

Chapitre 2

Fibre optique : caractéristiques & limitations physiques

2.1 Introduction

Historiquement, la fibre optique a été introduite dans la technologie de l'information et de la communication grâce à l'invention du laser en 1960 et le développement de la fibre de qualité optique en 1970. Jusqu'à cette date, la transmission de l'information était assurée, à l'exception des réseaux hertziens et satellitaires, par les câbles en cuivre à paires torsadées ou coaxiaux [30]. En 1964, le Chinois Charles K. Kao, considéré comme le père des télécommunications optiques et prix Nobel de physique de 2009, est le premier qui a suggéré la possibilité d'utiliser les fibres optiques à faible perte conjointement avec la lumière laser pour transporter des signaux lumineux sur de grandes distances avant d'atteindre la limite de détection [31]. Mais, à cette époque l'atténuation forte de la silice (1000 dB/km) empêchait toute utilisation de guidage de la lumière sur de grandes distances. Donc, il fallait attendre une vingtaine d'année pour rendre la technique de transmission optique possible. En effet, c'est à partir de 1984 ou l'atténuation est descendue à $0,2 \text{ dB/km}$ pour des longueurs d'ondes proches de 1550 nm , grâce à la maîtrise des procédés de fabrication de la fibre de qualité optique [30].

A titre d'information, le record d'atténuation actuel est de 0.149 dB/km à la longueur d'onde 1550 nm [32]. Cette valeur est obtenue sur une fibre de silice pure (SiO_2) développée par une équipe Japonaise de Sumitomo Electric Industries Ltd. Il est à noter, aussi, que cette valeur record est très proche de la limite théorique intrinsèque des matériaux à base d'oxyde de silice, car l'atténuation résiduelle est due essentiellement au phénomène de diffusion Rayleigh.

Chronologiquement, les premières lignes de télécommunications optiques ainsi que de nombreuses liaisons de transfert de données modernes ont fait usage de la fibre multimodale à saut d'indice. Cependant, les impulsions optiques générées par des diodes électroluminescentes sont caractérisées par des plages spectrales très étendues, en conséquence, elles introduisent un large éventail de vitesses de propagation. Ainsi, les modes guidés auront tendance à s'élargir d'une quantité égale à la différence quadratique moyenne du temps de propagation entre les différents modes. Donc, le phénomène d'étalement temporel des impulsions optiques fut le but initial derrière l'utilisation de la fibre à gradient

d'indice approprié, qui soutiendra un large éventail de modes avec presque la même vitesse de phase, ce qui permet d'égaliser la vitesse de tous les modes. Actuellement, les fibres multi modes ne sont plus utilisées que pour les courtes distances ne dépassant pas les 3 Km, pour lesquelles la dispersion intermodale ne pose pas de problèmes. Donc, en raison des avantages et performances significatifs offerts par la fibre monomodale, les télécommunications longues distances utilisent cette dernière.

2.2 Structure d'une fibre optique

Une fibre optique est un fil en verre (en silice ou en plastique) très fin qui a la propriété d'être un bon guide de lumière. Elle est utilisée, notamment, dans la transmission de données numériques sous forme d'impulsions lumineuses modulées dans les réseaux informatiques locaux (Data centres) et les réseaux télécoms terrestres grandes distances et sous-marins transcontinentaux [25].

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est composée, d'après la figure (2.1), de deux cylindres concentriques en silice fondue ultra pure ¹ (SiO_2), un cœur d'indice de réfraction n_c et de diamètre a variant entre 9 – 10 μm (fibre monomode) ou entre 50 - 62.5 μm (fibre multi modes) et une gaine d'indice de réfraction n_g dont le diamètre est de 125 μm telle que $n_g < n_c$. Cette dernière inégalité est une condition à satisfaire pour assurer le confinement et la propagation de la lumière par réflexion totale interne sur l'interface cœur-gaine. Les deux cylindres sont entourés d'une couche en plastique pour la consolidation mécanique de la fibre et pour sa protection contre les agressions atmosphériques. Une autre plus grande protection est assurée par un câble, qui contient un certain nombre de fibres et des éléments de renfort (Kevlar) à l'intérieur d'une enveloppe extérieure appelée jacket.

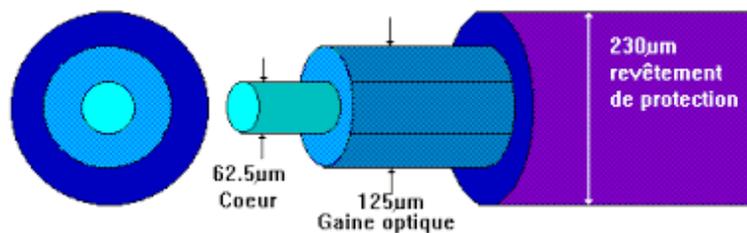


FIG. 2.1: Une coupe transversale montrant la structure générale d'une fibre optique multimodale. Celle-ci est constituée d'un cœur d'indice n_c , une gaine d'indice n_g , et d'une couche de protection en plastique.

En plus, notons que les propriétés spectrales de chaque type dépendent de plusieurs facteurs, notamment les diamètres et la composition chimique du cœur et de la gaine. Naturellement, les dimensions de ces trois parties dépendent fortement des applications réservées aux différents types de fibres, qu'on peut classer selon le profil radial d'indice de réfraction du cœur et de la gaine, comme le montre la figure (2.2), en : *i*) fibres monomodes à saut d'indice, celles-ci supportent qu'un seul mode de propagation, *ii*) fibres multi modes

¹La silice fondue (SiO_2) est un verre amorphe produit par fusion de la silice cristalline de haute qualité (quartz).

