$, et $n = 3,6$ entraîne $\Delta\lambda = 0,5 \text{ nm}$

III.5.5 Diodes laser (Laser à semiconducteurs)

Les mêmes matériaux utilisés pour les DEL sont aussi utilisés pour les diodes laser appelés aussi laser à semiconducteurs dont lesquels l'inversion de population est réalisé par un courant électrique ce qui entraîne l'injection des électrons dans la bande de conduction. L'amplification se produit donc lorsque le courant dépasse une valeur de seuil (threshold). Tant que l'on reste en dessous d'une valeur de seuil de courant, la diode laser se comporte comme diode électroluminescente (l'émission est spontanée); dès que le seuil est atteint, l'inversion de population est réalisée. Typiquement, le courant de seuil est de l'ordre de 30 à 100 mA, à 25 °C mais il varie et augmente avec la température.

III.5.5.1 Matériaux utilisés [16]

- Diodes laser grand public pour l'enregistrement et pour la lecture optique, il s'agit de lasers avec les longueurs d'onde dans la gamme $750 \text{ nm} < \lambda < 900 \text{ nm}$ le matériau est l'alliage $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. L'énergie de gap en fonction de la proportion stochiométrique x s'exprime par :

$$E_{g\text{GaAlAs}}(\text{eV}) = 1,42 + 1,25.x + 0,27.x^2 \quad (14)$$

- Diodes laser pour télécommunications pour émetteurs dans les liaisons à fibres optiques, dans la première fenêtre à $\lambda_{\text{I}} = 850 \text{ nm}$ l'alliage $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$, de moins en moins utilisé, dans la deuxième fenêtre à $\lambda_{\text{II}} = 1310 \text{ nm}$ en $\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,27}\text{As}_{0,58}\text{P}_{0,42}$, et dans la troisième fenêtre à $\lambda_{\text{III}} = 1550 \text{ nm}$, en $\text{In}_{0,58}\text{Ga}_{0,42}\text{As}_{0,9}\text{P}_{0,1}$, l'énergie de gap de l'alliage $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ s'exprime par :

$$E_{g\text{InGaAsP}}(\text{eV}) = 1,35 - 1,98.x + 1,48.x^2 - 0,56.x^3 \quad \text{et} \quad y \approx 2,2.x \quad \text{III.22}$$

III.5.5.2 Condition de seuil d'un laser à semiconducteurs

La zone active de longueur L délimitée par les deux facettes de coefficient de réflexion R_1 et R_2 constitue la cavité laser.

Le matériaux SC présente un coefficient d'absorption interne $\alpha_i(\lambda)$. L'effet laser est obtenu par pompage, en effet, le pompage se fait par le courant d'injection I qui engendre un coefficient de gain $g(\lambda)$ dans la cavité

Après traverser la cavité, de longueur L , une fois aller-retour la puissance devient

$$P_1 = P_0 R_1 R_2 \exp(2(g - \alpha_i)L)$$

L'oscillation laser commence si $P_1 > P_0$ donc si :

$$P_0 R_1 R_2 \exp(2(g - \alpha_i)L) > P_0$$

Donc si g est plus grand ou égal à une certaine valeur de seuil g_s :

$$g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad \text{III.23}$$

α_m est les pertes de couplage par les miroirs.

$$R_1 \text{ et } R_2 \text{ les réflexivités des miroirs, } R_1=R_2 = R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad \text{III.24}$$

Dans le cas de GaAs $n = 3,6$ ce qui donne $R = 30\%$ pour chaque face.

III.5.5.3 Caractéristiques d'une diode laser

- Efficacité différentielle

L'efficacité différentielle η_d est définie comme étant le rapport du nombre des photons (ΔNp) de sortie pour un accroissement donné du nombre des électrons injectés (ΔNe).

$$\eta_d = \frac{\Delta Np}{\Delta Ne} = \frac{\frac{\Delta P}{\hbar\omega}}{\frac{\Delta I}{e}} = \frac{\Delta P}{\Delta I} \frac{e}{\hbar\omega} = \frac{1}{Eg} \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad \text{III.25}$$

P est la puissance optique de sortie et I est l'intensité du courant appliqué au borne de la jonction.

Si l'intensité du courant électrique est au-dessous de seuil I_s , la puissance optique émise est correspond aux photons de l'émission spontanée, une fois le seuil est dépassé, la puissance est donc liée aux photons de l'émission stimulée.

Pour $I < I_s$: $P = 0$ et la puissance de laser est P pour $I > I_s$

$\Delta I = I - I_s$ et $\Delta P = P - 0 = P$, donc

$$\eta_d = \frac{\Delta P}{Eg \Delta I} = \frac{P}{(I - I_s) Eg} \quad \text{III.26}$$

- Efficacité quantique interne

L'efficacité quantique interne est définie comme étant le nombre de photons produits dans la cavité au nombre d'électrons injectés.

$$\eta_i = \eta_d \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\alpha_m} = \eta_d \left(1 + \frac{\alpha_i L}{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}\right) \quad \text{III.27}$$

- Efficacité quantique externe

L'efficacité quantique externe est définie comme étant le rapport des photons de sortie au nombre total d'électrons injectés.

$$\eta_{ext} = \frac{N_{p \text{ sortie}}}{N_{e \text{ total}}} = \frac{\frac{P_{sortie}}{\hbar\omega}}{\frac{I}{e}} = \frac{P_{sortie}}{\hbar\omega} \frac{e}{I} = \frac{P}{IEg} \quad \text{III.28}$$

Par conséquent : $P = \eta_d(I - I_s) Eg$ et l'efficacité quantique externe s'écrit :

$$\eta_{ext} = \frac{P}{IEg} = \frac{\eta_d(I - I_s)Eg}{IEg} \quad \text{ou bien}$$

$$\eta_{ext} = \eta_d \left(1 - \frac{I_s}{I}\right) \quad \text{III.29}$$

Is est l'intensité du courant de seuil.

- **Le rendement du dispositif**

La jonction étant polarisée en direct sous une tension V, la puissance électrique est $P_{ele} = V I$.

Le rendement de conversion de la puissance électrique en puissance optique est :

$$\eta_c = \frac{P_{opt}}{P_{ele}} = \frac{P_{opt}}{VI} = \eta_i \frac{I - I_s}{I} \left(\frac{\hbar\omega}{eV}\right) \cdot \left[1 + \frac{\alpha_i L}{\text{Log}\left(\frac{1}{R}\right)}\right]^{-1} \quad \text{III.30}$$

Remarque : La durée de vie des photons s'exprime par :

$\tau_p = n/cg_s$, n est l'indice de réfraction de la couche active et c est la vitesse de la lumière.

- **Caractéristique puissance-courant**

Pour $I < I_s$ les recombinaisons se font essentiellement par émission spontanée et la diode laser fonctionne comme une diode électroluminescente. Une fois le seuil est atteint, la densité de porteurs N dans la couche active sature à la valeur N_s toute augmentation ultérieure du courant injecté au-dessus de I_s conduit à l'émission stimulée de photons.