à saut (ou à gradient) d'indice, celles-ci supportent plusieurs modes, *iii*) fibres multi modes ou monomodes à structure d'indice spéciale.

La fibre monomode

Dans le contexte des guides d'ondes, un mode de propagation signifie simplement un rayon de lumière. La fibre monomode standard SSMF (Standard Single Mode Fibre), comme l'a été défini par la recommandation G 652 de la norme ITU-T (International Telecommunications Union), est une fibre à saut d'indice, de diamètre du cœur ne dépassant pas 10 nm afin de limiter le fonctionnement en monomode, et dont le profil est représenté sur la figure (2.2). De ce fait, l'utilisation de ce genre de fibres pose des problèmes au niveau de l'injection de la lumière dans un cœur d'aussi faible dimension. Cela introduit des exigences strictes pour les connecteurs et épissures et augmente la densité de puissance de crête à l'intérieur du guide. Cette propriété de la fibre monomode favorise les non-linéarités optiques, qui peuvent agir pour limiter ou augmenter les performances d'un système de fibre optique. Comme son nom l'indique, cette fibre permet la transmission d'un seul mode de propagation de la lumière. Elle est spécialement utilisée dans les lignes de transmission à grandes distances à haut débit à cause de sa bande passante théoriquement infinie, qui résulte d'une dispersion modale nulle.

La fibre multimodale à saut d'indice

Une fibre multi modes a un cœur d'un diamètre de 50 ou 62,5 μm , très grand devant la longueur d'onde utilisée, figure (2.2). Le cœur représente la partie centrale d'indice constant n_c légèrement supérieur à l'indice constant n_g de la gaine qui l'entoure dont le diamètre est de 125 μm . Généralement, la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine est de l'ordre de $\Delta n = 10^{-3} - 10^{-4}$, ce qui assure le confinement de la lumière à l'intérieur du cœur de la fibre. À l'interface cœur-gaine l'indice de réfraction varie de façon brute, d'où provient le nom "saut d'indice". À cause de la grande dimension de son cœur, la fibre optique multimodale est caractérisée par une ouverture numérique très élevée, ce qui lui permet de coupler une grande quantité de lumière dans la fibre. Cependant, la dispersion modale introduit un étalement temporel des impulsions optiques transmises, ce qui limite sa bande passante. Donc, pour combattre l'effet indésirable de la dispersion modale, on utilise ce qu'on appelle les fibres à gradient d'indice, qui ont la propriété de minimiser l'effet de l'élargissement temporel des impulsions lumineuses.

La fibre multimodale à gradient d'indice

Les fibres optiques à gradient d'indice ont été conçues dans le but de réduire l'effet de la dispersion modale, autrement dit, éviter une trop grande limitation de bande passante. Dans ce type de fibre, l'indice de réfraction du cœur diminue progressivement de l'axe optique jusqu'à la gaine suivant une loi parabolique, comme le montre la figure (2.2). Ce qui oblige les différents modes de propagation d'emprunter des trajectoires sinusoidales (phénomène du mirage inférieur). Il s'ensuit que les rayons lumineux d'extrémités, dont le trajet géométrique est le plus long, leur correspond un chemin optique plus court, car ils passent par des milieux d'indice plus faible, ce qui provoque une augmentation de leurs

vitesse de propagation. En conséquence, une égalisation des vitesses de propagation est obtenue. Ainsi, tous les modes arrivent presque en même temps, ce qui diminue l'étalement temporel des impulsions optiques transmises, tout en gardant un flux photonique très important. Cependant, sa principale utilisation reste limitée à des liaisons informatiques courtes qui ne dépassent pas les 2 à 3 km. Enfin, notons que cette classification peut être déterminée, aussi, au moyen de la fréquence normalisée V (ou longueur d'onde de coupure), qui est un des paramètres importants d'une fibre optique.

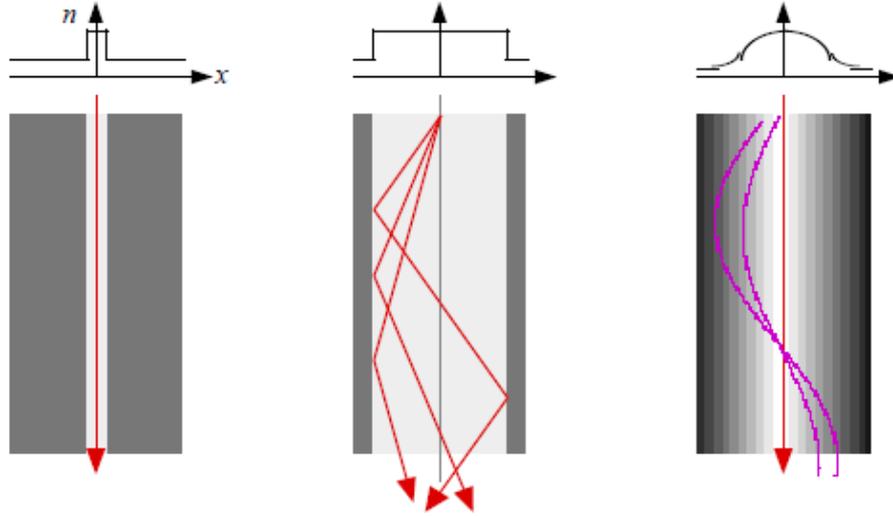


FIG. 2.2: La figure représente, de gauche à droite, une fibre monomode à saut d'indice, une fibre multimode à saut d'indice, et une fibre multimode à gradient d'indice, d'après [4].