Pour $I > I_s$ le nombre des porteurs recombinés (N_r) par seconde dans tout le volume de la couche active est :

$$N_r = \frac{I - I_s}{e} \quad \text{III.31}$$

Le nombre des photons créés par seconde est :

$$N_p = \eta_i N_r \quad \text{III.32}$$

La puissance émise à l'intérieur de la couche active est alors :

$$P_i = \frac{I - I_s}{e} \eta_i \hbar\omega \quad \text{III.33}$$

La puissance émise à l'extérieur par une face, en considérant les pertes, est alors

$$P_e = \frac{P_i}{2} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} = \frac{\eta_i \alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \frac{\hbar\omega(I - I_s)}{2e} \quad \text{III.34}$$

$$P_e = \frac{P_i \left(\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}\right)}{2\left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}\right)} = \frac{P_i/2}{1 - \frac{\alpha_i L}{\ln R}} = \frac{\eta_i \hbar\omega(I - I_s)}{2e\left(1 - \frac{L\alpha_i}{\ln R}\right)} \quad \text{III.35}$$

La figure III.15 montre l'allure de la courbe des variations de la puissance optique en fonction du courant injecté et de la température.

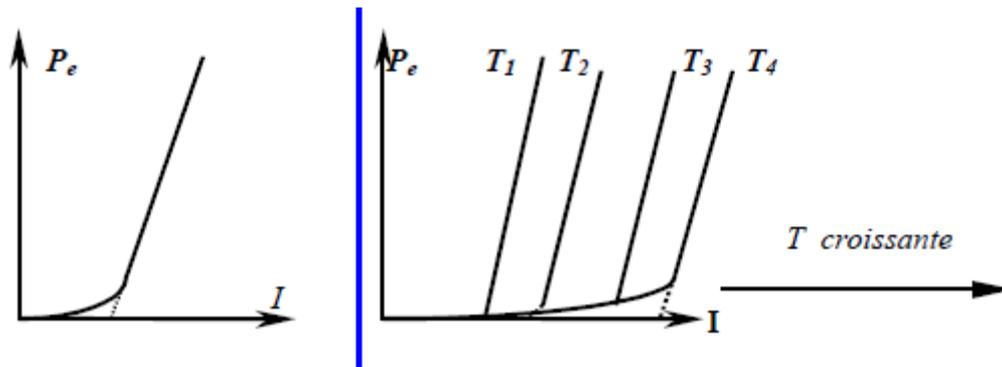


Figure III.15: Caractéristique flux-courant & déplacement du courant de seuil en fonction de la température.

III.5.5.4 Cavités avec réseau de Bragg DFB et DBR

Les diodes laser conventionnelles n'émettent pas sur un seul mode longitudinal, la présence de ces modes latéraux entraîne une limitation de la bande passante de la fibre optique.

Le fonctionnement quasi-monomode peut être obtenu aux fréquences de l'ordre du GHz avec les lasers à contre réaction répartie. Autrement dit, On obtient de telles sources en sélectionnant une raie du spectre Fabry-Pérot à l'aide d'un réseau gravé interne.

Le pas du réseau gravé Λ vérifie la condition de Bragg [16] :

$$2n\Lambda = m\lambda \quad \text{III.36}$$

Pour $\lambda = 1550 \text{ nm}$ à l'ordre $m = 1$, $\Lambda = 230 \text{ nm}$ et à l'ordre $m = 2$, $\Lambda = 460 \text{ nm}$.

Lorsque le réseau est gravé en dessous ou au-dessus de la couche active, le laser s'appelle DFB (Distributed FeedBack) comme il est illustré dans la figure III.16-a.

Lorsque le réseau est gravé en prolongement de la zone active on l'appelle DBR (Distributed Bragg Reflector) (voir la figure III.16-b).

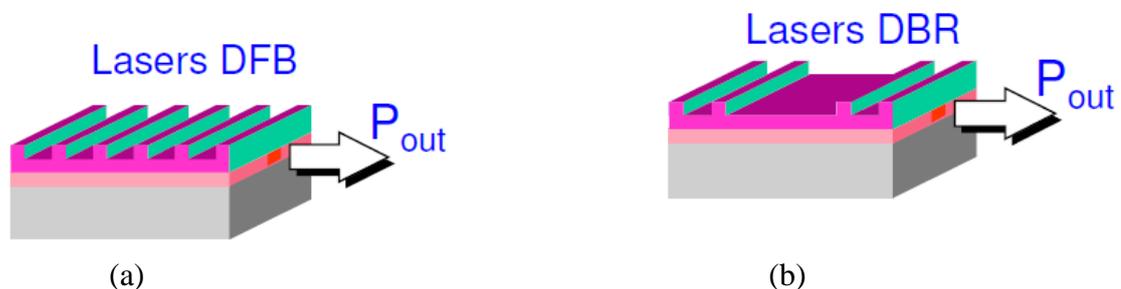
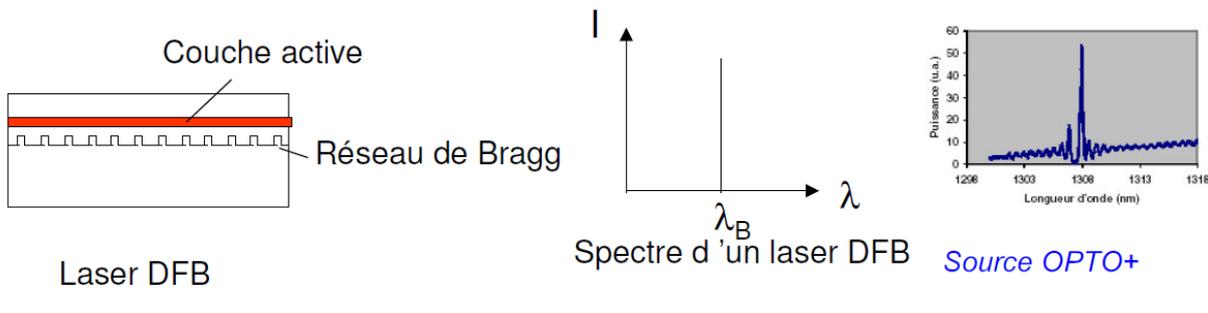


Figure III.16 : Cavités avec réseau de Bragg [18] :

(a) diode laser DFB, (b) diode laser DBR

- Spectre d'un laser DFB

Dans un laser DFB le réseau est gravé au niveau de la zone active. Le spectre est monomode et caractérisé par le taux de suppression de mode. Side Mode Suppression Ratio on a en général $SMSR > 30$ dB, avec une largeur spectrale de quelque MHz bien adaptée aux transmissions sur fibre optique longue distance. On obtient ainsi un spectre mono longueur d'onde.



Exercices Chapitre III

Exercice 01

Une diode électroluminescente a une intensité énergétique qui suit la loi :

$$I = I_0 \cdot (\cos\theta)^7$$

1. Représenter le diagramme d'émission de la DEL en coordonnées polaires
2. Cette DEL est parfaitement couplée à une fibre à saut d'indice d'ouverture numérique $O.N = 0,25$. Calculer l'angle d'acceptance de cette fibre
3. Montrer que la puissance couplée vaut environ $0,18.I_0$. On rappelle que la puissance élémentaire s'écrit $dP = I.d\Omega$ et que l'angle solide élémentaire s'exprime par $d\Omega = 2\pi.\sin\theta.d\theta$.
4. Sachant que la puissance totale P_0 émise vaut $0,79.I_0$, exprimer en dB la perte due au couplage.

Exercice 02

On considère une diode laser dont les caractéristiques sont : pertes intrinsèques α_i , indice de réfraction n , largeur de bande interdite E_g .

1. Déterminer l'expression du gain de seuil à partir duquel l'effet laser se déclenche.
2. En tenant compte de la perte due à la réflexion sur les miroirs de la cavité. Calculer en fonction de n , L et α_i la durée de photon τ_p à l'intérieur de la cavité.
3. La diode émet de la puissance optique 1.17 mW en appliquant un courant d'intensité : I , telle puissance devient 1.95 mW si on augmente l'intensité du courant de 0.8 mA. Calculer l'intensité du courant de seuil et la valeur de l'efficacité quantique différentielle.
4. Dans le cas d'une diode laser $Ga_{1-x}Al_xAs$ à hétérojonction la largeur de la bande interdite directe est donnée par la relation empirique :

$$E_g = 1.424 + 1.266x + 0.266x^2$$

Pour la diode à $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$; $y=2,2x$, l'énergie de gap est

$$E_g = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2$$

Si $x = 0.3$ comparer les longueurs d'ondes de la lumière émise par les diodes.

Application numérique :

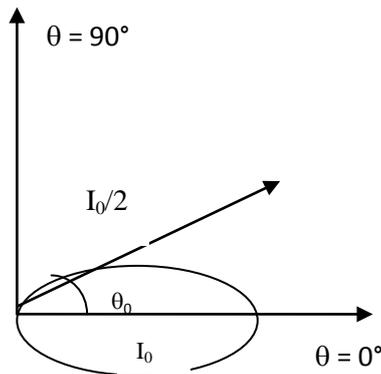
Longueur de la cavité : $L = 500 \mu\text{m}$; $\alpha_i = 600 \text{ m}^{-1}$, $n = 3.6$, $E_g = 1,3 \text{ eV}$, $I = 3 \text{ mA}$, durée de vie de l'électron $\tau_n = 3 \text{ ns}$, charge de l'électron : $1.60217733 \times 10^{-19} \text{ C}$, $h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ Js}$ = $4.1356692 \times 10^{-15} \text{ eVs}$.

Corrigés exercices du chapitre III

Exercice 01

La loi d'émission de la DEL est $I = I_0 \cdot (\cos\theta)^7$

- Le diagramme d'émission de la DEL en coordonnées polaires, on représente la valeur de l'intensité I sur un axe incliné de θ , cette représentation nous donne le pétale d'émission de la DEL.



L'angle θ_0 est obtenu pour $I = I_{\max}/2$ (atténuation lumineuse de 3 dB)

$$I/I_0 = 0,5 = \cos\theta_0^7 \text{ ce qui donne } \theta_0 = \arccos\sqrt[7]{0,5}$$

L'angle correspondant entre 0° et 90° est $\theta_0 = 25^\circ$

- L'ouverture numérique de la fibre optique $O.N = 0,25$ d'où l'angle d'acceptance de cette fibre est $\sin\theta_{\max} = O.N = 0,25$, donc $\theta_{\max} = 14,28^\circ$.
- Montrer que la puissance couplée vaut environ $0,18 \cdot I_0$. La puissance élémentaire s'écrit $dP = I \cdot d\Omega$ et l'angle solide élémentaire s'exprime par $d\Omega = 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta$.

La puissance couplée est celle du cône d'émission qui peut effectivement se propager dans la fibre optique. Cette puissance est obtenue par intégration de la puissance élémentaire entre les bornes θ_0 et θ_{\max} .

$$\begin{aligned} P &= \int dP = \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_{\max}} I \cdot 2\pi \cdot \sin\theta \cdot d\theta \\ &= 2\pi I_0 \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_{\max}} \sin\theta \cos^7\theta \cdot d\theta \end{aligned}$$

Pour intégrer, changeons de variables en posant $X = \cos\theta$, on a $dX = -\sin\theta d\theta$ et $X^7 = \cos^7\theta$

Les bornes d'intégrations $\theta = 0^\circ$ et $\theta = \theta_{\max}$ se transforment respectivement en $\cos 0$ et $\cos \theta_{\max}$. La puissance s'écrit :

$$P = -I_0 2\pi \int_{\cos 0}^{\cos \theta_{\max}} X^7 dX$$

$$P = -I_0 2\pi \frac{1}{8} [X^8]_1^{\cos\theta_{max}}, \text{ AN: } P = 0,178I_0$$

En se limitant à deux chiffres significatifs, on obtient :

$$P = 0,18 I_0$$

4. Pertes de couplage : la puissance délivrée par la DEL est $P_0 = 0,79I_0$, celle véhiculée par la fibre est $P = 0,18I_0$, la perte de couplage (atténuation) vaut :

$$A = 10\log(P/P_0), \text{ AN : } A = -6,42 \text{ dB.}$$

Exercice 02

1. L'expression du gain de seuil à partir duquel l'effet laser se déclenche est :

$$g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) = \alpha_i + \alpha_m$$

2. En tenant compte de la perte due à la réflexion sur les miroirs de la cavité. La durée de photon τ_p à l'intérieur de la cavité en fonction de n , L et α_i est exprimée par :

$$\tau_p = n/c g_s = \frac{n}{c \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right]} = \frac{n}{c \left[\alpha_i + \frac{1}{2L} \text{Ln} \left(\frac{1}{\left(\frac{n-1}{n+1} \right)^4} \right) \right]}$$

$$\text{AN : } \tau_p = 4,14 \text{ ps.}$$

3. La diode émet de la puissance optique 1.17 mW en appliquant un courant d'intensité I , telle puissance devient 1.95 mW si on augmente l'intensité du courant de 0.8 mA.

L'intensité du courant de seuil et l'efficacité quantique différentielle sont déterminées depuis les caractéristiques statiques de la diode,

$$\text{on a : } \eta_d \frac{\Delta P}{E_g \Delta I}, \text{ AN : } \eta_d = 75\%.$$

$$\text{Le courant de seuil est exprimé par : } I_s = I - \frac{P}{E_g \eta_d}$$

$$\text{AN : } I_s = 1,8 \text{ mA}$$

4. Dans le cas d'une diode laser $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ à hétérojonction la largeur de la bande interdite directe est donnée par la relation empirique : $E_g = 1.424 + 1.266x + 0.266x^2$

$$\text{Pour la diode à } \text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}; y=2,2x, \text{ l'énergie de gap est } E_g = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2$$

Si $x = 0.3$ comparer les longueurs d'ondes de la lumière émise par les diodes.

La longueur d'onde de la lumière émise pour la diode laser $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est $0,688 \mu\text{m}$, celle de la diode laser à $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est $1,33 \mu\text{m}$.

On constate que la longueur d'onde de la lumière émise par la diode laser à base des matériaux quaternaire comme $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est importante (2^{ème} fenêtre optique) par rapport à celle de la diode laser à base des matériaux ternaire comme le $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

Chapitre IV

Les détecteurs Optiques : Photodiode PIN et à Avalanche

IV.1 Introduction

Un détecteur optique est un dispositif qui fait transformer l'énergie optique en énergie électrique ou autrement dit- il convertit un signal optique en signal électrique. La tension à la sortie est proportionnelle à la puissance optique incidente.

Le récepteur d'un système de communication optique doit comporter un détecteur optique qui doit avoir [15] :

- Une grande sensibilité à la longueur d'onde du signal incident.
- Une grande bande passante (ou grande vitesse de réponse).
- Un faible bruit additionnel donc haute fidélité de conversion.
- Haute efficacité quantique.
- Faible dimensions pour l'efficacité de couplage avec la fibre.

Deux types de dispositifs à semiconducteur répondent à ces conditions : les photodiodes PIN et à avalanche (PDA).