2.3 Longueur d'onde de coupure

D'après la figure (2.2), plus le mode de fonctionnement d'une fibre optique est élevé, plus le nombre de rayons de lumière qui peut être guidé à travers le noyau est élevé. Ainsi, le nombre de modes discrets dans une fibre optique est déterminé par la fréquence normalisée (2.1). Celle-ci est obtenue, dans le cas de la solution de l'équation de propagation (2.5) dans une fibre optique en appliquant les conditions aux limites cœur-gaine, on définit la fréquence spatiale normalisée V , telle que :

$$V = ak_0 \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = a \frac{2\pi}{\lambda} n_c \sqrt{2\Delta} \quad (2.1)$$

où k_0 représente le vecteur d'onde dans le vide et λ la longueur d'onde de travail, a est le diamètre du cœur, $\Delta \simeq (n_c - n_g)/n_c$ est la différence relative entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine respectivement.

D'après (2.1), on remarque que la fréquence normalisée dépend, d'une part, des paramètres opto-géométriques de la fibre, tels que les indices de réfraction et les diamètres du cœur et de la gaine respectivement, d'autre part, de la longueur d'onde considérée. Donc, à partir de la valeur numérique de V on peut déterminer si la fibre est monomode ou

multimodale. Numériquement, si $V < 2,405$, un seul mode peut se propager dans la fibre, c'est le mode fondamental HE_{11} , souvent désigné par LP_{01} (pour linearly polarized), et la fibre est dite monomode. Mais, si $V > 2,405$, plusieurs modes peuvent donc se propager et la fibre est dite multi-modes. En conséquence, puisque le paramètre V détermine le nombre de modes pris en charge par la fibre, le régime de fonctionnement de la fibre peut être déterminé, connaissant la longueur d'onde de coupure λ_c définie comme étant la longueur d'onde au-delà de laquelle le régime est uni-modal :

$$\lambda_c = a \frac{2\pi}{2,405} \cdot ON \quad (2.2)$$

où a représente le diamètre du cœur de la fibre, et ON l'ouverture numérique, définie par (2.4).

2.4 Principe de guidage de la lumière

Les principes de guidage de la lumière sont bien connus depuis l'antiquité grâce aux fontaines lumineuses de l'Égypte antique. Ces fontaines ont été rendues célèbres suite aux travaux scientifiques du physicien Swiss Daniel Colladon (1840) et du physicien Irlandais John Tyndall (1870), qui ont démontré expérimentalement que la réflexion totale interne de la lumière dans un jet d'eau permettait un guidage de celle-ci à l'intérieur de ce jet d'eau. Ce même principe constitue aujourd'hui la base de fonctionnement des fibres optiques utilisées dans les systèmes de communications modernes. Le principe est simple, en se basant sur l'optique géométrique, la deuxième loi de Snell-Descartes (2.3) nous permet d'expliquer, grâce à la notion de la réflexion totale interne, le principe de guidage de la lumière.

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r \quad (2.3)$$

où i , r sont, d'après le schéma de la figure (2.3, a), les angles d'incidence et de réfraction par rapport à la normale N , respectivement.

Mathématiquement et d'après l'équation (2.3), cette loi nous montre qu'un rayon lumineux s'écarte de la normale en passant d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent ($n_1 > n_2$). À la valeur de $r = 90^\circ$, l'angle d'incidence atteint l'angle limite $i_\ell = \arcsin(n_2/n_1)$ de sorte que le rayon réfracté émerge de façon rasante. Au-delà de cet angle critique, le rayon réfracté est complètement réfléchi, on parle alors de la réflexion totale interne, figure (2.3, a). De cette façon, tous les rayons lumineux qui arrivent à l'interface cœur-gaine avec un angle d'incidence égale ou supérieur à i_ℓ seront guidés en subissant des réflexions internes totales multiples, alors que les autres rayons seront perdus (ou réfractés) dans la gaine, constituant ce qu'on appelle les modes de gaine ou de fuites, figure (2.3, b).

L'intérêt de ce phénomène est à la base du guidage de la lumière par les jets d'eau dans les fontaines lumineuses et dans tout autre guide d'onde tel que la fibre optique. On note, aussi, que la quantité de la lumière injectée dans la fibre dépend de l'ouverture de l'angle d'incidence α_{\max} , dont le sinus est appelé ouverture numérique de la fibre.

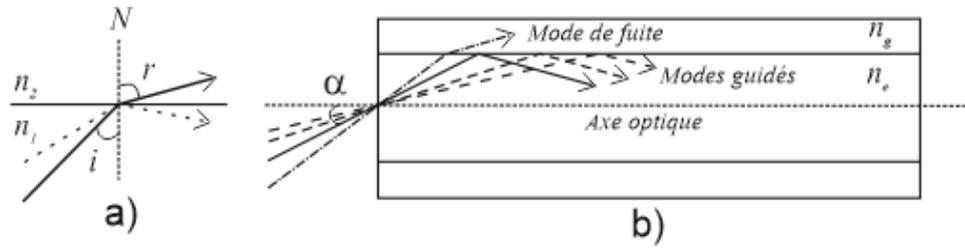


FIG. 2.3: Principe de guidage de la lumière dans une fibre optique : a) Loi de Snell-Descartes montre que la réflexion totale se produit à partir de l'angle limite $i_\ell = \arcsin(n_2/n_1)$, b) l'angle d'incidence maximal α_{\max} , qui représente le demi-angle du cône d'acceptance, appelé ouverture numérique, est donné par $ON = \sin \alpha_{\max} = (n_c^2 - n_g^2)^{1/2}$

2.5 Ouverture numérique

La fibre optique est caractérisée par un certain nombre de paramètres fondamentaux tels que les indices de réfractifs n_c , n_g et les rayons r_c , r_g du cœur et de la gaine respectivement. L'ouverture numérique ON , par exemple, qui est un des paramètres les plus importants d'une fibre, représente le sinus de l'angle d'entrée maximal α_{\max} de la lumière dans la fibre. Cet angle est mesuré par rapport à l'axe de la fibre. En utilisant les résultats obtenus précédemment et en se référant à la figure (2.3, b), on trouve que :

$$ON = \sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.4)$$

Par ailleurs, on note aussi que la taille du cœur et l'ouverture numérique sont très importants lorsque l'on considère les problèmes de couplage fibre à fibre ou le couplage des diodes laser à la fibre optique (Pigtails). Pratiquement, une grande ouverture numérique permet de coupler une grande quantité de lumière dans la fibre optique. Cependant, elle introduit un étalement temporel des impulsions transmises par effet de dispersion des modes de propagations (modes guidés).

2.6 Modes guidés et modes de fuites

Naturellement, la lumière laser injectée à l'entrée de la fibre occupe toujours une plage spectrale quel que soit le degré de sa monochromaticité. Schématiquement, le modèle géométrique montre que cette lumière adopte différents chemins optiques pour arriver au bout de la fibre. Dans ce cas, chaque trajet représente un mode de propagation. En d'autres termes, les modes guidés sont les champs électriques et magnétiques solutions de l'équation de propagation (2.5), dont la forme est une onde progressive le long de l'axe de la fibre. L'équation de propagation scalaire (2.5) est déduite à partir des équations de Maxwell.

$$(\Delta + k^2) \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

avec $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ vecteur d'onde et $\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est le Laplacien.

Les solutions de l'équation de propagation (2.5) sont de la forme :

$$E = e(r, \phi) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (2.6)$$

$$H = h(r, \phi) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (2.7)$$

où $e(r, \phi)$ et $h(r, \phi)$ représentent les fonctions de distribution radiale d'amplitudes du champ électromagnétique, β est la constante de propagation suivant z .

Les solutions (2.6) et (2.7) sont appelées les modes de propagation dans la fibre optique. On distingue deux types : les modes guidés dont le champ électromagnétique est nul à l'infini, dans le cas contraire les modes obtenus sont dits de fuite. Comme les équations régissant la dynamique de propagation sont de nature vectorielle, cela implique que les solutions modales peuvent avoir des composantes longitudinales. Donc, au lieu d'obtenir des modes transversaux purs (ondes planes), on obtient soit des modes transverses électriques $TE_{\ell m}$ dont la composante électrique $E_z = 0$ et que $H_z \neq 0$, soit des modes transverses magnétiques $TM_{\ell m}$ dont la composante magnétique $H_z = 0$ et que $E_z \neq 0$. Dans le cas où les deux composantes du champ électromagnétique ne sont pas nulles dans la direction z , on obtient des modes hybrides : électrique magnétique ($EH_{\ell m}$) ou magnétique électrique ($HE_{\ell m}$) suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique respectivement. Dans tous les cas, la répartition transverse de l'énergie transportée par le champ modale est intimement liée à ce qu'on appelle "aire effective" de la fibre optique.

Aire effective d'une fibre optique

Chaque fibre optique est caractérisée par son aire effective (section transversale), qui est calculée à partir de la répartition transverse de l'énergie du champ électromagnétique associée au mode de propagation. Mathématiquement, elle est définie par [8].

$$A_{eff} = \frac{(\iint |E_0|^2 ds)^2}{\iint |E_0|^4 ds} \quad (2.8)$$

où E_0 représente l'amplitude du champ électrique associé à l'onde optique.

Le paramètre A_{eff} joue un rôle important dans l'étude des phénomènes optiques non-linéaires. En effet, ceux-ci sont proportionnels au rapport de la puissance injectée à l'entrée sur l'aire effective de la fibre. Pour réduire ces effets, qui dans certains cas sont indésirables, il faut utiliser des fibres à forte aire effective. Actuellement, les fibres avec de très faibles pertes de puissance et de grandes surfaces effectives (110 à 140 μm^2) existent [32]. Ces nouvelles fibres seront très bien adaptées à la transmission numérique cohérente dans les systèmes optiques sous-marins à très hauts débits et longues distances.

Pratiquement, les deux propriétés physiques linéaires les plus importantes, utilisées dans la classification des fibres, sont l'atténuation et la dispersion. L'atténuation est un facteur qui mesure la perte de la puissance du signal optique qu'on exprime habituellement en dB/km . Alors que la dispersion, qui est un paramètre qui décrit la déformation (ou l'étalement temporel) des impulsions optiques lors de leur propagation à l'intérieur de la fibre optique, est considérée comme le facteur le plus important limitant à la fois la capacité et la portée des lignes de transmission par voie optique, ce qui nous oblige à augmenter le délai entre les impulsions successives.