Une photodiode peut être utilisée suivant deux modes [16] :

- Mode photovoltaïque qui correspond à une diode non polarisée en circuit ouvert. La lumière crée des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace, il se crée alors une différence de potentiel à travers la jonction, c'est le cas des cellules solaires.
- Mode photoconducteur ici on applique une tension inverse, c'est le mode le plus utilisé pour les longueurs d'onde dans le visible et dans le proche infrarouge.

VI.2 Principe de fonctionnement

Une photodiode est constituée par une jonction PN. Entre les zones P et N apparaît sous l'application d'un champ électrique une zone de transition, appelée aussi zone de charge d'espace, qui permet la création et la séparation des paires électrons-trou : un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence, cette paire génère un courant électrique dit photocourant.

VI.2.1 Longueur d'onde de seuil

Le semiconducteur peut passer vers l'état excité (Figure IV.1-a) si l'énergie du photon est suffisante pour permettre le passage de la BV vers la BC, donc l'existence de la bande interdite entraîne l'existence d'un seuil d'absorption.

Seuls les photons d'énergie supérieure à la largeur de bande interdite du semiconducteur sont absorbés de manière utile d'où la condition : $\hbar\omega > E_c - E_v = E_g$

Ce qui correspond à la longueur d'onde de seuil λ_s telle que

$$\hbar\omega_s = hc/\lambda_s = E_g$$

Ou bien sous la forme : $\lambda_s = 1,24/E_g$ [15, 24]

Où λ_s est exprimée en μm et E_g en eV.

Si $\lambda > \lambda_s$ donc $h\omega < E_g$ et le photon travers le semiconducteur sans être absorbé et on dit que le matériau est transparent pour telle longueur d'onde.

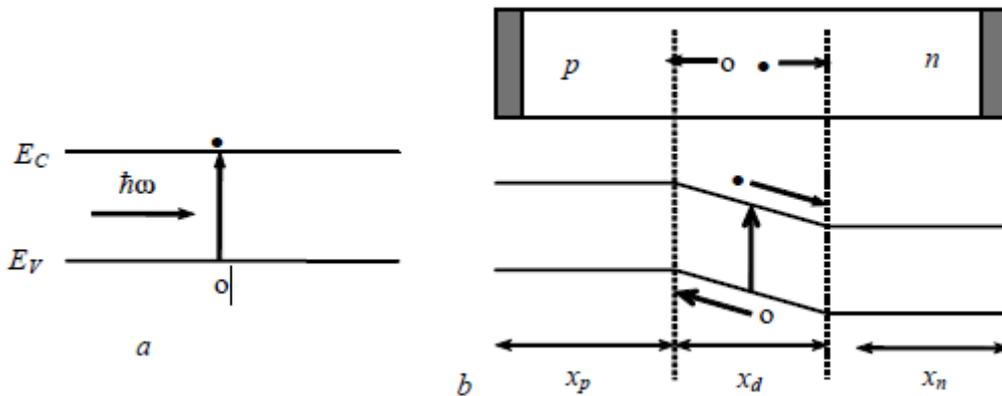


Figure IV.1 : Principe de fonctionnement d'une photodiode.

Dans le tableau suivant on donne λ_s pour quelques matériaux semiconducteurs :

	As	Si	Ge	InSb	GaAs
E_g eV	1.43	1.12	0.72	0.18	1.3
λ_s (μm)	0.87	0.72	1.7	6.3	0.95

IV.2.2 Coefficient d'absorption

Le phénomène important qui détermine le rendement d'une photodiode est l'absorption du matériau semiconducteur, caractérisée par le coefficient d'absorption α , qui est défini par unité de longueur habituellement en cm^{-1} .

Si P_i étant la puissance optique incidente à la face de semiconducteur ; la puissance émergente dans le matériau est : $(1-R)P_i$, où R est le coefficient de réflexion de l'interface air-semiconducteur. La puissance absorbée dans le matériau en traversant une distance x devient : $P(x) = (1-R) P_i \exp(-\alpha x)$.

Sur la figure IV.2 on montre les courbes de variations de coefficient d'absorption pour quelques semiconducteurs usuels.

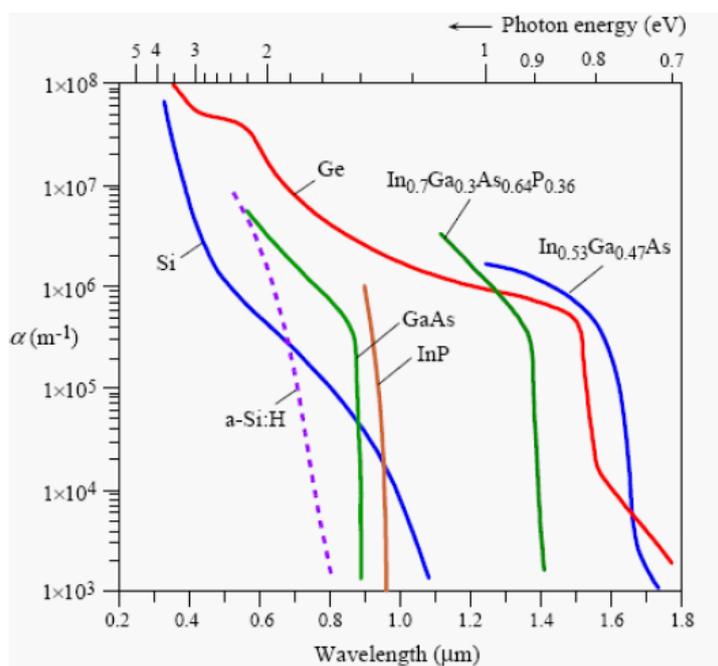


Figure IV.2 : Coefficient d'absorption dans différents semiconducteurs [15].

On peut distinguer plusieurs zones dans la variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde [16].

- Une zone d'absorption pour $\lambda < \lambda_s$ où l'on peut considérer en première approximation α constant.
- Une zone de transparence pour $\lambda > \lambda_s$
- Une zone où α devient très grand pour des longueurs d'ondes petites et où pratiquement toute l'absorption se fait à la surface avec un temps de recombinaison est très court.

IV.3 Caractéristiques d'une photodiode

IV.3.1 Efficacité quantique

La puissance optique incidente P_i d'une onde lumineuse de fréquence ν est équivalente à N_p photons incidents par seconde tel que $N_p = P_i/h\nu$.