2.7 Dispersion de la lumière

La lumière est constituée d'ondes électromagnétiques (E , H). Chaque onde est caractérisée par quatre paramètres physiques, à savoir, l'amplitude, la phase, la fréquence, et la polarisation. Dans le vide, une onde lumineuse est identifiée par sa fréquence linéaire ν ou sa fréquence angulaire $\omega = 2\pi\nu$ (rad/s), et aussi par son vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ (rad/m), où λ est la longueur d'onde dans le vide. Au contraire, dans une fibre optique, une onde monochromatique se propage avec une constante de propagation $\beta = nk = (2\pi/\lambda)n = (\omega/c)n$, où n est l'indice de réfraction d'un milieu infini, qui est égale par définition au rapport de la vitesse de la lumière dans le vide sur celle dans la fibre ($n = c/v$).

Les points de l'espace où la phase de l'onde est une constante représentent un plan, appelé front d'onde. Ces points se déplacent avec la même vitesse, appelée vitesse de phase $v_\varphi = \omega/\beta$. Par contre, pour une impulsion lumineuse (paquet d'onde) les différentes composantes spectrales de l'onde se propagent avec des vitesses différentes, même à l'intérieur d'un seul mode. L'origine physique derrière ce phénomène naturel est due à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (ou la fréquence), comme le montre la figure (2.4).

Dans un milieu non dispersif, la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont égales. Cependant, dans un milieu dispersif (cas d'une fibre optique) la vitesse de groupe est tout à fait différente de la vitesse de phase des ondes individuelles. En effet, les différentes composantes spectrales du paquet d'onde n'ont pas le même coefficient de propagation, et par suite leur enveloppe voyage avec une vitesse de groupe, qui est donnée par l'expression suivante :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{v_\varphi}{1 - \left(\frac{\omega}{v_\varphi}\right) \frac{dv_\varphi}{d\omega}} \quad (2.9)$$

La vitesse de groupe est une grandeur physique d'une très grande importance pour l'étude des propriétés de transmission des impulsions optiques (ou paquets de lumière) sur fibres optiques. Sachant qu'en raison des phénomènes d'atténuation et de la dispersion, l'impulsion optique se trouve nécessairement atténuée et distordue durant sa propagation le long de la fibre, ce qui va induire des erreurs de détection à la réception et par suite perte de l'information quel que soit le codage utilisé (analogique ou numérique). Ainsi, la vitesse de groupe devient totalement dépendante du temps moyen d'arrivée du paquet d'onde, ce qui complique encore la gestion des transmissions optiques.

Par ailleurs, on note aussi que dans les fibres monomodes la constante de propagation β et la vitesse de groupe v_g dépendent de la longueur d'onde λ et de l'état de polarisation de la lumière utilisée. Dans le cas où la vitesse de groupe dépend de λ , la fibre présente une dispersion intra-modale. Mais, si v_g dépend de l'état de polarisation, la fibre présente ce qu'on appelle une dispersion de mode de polarisation "PMD" (Polarized Mode Dispersion).

2.8 Dispersion intramodale

La vitesse de propagation des ondes lumineuses (E , H) dans un milieu transparent tel que l'oxyde de silicium, qui est à la base de fabrication des fibres optiques, est forcément

influencée par l'interaction du champ électrique E avec les molécules SiO_2 . Donc, la dispersion intra modale, observée généralement dans les fibres multimodes, se manifeste également dans les fibres monomodes, ceci vient du fait que les différentes composantes spectrales de l'onde se propagent avec des vitesses différentes, même à l'intérieur d'un seul mode. L'origine physique derrière ce phénomène naturel est due à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde, comme le montre la figure (2.4). La courbe

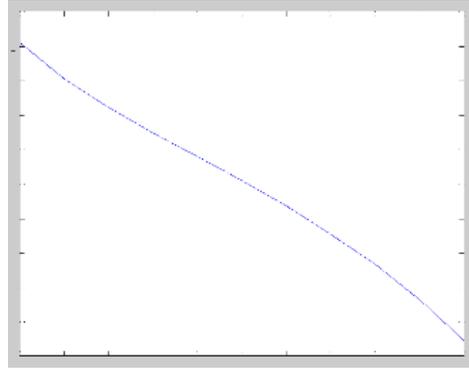


FIG. 2.4: Décroissance non linéaire de l'indice de réfraction de la silice pure (SiO_2) en fonction de la longueur d'onde.

montre que l'indice de réfraction décroît avec l'augmentation de la longueur d'onde suivant une fonction non linéaire. Naturellement, ceci implique que $dn/d\lambda < 0$, dans ce cas, le matériau est dit qu'il présente une dispersion normale. Cependant, si $dn/d\lambda > 0$, le matériau présente une dispersion anormale. Ainsi, d'après la relation ($v = c/n$), les grandes longueurs d'onde voyagent rapidement par rapport aux petites longueurs d'ondes. En conséquence, on obtient à la réception des impulsions optiques étalées dans le temps par rapport aux impulsions de départ. Ce phénomène constitue un facteur important dans la limitation de la bande passante de la fibre optique.

Une autre complication dans la gestion des systèmes de transmission optique provient, aussi, de la dérive des impulsions laser non stabilisées en fréquence, qui ont tendance à dévier en longueur d'onde, ce qui ajoute une certaine forme de modulation de la fréquence du signal porteur de l'information. Ce phénomène, connu sous le nom de "chirp" ou glissement de fréquence, tend toujours à élargir les raies spectrales émises par des lasers non stabilisés. Notons, enfin, que la différence dans le temps de retard cumulé par les différentes composantes spectrales des impulsions optiques transmises peut être due aux propriétés dispersives du matériau du guide (dispersion du matériau), ou due aux effets de guidage à l'intérieur de la structure interne du guide d'onde (dispersion du guide).

2.9 Dispersion du matériau

L'élargissement temporel des impulsions optiques causé par la dispersion du matériau provient essentiellement de la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (ou la fréquence), voir figure (2.4). La courbe présente une décroissance non linéaire en fonction de la longueur d'onde. Donc, d'après la définition de l'indice de réfraction ($n = c/v$), la vitesse de phase varie aussi de façon non linéaire. On dit dans ce cas

qu'un matériau diélectrique présente une dispersion non nulle si et seulement si la seconde dérivée de son indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde est différente de zéro ($d^2n/d\lambda^2 \neq 0$), ce qui représente un point d'inflexion.

Par ailleurs, nous savons aussi que les signaux optiques subissent, durant leur propagation, des altérations et des atténuations d'origines physiques disparates. Alors pour tenir compte, à la fois, de l'atténuation et de la dispersion des impulsions optiques, l'indice de réfraction peut être représenté sous la forme d'un nombre complexe $N = n + jn'$, où la partie imaginaire n' représente un coefficient d'extinction de l'onde lumineuse. En tenant compte des différentes définitions introduites précédemment, ce nombre peut être exprimé comme suit :

$$N = n + jn' = \frac{c}{\omega}(\beta + j\alpha) \quad (2.10)$$

avec $n = c\beta/\omega$ est l'indice de réfraction du matériau, $n' = c\alpha/\omega$ est le coefficient d'extinction (α est un nombre réel) et β le coefficient de propagation.

En termes de conclusion, on peut dire, d'après la représentation graphique de la figure (2.4), que les processus physiques qui sont derrière la dépendance de l'indice de réfraction du matériau de la fréquence sont responsables, aussi, de l'atténuation des ondes électromagnétiques durant leur propagation dans les matériaux dispersifs, ce qui implique explicitement que l'indice de réfraction de tout matériau dispersif est un nombre complexe dépendant de la fréquence.

Notion d'indice de groupe N_g

Comme nous avons défini l'indice de réfraction (ou d'indice de phase) par le rapport $v_\varphi = \omega/\beta = c/n$, représentant d'indice de réfraction vu par les ondes électromagnétiques voyageant avec la même vitesse de phase v_φ . Nous introduisons la notion de l'indice de groupe du guide d'onde vu par la propagation d'un paquet d'onde $N_g = c/v_g$. D'après l'équation (2.9), on peut écrire :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{c}{n - \lambda(\frac{dn}{d\lambda})} \quad (2.11)$$

D'après l'équation (2.11), on déduit l'expression de l'indice de groupe $N_g = n - \lambda(\frac{dn}{d\lambda})$, qui diffère de l'indice de réfraction ordinaire n de la valeur $\lambda(\frac{dn}{d\lambda})$. Donc, l'origine physique de cette différence peut s'expliquer de façon qualitative dans le cadre de la théorie de l'émission dipolaire électrique. En effet, le champ électrique de l'onde incidente polarise la charge électronique du guide d'onde. Il crée ainsi des dipôles électriques qui vont osciller à la même fréquence que l'onde incidente. Il en résulte une nouvelle émission de rayonnement de nature dipolaire électrique qui va interférer avec l'onde incidente. Donc, l'onde résultante présente une différence de phase par rapport à l'onde incidente. Ce qui explique, grosso modo, la différence observée entre l'indice de phase n et l'indice de groupe N_g . Ce dernier joue un rôle déterminant dans la définition du paramètre de dispersion.

Notion de paramètre de dispersion D_m

Comme nous l'avons signalé précédemment, le nom générique de la dispersion se traduit par l'étalement temporel des impulsions optiques durant leur propagation dans un

milieu dispersif, cas d'une fibre optique. Physiquement, l'étalement dans le domaine temporel signifie que les différentes composantes spectrales de l'impulsion considérée se propagent sur une distance L durant un temps moyen $\tau_m = L/v_g$. Si on tient compte des résultats obtenus auparavant ainsi que des différentes définitions introduites ci-dessus, on déduit facilement l'expression de τ_m en fonction de la longueur d'onde dans le vide λ et de l'indice de réfraction ordinaire n .

$$\tau_m = \frac{N_g L}{c} = \frac{L}{c} \left[n - \lambda \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right] \quad (2.12)$$

Donc, τ_m représente le temps d'arrivée moyen de toutes les composantes spectrales étalées, généralement, sur une certaine largeur spectrale appelée largeur à mi-hauteur "FWHM" (Full Width at Half Maximum), qui est définie comme étant l'étendue des longueurs d'ondes pour lesquelles la puissance du signal est à 50 % de la puissance spectrale de crête. Autrement dit, cette valeur est calculée par la différence entre deux longueurs d'ondes extrêmes pour lesquelles la puissance est égale à la moitié de sa valeur maximale.