On définit l'efficacité quantique apparente d'une photodiode comme le nombre des électrons créés (N_e) par le nombre des photons incidents par seconde :

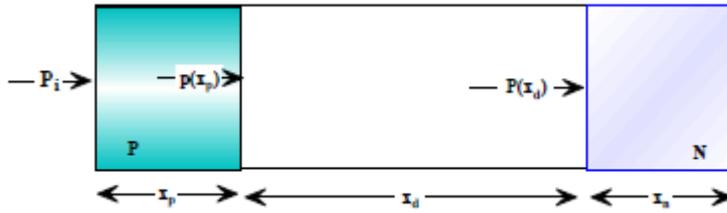
$$\eta_a = N_e/N_p \quad \text{IV.1}$$

Or N_e détermine un photocourant d'intensité I_p telle que : $I_p = N_e \cdot e$ donc :

$$\eta_a = \frac{I_p h\nu}{eP_i} = \frac{I_p hc}{e\lambda P_i} \quad \text{IV.2}$$

Si l'onde tombe initialement, avec une puissance P_i , sur la zone p de largeur x_p dont α_p est le coefficient correspondant, donc la puissance qui tombe sur la zone désertée est :

$$P_{(x_p)} = P_i(1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p)$$



Telle puissance devient, en traversant la zone désertée, supposée de largeur x_d et de coefficient d'absorption α_d :

$$P_{(x_d)} = P_i(1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p) \cdot \exp(-\alpha_d x_d) \quad \text{IV.3}$$

La puissance optique qui se transforme en courant électrique est celle qui se transforme en puissance électrique : $P_u = P(x_p) - P(x_d)$

$$P_u = P_i(1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p) \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)] \quad \text{IV.4}$$

D'où l'efficacité quantique :

$$\eta = \frac{P_u}{P_i} = (1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p) \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)] \quad \text{IV.5}$$

Les relations (4) et (5) nous donnent :

$$I_p = \eta \frac{eP_i}{h\nu} = \frac{eP_i}{h\nu} (1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p) \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)] \quad \text{IV.6}$$

Pour avoir une efficacité quantique élevée il faut diminuer R et $\alpha_p x_p$ et augmenter $\alpha_d x_d$, dans ces conditions l'expression IV.6 devient :

$$I_p = \frac{eP_i}{h\nu} \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)] \quad \text{IV.7}$$

Si la lumière tombe sur la région N l'expression IV.6 devient :

$$I_p = \eta \frac{eP_i}{h\nu} = \frac{eP_i}{h\nu} (1 - R) \cdot \exp(-\alpha_n x_n) \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)] \quad \text{IV.8}$$

IV.3.2 Sensibilité spectrale

La sensibilité spectrale d'une photodiode est définie par le photocourant généré par unité de puissance optique incidente et elle s'exprime en $A \cdot W^{-1}$:

$$S_{\lambda} = \frac{I_p}{P_i} = \frac{\eta e \lambda}{h \nu} = \eta \frac{\lambda(\mu m)}{1,24} \quad \text{IV.9}$$

IV.4 Photodiode PIN

La photodiode PIN est constituée par trois zones : Une zone dopée P suivie d'une zone intrinsèque I et d'une zone N d'où le nom du composant. Le composant est fabriqué sur un substrat, par exemple pour un composant en InGaAs on aura une zone P en InGaAs, une zone N intrinsèque InGaAs et une zone N en InP qui constitue le substrat.

La largeur de la zone intrinsèque est optimisée afin de maximiser le rendement et aussi la réponse en fréquence à travers la bande passante. Le rayonnement est entièrement absorbé dans la zone intrinsèque I.

Pour le fonctionnement à haute fréquence la zone intrinsèque doit être complètement dépeuplée et le champ électrique doit atteindre, pour InGaAs, environ des valeurs de l'ordre de 50 Kv.cm^{-1} , de façon à atteindre la vitesse de saturation des porteurs.

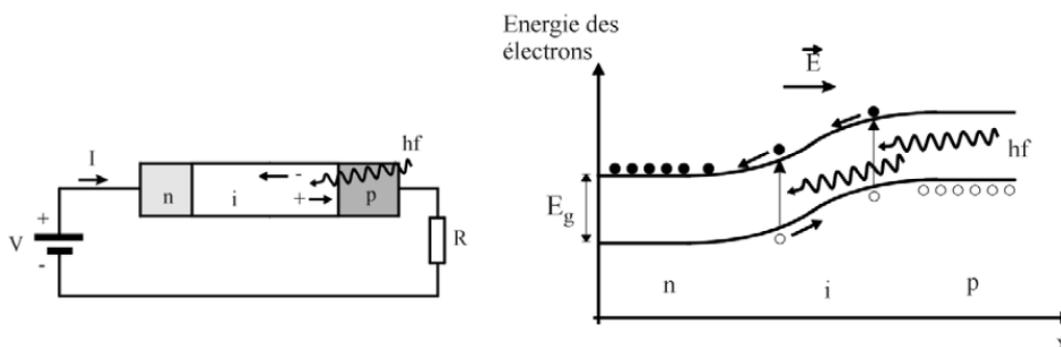


Figure IV.3 : Diode PIN et diagramme d'énergie correspondant.

IV.4.1 Temps de réponse d'une photodiode PIN

Les contributions au temps de réponse sont de différente nature [16] :

- Temps de transit t_{tr} à travers la zone intrinsèque $10 \text{ ps} < t_{tr} < 100 \text{ ps}$

$$t_{tr} = W / V_d \quad \text{IV.10}$$

Où W est la largeur de la zone de transition et V_d la vitesse de dérive des électrons. Un bon compromis entre rapidité et rendement impose de choisir une largeur $1/\alpha < W < 2/\alpha$

Où α est le coefficient d'absorption du matériau.

- Temps de diffusion t_{diff} à travers la zone intrinsèque, surtout quand W est grand alors $t_{diff} \approx 10 \text{ ns}$.

IV.4.2 Capacité d'une photodiode PIN

La capacité de la jonction dans la photodiode C_j dépend des caractéristiques diélectriques et géométriques et de la tension inverse appliquée V_p :

$$C_j = \epsilon_s \cdot S_d / W \quad \text{IV.11}$$

Où ϵ_s est la constante diélectrique du semiconducteur détecteur, S_d sa surface, W la largeur de la zone intrinsèque et V_p la tension inverse de polarisation.

C_j est en général de l'ordre de quelques pF.

IV.5 Photodiode à avalanche

Contrairement à la photodiode PIN, la photodiode à avalanche (APD pour Avalanche Photo Diode) est un dispositif avec gain, c'est-à-dire que le nombre de paires électron-trou collectées est supérieur au nombre de photons absorbés. Le mécanisme de multiplication est lié au phénomène d'ionisation par impact, sous l'action d'un champ électrique intense, les porteurs peuvent acquérir une énergie cinétique suffisante pour ioniser –ou exciter- d'autres paires électron-trou.

Tout comme pour les photodiodes PIN, il existe plusieurs structures possibles. Voici à titre d'exemple le cas d'une structure dans le Silicium. Elle résulte d'un compromis entre une zone d'absorption large, et une jonction très abrupte pour obtenir un très fort champ électrique. C'est le principe de la structure $p\pi n$ (Figure IV.4) [25]

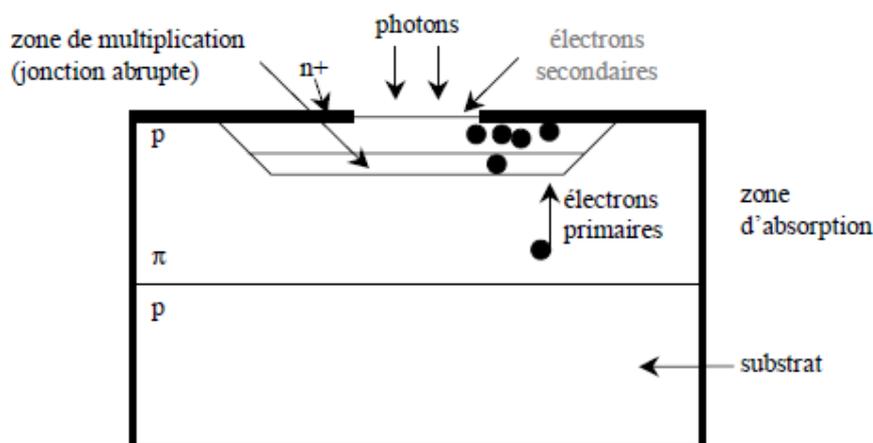


Figure IV.4 : Structure d'une photodiode à avalanche $p\pi n$.

L'absorption a lieu dans une zone large et peu dopée, dite π et la multiplication a lieu dans la jonction abrupte $pn+$. En outre, pour une tension inverse élevée, la zone de charge d'espace s'étend dans la zone π , dont la résistivité va augmenter avec la tension. Ce principe introduit

un effet stabilisateur : le champ électrique et le gain augmentent lentement ce qui permet d'éviter le claquage.

Dans une photodiode à avalanche PDA, les électrons créés dans la zone intrinsèque I sont multipliés par effet d'avalanche. On caractérise cet effet par un gain d'avalanche appelé aussi facteur de multiplication M ou gain d'avalanche. Le courant engendré s'écrit [16] :

$$I_{PDA} = M \cdot S(\lambda) \cdot P_{opt} \quad \text{IV.12}$$

Alors que dans une photodiode PIN on a :

$$I_{PIN} = S(\lambda) \cdot P_{opt} \quad \text{IV.13}$$

En récapitulant le principe de base de la photodiode PDA dans les points deux points suivants :

- Pour obtenir l'effet d'avalanche il faut appliquer sur la PDA une tension inverse élevée.
- Le facteur de multiplication M dépend de cette tension inverse. L'effet d'avalanche est déclenché pour une tension inverse supérieure à la tension d'avalanche V_A .

On peut déterminer la valeur de M en déterminant d'abord le courant I_0 pour des tensions en dessous de la tension d'avalanche $V < V_A$ où la PDA se comporte comme une PIN avec $M = 1$, et ensuite faire le rapport du courant en zone d'avalanche I_M pour une tension $V > V_A$ et du courant I_0 : $M = \frac{I_M}{I_0}$

Les tensions d'avalanche varient typiquement de 10 V à 100 V, et les facteurs de multiplication M de 1 à 100.

Le gain dans une PDA dépend du taux d'ionisation K_{ion} qui est relié aux coefficients d'ionisation des électrons α_e et des trous α_h , dans le semiconducteur. L'inverse de ces grandeurs constitue le libre parcours moyen d'ionisation. Ces coefficients augmentent avec le champ électrique E et diminuent avec la température T :

$$K_{ion} = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad \text{IV.14}$$

Le facteur d'avalanche M est exprimé au moyen de la relation suivante :

$$M = \frac{1 - K_{ion}}{\exp[-(1 - K_{ion})\alpha_e W_M] - K_{ion}} \quad \text{IV.15}$$

Où W_M est la longueur sur laquelle a lieu le phénomène d'avalanche et qui augmente avec la tension V appliquée.

Les meilleures performances sont obtenues pour des matériaux ayant un seul type de porteur ionisé, électron ou trou, qui correspond au cas $K_{ion} \rightarrow 0$ pour les électrons ou $K_{ion} \rightarrow \infty$ pour les

trous. Dans ce cas on obtient une plus grande rapidité, le bruit est minimisé et le phénomène d'avalanche devient plus stable.

Cette situation est obtenue en séparant la zone d'absorption qui est la zone intrinsèque I de la zone d'avalanche, qui la jonction P-N⁺, on obtient donc des composants à base de jonctions P⁺-I-P-N⁺ que l'on appelle SAM-APD Separate Absorption Multiplication Avalanche Photo Diode

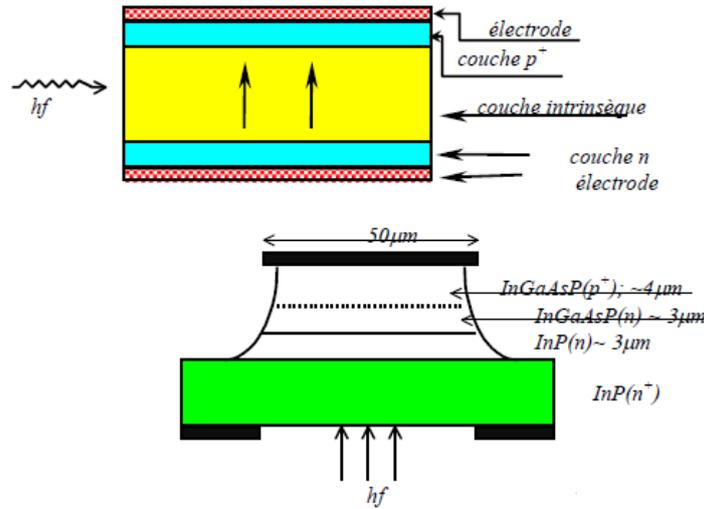


Figure IV.4 : Structure de quelques photodiodes [15].

IV.5.1 Caractéristiques d'une photodiode PDA

IV.5.1.1 Temps de réponses d'une photodiode PDA

Les PDA possèdent des temps de réponse plus long par rapport aux photodiodes PIN. Un délai supplémentaire est dû au phénomène d'ionisation.

$$t_M = \frac{M \cdot K_{ion} \cdot W_M}{V_e} \quad \text{IV.16}$$

I.5.1.2 Facteur de bruit d'une PDA

Les photodiodes PDA présentent des caractéristiques en bruit spécifiques au phénomène d'avalanche, le bruit est supérieur au cas d'une photodiode PIN.

On introduit un facteur de bruit qui dépend du facteur de multiplication F(M) tel que,

$$F(M) = K_{ion} M + (1 - K_{ion}) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \quad \text{IV.17}$$

En général on peut donner une expression approchée du facteur de bruit par :

$$F(M) = M^x \quad \text{avec } 0,3 < x < 2$$

La bande passante de la photodiode PDA est: $\Delta f = \frac{1}{2\pi M\tau}$ IV.18

Avec : M est le gain d'avalanche et τ est le temps de transit effectif, $\tau = \text{temps d'avalanche} / M$

IV.6 Sources de bruit des photodiodes

Les sources de bruit dans les détecteurs se manifestent sous forme de courants. Pour évaluer les performances de la photodiode on détermine le rapport signal sur bruit (S/B) défini par :

$$S/B = \frac{\text{Photocourant engendré par la puissance du signal optique}}{\text{courant de bruit du photodétecteur} + \text{courant de bruit de l'amplificateur}}$$

Le courant correspond à la grandeur détectée,

$$I_{PIN} = S(\lambda).P(t) \quad I_{PDA} = S(\lambda).M.P(t)$$

Différents termes de bruit doivent être considérés:

IV.6.1 Bruit quantique ou photonique $\langle i_Q^2 \rangle = 2e.I.\Delta f$ IV.19

Où I est l'amplitude du courant et Δf la bande passante du système de détection composé de la photodiode et du circuit.

IV.6.2 Bruit d'obscurité

Ce bruit est associé au courant inverse dans une diode présent en absence d'éclairement extérieur. Le courant d'obscurité dépend fortement du semiconducteur choisi, de sa température et de la tension inverse appliquée.

$$\langle i_{obs}^2 \rangle_{PIN} = 2e.I_{obs}.\Delta f \quad \langle i_{obs}^2 \rangle_{PDA} = 2e.I_{obs}.M^2.F(M).\Delta f$$
 IV.20

IV.6.3 Bruit thermique

Cette source de bruit est associée à la résistance équivalente R_{eq} à l'entrée du préamplificateur.

$$\langle i_T^2 \rangle_{PIN} = \langle i_T^2 \rangle_{PDA} = \frac{4K_B T}{R_{eq}} \Delta f$$
 IV.21

IV.7 Montages électroniques préamplificateurs pour photodiodes

Le courant délivré par une photodiode est généralement faible, de l'ordre de quelques μA , il faut donc l'amplifier fortement pour obtenir un signal électrique exploitable.