Généralement, on utilise une autre grandeur physique équivalente à FWHM, la moyenne quadratique "rms" (root mean square), qui représente la distribution spectral σ_λ par rapport à la longueur d'onde (ou par rapport à la fréquence angulaire : σ_ω), définie comme suit :

$$\sigma_\lambda = \frac{\int_0^x (\lambda - \bar{\lambda})^2 \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^x \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (2.13)$$

ou $\Phi_\lambda(\lambda)$ représente la densité de puissance spectrale à la longueur d'onde λ , et $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne donnée par l'expression suivante :

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^x \lambda \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^x \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (2.14)$$

Notons que la moyenne quadratique σ_ω , calculée par rapport à la fréquence angulaire, sera définie de la même façon que dans le cas de l'expression (2.13).

Habituellement, dans les milieux dispersifs, on caractérise l'élargissement des impulsions optiques en utilisant la valeur moyenne quadratique σ_m exprimée en fonction d'un développement en série de Taylor de τ_m par rapport à la longueur d'onde λ .

$$\sigma_m = \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} + \sigma_\lambda^2 \frac{d^2\tau_m}{d\lambda^2} + \dots \quad (2.15)$$

Comme le premier terme de l'équation (2.15) domine, notamment pour les sources qui opèrent dans la plage spectrale (0,8 – 0,9 μm), ce qui permet de prendre en première approximation :

$$\sigma_m \simeq \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} = \frac{\sigma_\lambda L}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[n - \lambda \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right] = \frac{\sigma_\lambda L}{c} \left| -\lambda \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \right| \quad (2.16)$$

Enfin, la valeur moyenne quadratique peut être exprimée en fonction d'un paramètre de dispersion chromatique de la fibre D_m , exprimé en $ps/(km.nm)$, qui est défini par :

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \beta_2 \quad (2.17)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde.

Par définition, le paramètre D_m désigne le décalage temporel en picoseconde entre deux impulsions de longueurs d'onde centrales séparées de 1 nm et envoyées en même temps dans une fibre de 1 km de longueur. Ce décalage peut être positif ou négatif, d'où on peut distinguer deux régimes de dispersion : *i*) un régime dit de dispersion "anormale", lorsque $D_m > 0$ avec ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs d'onde se déplacent plus vite que celles des grandes longueurs d'onde, comme le montre schématiquement la figure (2.5, a) ; *ii*) un régime dit de dispersion "normale" lorsque $D_m < 0$ avec ($\beta_2 > 0$) où cette fois-ci les grandes longueurs d'onde voyagent plus rapidement que les courtes longueurs d'ondes, figure (2.5, b). L'effet de ces deux régimes de propagation sur les impulsions optiques dans les systèmes de transmission numérique est schématisé également dans la figure (2.5, c). L'effet majeur se traduit par un chevauchement entre les impulsions successives, car la différence de vitesse de propagation entre les différentes composantes spectrales du signal optique va créer un élargissement temporel des impulsions, ce qui conduit au phénomène d'interférence entre les impulsions voisines. Ce phénomène de recouvrement entre symboles, qui est considéré comme le premier responsable du phénomène de brouillage des signaux optiques, est très fortement indésirable.

Il est à noter que dans le cas de l'utilisation des fibres monomodes, la dispersion du matériau doit toujours être prise en compte ainsi que la dispersion de profile et celle du guide d'onde.

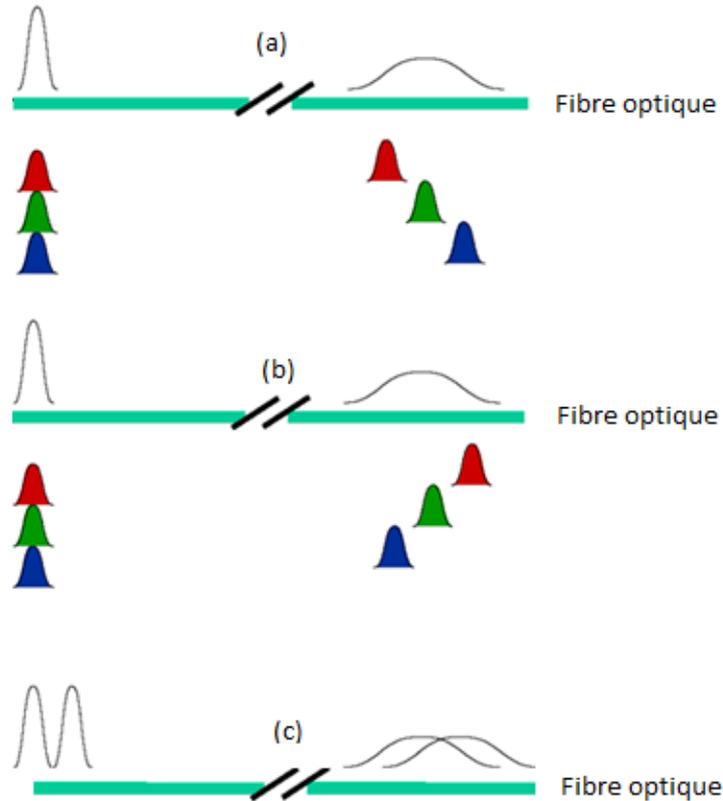


FIG. 2.5: Représentation schématique de l'effet de la dispersion chromatique sur l'élargissement de l'enveloppe des impulsions optiques : (a) dans le régime de propagation anormale ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent plus vite que les grandes longueurs d'ondes, (b) dans le régime de propagation normale ($\beta_2 > 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent moins vite que les grandes longueurs d'ondes. En plus, l'effet de cet élargissement sur l'interférence entre symboles est illustré en (c).