La partie la plus critique d'un amplificateur de réception est l'étage d'entrée, qui constitue le préamplificateur, en effet c'est à ce niveau qu'on peut minimiser le bruit et permettre une

bande passante une bande passante suffisante [16]. L'élément détecteur est toujours un élément résistif qui opère une conversion courant-tension.

Deux structures de montages préamplificateurs sont couramment utilisées : haute impédance, HZ, et trans-impédance, TZ.

IV.7.1 Montage haute impédance (HZ) [16]

Le courant est détecté dans la résistance de charge R_p placée à l'entrée de l'amplificateur, C_d est la capacité équivalente de la photodiode et A le gain de l'amplificateur (Figure IV.5-a).

La tension en sortie de l'amplificateur s'écrit : $V = R_p \cdot I_s \cdot A$ IV.22

Le gain en courant, impédance de transfert Z_{21} , est $Z_{21HZ} = R_p \cdot A$ IV.23

La bande passante correspondante : $\Delta f_{HZ} = (2\pi R_p \cdot C_d)^{-1}$ IV.24

Le produit gain bande passante est alors : $Z_{21HZ} \cdot \Delta f_{HZ} = A \cdot (2\pi C_d)^{-1}$ IV.25

Le rapport (S/B) peut alors être exprimé en considérant les deux limites : bruit thermique prépondérant noté par l'indice T ou bruit quantique prépondérant noté par l'indice Q :

$$(S/B)_{THZ} = \frac{\langle I_s \rangle^2 2\pi R_p^2 C_d}{4KT}, (S/B)_{QHZ} = \frac{\langle I_s \rangle \pi R_p C_d}{e} \quad \text{IV.26}$$

Donc pour obtenir un gain élevé et un bruit faible il faut choisir une valeur de R_p élevée et ceci bien évidemment au détriment de la bande passante Δf_{HZ} .

IV.7.1 Montage trans-impédance (TZ)

Ce montage permet d'obtenir une grande bande passante mais avec un niveau de bruit plus fort du fait de la résistance d'entrée équivalente plus faible. La résistance de détection est placée en contre-réaction sur l'amplificateur (Figure IV.5-b).

La tension en sortie de l'amplificateur s'écrit : $V = - R_c \cdot I_s$ IV.27

Le gain en courant (impédance de transfert) est : $Z_{21TZ} = - R_c$ IV.28

La bande passante $\Delta f_{HZ} = \frac{1}{2\pi \left(\frac{R_c}{A}\right) C_d} = \frac{A}{2\pi \cdot R_c C_d}$ IV.29

Le rapport (S/B) peut être exprimé en considérant les deux limites comme précédemment :

$$(S/B)_{TTZ} = \frac{\langle I_s \rangle^2 2\pi R_c^2 C_d}{4KT \cdot A}, (S/B)_{QTZ} = \frac{\langle I_s \rangle \pi R_c C_d}{e \cdot A} \quad \text{IV.30}$$

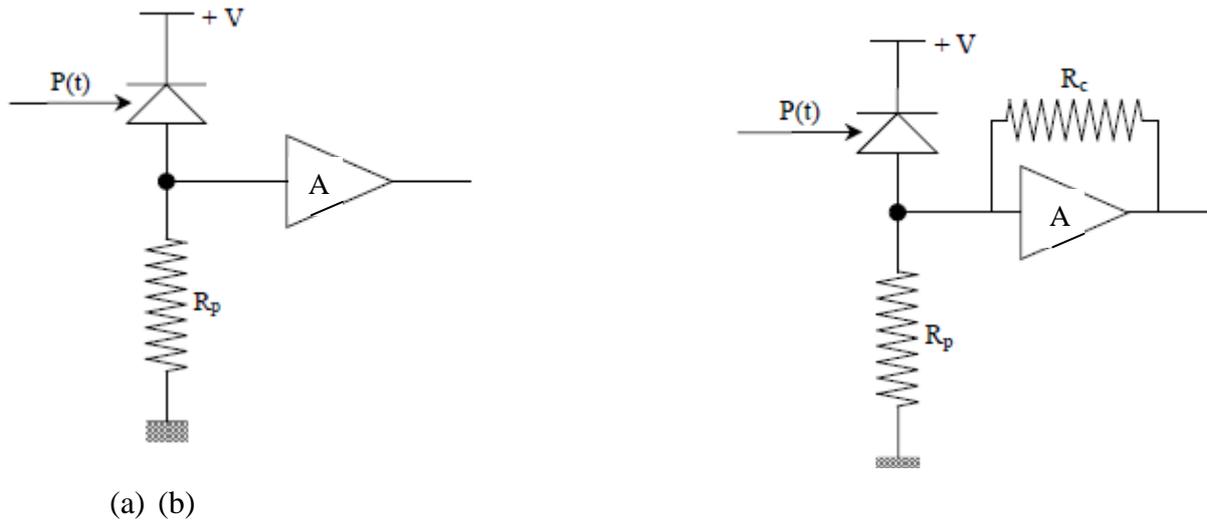


Figure IV.5: Structure d'un amplificateur : (a) à haute impédance d'entrée, (b) transimpédance.

Exercices Chapitre IV

Exercice 01

On fabrique une photodiode à GaAs d'énergie de gap $E_g = 1,43$ eV à 300 K, d'indice de réfraction $n = 3,5$. Le coefficient d'absorption à la longueur d'onde $\lambda = 0,85$ μm est $\alpha_s = 10^5$ m^{-1} , la largeur de la zone désertée est $w_d = 10$ μm , la photodiode reçoit des photons du coté de la zone P de largeur : $w_p = 10$ μm .

- 1) Quelle est la longueur d'onde de seuil de cette photodiode.
- 2) Etablir l'expression de l'efficacité quantique en fonction de α_s , w_d , w_p et n .

Exercice 02

On considère une photodiode d'efficacité quantique $\eta = 85\%$. Elle reçoit un signal lumineux de 50 mW de puissance dont la longueur d'onde est $\lambda = 1,3$ μm .

- 1) Que doit être la largeur de la bande interdite pour que la photodiode puisse fonctionner avec la longueur d'onde utilisée.
- 2) Calculer le nombre des électrons créés.
- 3) Calculer la sensibilité spectrale et déduit l'intensité du photocourant générée par la photodiode.
- 4) On considère différents semi-conducteurs dont on rappelle les largeurs de bandes interdites exprimées en eV.

Ge	GaInAs	Si	AsGa	GaP
0,67	0,75	1,11	1,4	2,26

Quels seraient les matériaux appropriés pour réaliser une photodiode devant détecter une radiation lumineuse de longueur d'onde égale à 1,55 μm , pourquoi ?

Exercice 03

On considère à température ambiante T une diode au silicium qui est montée dans le régime photoconducteur, alimentée par une tension inverse V_R de 10V et chargée par une résistance $R = 10$ k Ω . Cette diode est éclairée par un laser HeNe (633 nm) de puissance égale à 1mW. La sensibilité de la diode est à cette longueur d'onde de 0.45 A/W.

- 1) Calculer le courant qui circule dans le montage.
- 2) Quel est le bruit de courant dû à la résistance du photo détecteur et le bruit quantique, en déduire le courant de bruit dominant.

- 3) Si vous utilisez un amplificateur à transimpédance pour amplifier le photocourant, quelle résistance de rétroaction R_c devriez-vous utiliser afin d'obtenir une largeur de bande de 1 MHz?

A.N : $k=1.38 \cdot 10^{-23} \text{J/}^\circ\text{K}$, $q=1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$, $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{J.s}$

Corrigés exercices du chapitre IV

Exercice 01

- 1) La longueur d'onde de seuil

$$\lambda_s = 1,24/E_g$$

A.N : $\lambda_s = 1.24/1.43$, $\lambda_s = 0.867 \mu\text{m}$

2) $\eta = \frac{P_u}{P_i} = (1 - R) \cdot \exp(-\alpha_p x_p) \cdot [1 - \exp(-\alpha_d x_d)]$

Avec $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, $R = 0,30 = 30 \%$

Exercice 02

On considère une photodiode d'efficacité quantique $\eta = 85\%$. Elle reçoit un signal lumineux de 50 mW de puissance dont la longueur d'onde est $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$.

- 1) La largeur de la bande interdite pour que la photodiode puisse fonctionner avec la longueur d'onde utilisée est $E_g = 0,95 \text{ eV}$.

2) Le nombre des électrons créés est: $N_e = \eta P_i \lambda / h \cdot c$, A.N : $N_e = 2,77 \cdot 10^{17} \text{ e}$

- 3) La sensibilité spectrale et l'intensité du photocourant générée par la photodiode

$$S_\lambda = \eta \frac{\lambda(\mu\text{m})}{1,24}, \quad \text{A.N: } S_\lambda = 0.891 \text{ A/W}$$

- 4) On considère différents semi-conducteurs dont on rappelle les largeurs de bandes interdites exprimées en eV.

Ge	GaInAs	Si	AsGa	GaP
0,67	0,75	1,11	1,4	2,26

Les matériaux appropriés pour réaliser une photodiode devant détecter une radiation lumineuse de longueur d'onde égale à $1,55 \mu\text{m}$ sont : Le Ge et le GaInAs car $\lambda_{\text{Ge}} = 1,85 \mu\text{m} > 1,55 \mu\text{m}$ et $\lambda_{\text{GaInAs}} = 1,65 \mu\text{m} > 1,55 \mu\text{m}$

Exercice 03

On considère à température ambiante ($T = 300 \text{ K}$) une diode au silicium qui est montée dans le régime photoconducteur, alimentée par une tension inverse V de 10V et chargée par une résistance $R = 10 \text{ k}\Omega$. Cette diode est éclairée par un laser HeNe (633 nm) de puissance égale à 1mW . La sensibilité de la diode est à cette longueur d'onde de 0.45 A/W .

1) Le courant qui circule dans le montage est $I_p = S \cdot P_i$, A.N : $I_p = 0,45 \text{ mA}$

2) Le bruit de courant dû à la résistance du photo détecteur et le bruit quantique sont

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4K_B T}{R_{eq}} \Delta f, \quad \text{A.N: } \langle i_T^2 \rangle = 1656 \text{ nA}^2$$

$$\langle i_Q^2 \rangle = 2e \cdot I \cdot \Delta f \quad \text{A.N} = \langle i_Q^2 \rangle = 1,44 \text{ nA}^2$$

Le courant de bruit dominant est le bruit thermique

3) Si vous utilisez un amplificateur à transimpédance pour amplifier le photocourant, la résistance de rétroaction R_c devriez-vous utiliser afin d'obtenir une largeur de bande de 1 MHz ?

$$\Delta f_{TZ} = \frac{1}{2\pi \left(\frac{R_F}{A}\right) C_d} = \frac{A}{2\pi \cdot R_F C_d}, \quad \text{A.N } R_F = 0,159 \cdot 10^8 \Omega$$

Références Bibliographiques

- [1] **Michel Joindot, Irène Joindot**, "Fibres optiques pour télécommunications", Techniques de l'ingénieur, E7110, 2013.
- [2] Cours B11, "Transmission des télécommunications", partie 2, chapitre 5, CNAM.ri
- [3] **Alexandre Boyer**, "Canaux de transmissions bruités", Support de cours, Enoncé de travaux dirigés, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, Octobre 1010.
- [4] <http://perso.fundp.ac.be/~jllongue/syllabus/Eing2120-7.pdf>
- [5] <http://mon.univ-montp2.fr>
- [6] **Dodo Alexis DEALOUE**, "Télécommunications par fibres optiques", Edilivre, 2011.
- [7] **Club Fibres Optiques Plastiques Coordonné par J. Marcou**, "Les fibres optiques plastiques", Masson, 1994.
- [8] **G. P. Agrawal**, "Nonlinear Fiber Optics," 2nd Ed., Academic Press, Inc., 1995.
- [9] **I. Joindot and M. Joindot**, "Les télécommunications par fibres optiques", Paris : DUNOD et CNET-ENST, 1996.
- [10] <http://www.unige.ch/dinf/jfl/fibre/>
- [11] **Florence Weil**, "Optique moderne : Polarisation, lasers, fibres optiques, Cours et exercices corrigés", Edition Ellipses, 2006.
- [12] CNAM 2009, www.cnam.fr/elau/publi/autres/images/Transmission_fibre_optique.pdf
- [13] **DafaSeynabou, Loum**, "Transmissions radio haut débit multiservices sur fibres optiques – Application à l'optimisation de la capacité utilisateurs en emprises de transport", Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2012.
- [14] **Philippe Dupont**, "Mesures sur fibres optiques- Mesures d'atténuation", Techniques de l'ingénieur, R1177, 2004.
- [15] **Noureddine Assaad**, "Télécommunications optiques", cours de Cnam, 2008.
- [16] **Zeno Toffano**, "Optoélectronique : Composants photoniques et fibres optiques", Ellipses, 2001.
- [17] Manuel d'Agilent Technologies, "OTDR : Guide de poche", 2001. http://www.pirxnet.pl/ftp/OTDR_Reflektometr/common%20documentation/OTDR%20pocket%20guide/French/OTDR%20Pocket%20Guide%20%28French%20E0401%29.pdf
- [18] **Monique Thual**, "Télécommunications optiques : Composants actifs, télécoms optiques", Cours d'IUT, Université de Rennes 1, 2005.
- [19] http://www.technicome.com/info/instrumentation/i_specif/OFL250-Technicom.pdf

- [20] **Philippe Hamel**, “Réflectométrie optique faiblement cohérente sensible à la phase : principe et application à l’étude de composants optiques innovants”, École Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris, 2009.
- [21] **Didier Decoster**, “DéTECTEURS optoélectroniques”, Lavoisier, 2002.
- [22] **S. M. Sze**, “Physics of Semiconductor Devices”, New York: John Wiley, 1981.
- [23] cedric.koeniguer.free.fr/polytech/phc/documents/.../candc_chapitre1.pdf
- [24] **Jaques Spicher**, “Photorécepteurs 1,3-1,55 μm obtenus par intégration monolithique de photodiodes P-I-N et de transistor HEMT”, Thèse de Doctorat Es Sciences Techniques, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996.
- [25] **Jean-Louis VERNEUIL**, “Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2003.