2.10 Dispersion du guide et dispersion de profil

Généralement, dans une fibre multimodale, la dispersion de l'énergie lumineuse est due essentiellement à dépendance de l'indice de réfraction du matériau de la fréquence optique. Inversement, dans une fibre monomode, la dispersion d'énergie est une conséquence des conditions aux limites à l'interface cœur-gaine. Autrement dit, le changement brusque de l'indice de réfraction à l'interface se traduit impérieusement par une modification de la constante de propagation indépendamment de la dispersion des matériaux du cœur et de la gaine, ceci est appelé dispersion du guide [33]. Donc, la dispersion du guide se produit dans les fibres monomodes ou certaine quantité de lumière se propage plus vite dans la gaine dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur. Ainsi, le degré de dispersion du guide d'onde dépend de la proportion de lumière qui se déplace dans la gaine. Par ailleurs, on sait que le cœur et la gaine de compositions chimiques différentes présentent des indices différents, cependant toute variation de fréquence peut entraîner un faible changement dans le profil d'indice de réfraction, ceci est connu comme une dispersion de profil. Notons bien que cette dernière contribution, étant toujours très petite, est souvent négligée dans l'étude du bilan de la dispersion. Car, dans les systèmes

de transmission sur fibres optiques, les modes de gaine sont toujours bifurqués.

La dispersion est l'un des effets de distorsion les plus importants des signaux lumineux dans les fibres optiques. En conséquence, dans tout système de transmission optique, la dispersion du matériau et celles du guide et de profil agissent ensemble. Mais, la dispersion du guide étant de signe opposée à celle de la dispersion du matériau, elle est toujours négative et dépend des paramètres physiques de la fibre. Il existe, par conséquent, une longueur d'onde à laquelle la dispersion totale va disparaître. Au-delà de cela, la fibre présente une région de dispersion anormale, qui a été utilisée dans la compression d'impulsions optiques et pour supporter la propagation longue distance de solitons optiques.

Dans tous les cas, les impulsions optiques subissent des distorsions, même dans un guide de dispersion chromatique nulle. L'origine physique de celle-ci peut s'expliquer par le biais des équations de Maxwell à l'aide de la fréquence de coupure relative à la longueur d'onde de la lumière transmise (fréquence normalisée).

$$V = ka\sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.18)$$

avec n_c et n_g indices du cœur et de la gaine respectivement, a est le diamètre du cœur, et k le vecteur d'onde.

En effet, chaque mode de constante de propagation $\beta = nk$ présente un temps de groupe τ_g , qui est une fonction non linéaire de V . Le temps de retard explique bien l'élargissement des impulsions optiques observé dans les guides monomodes, dans les deux régimes de dispersion normale ou anormale.

2.11 Dispersion normale & dispersion anormale

Fondamentalement, la dispersion chromatique de la lumière se traduit physiquement par une mesure de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Puisque cette variation d'indice peut être une fonction croissante ou décroissante, en conséquence la dispersion peut prendre des valeurs négatives ou positives, comme le montre la figure (2.8), cas de la fibre optique monomode standard. Le signe négatif, ou le signe positif, de la dispersion chromatique est appelé, communément, régime de dispersion normale et anormale respectivement. L'origine physique de cette désignation vient du fait que, d'après la figure (2.4), l'indice de réfraction de la silice est une fonction décroissante de façon non linéaire en fonction de la longueur d'onde. Alors que dans la partie représentant la dispersion anormale on trouve que la partie réelle de la constante de propagation, qui est une fonction de l'indice de réfraction, augmente avec l'augmentation de longueur d'onde.

La figure (2.6), illustre bien ce qui se passe à une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif et non linéaire. Fondamentalement, le changement local de l'indice de réfraction produit une auto modulation de phase. D'après l'expression (2.24), le bord d'attaque de l'impulsion produit une augmentation locale de l'indice de réfraction ($n_2 > 0$), il en résulte un décalage vers le rouge (red-shift) de la fréquence instantanée, figure (2.6, a), alors que le bord arrière de l'impulsion subit un décalage vers le bleu (blue-shift). En conséquence, en régime de dispersion anormale, où les petites longueurs ondes se déplacent

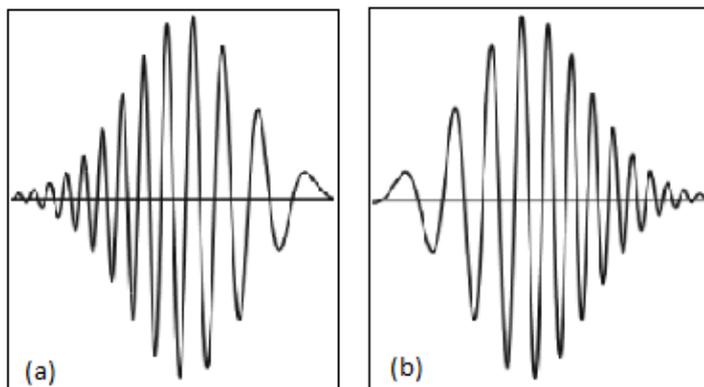


FIG. 2.6: Le chirp (ou le glissement) typique de la fréquence : a) régime de dispersion anormale la fréquence de l'impulsion diminue avec le temps (red shift); b) régime de dispersion normale la fréquence augmente avec le temps (bleu shift).

plus vite que celles des grandes longueurs d'onde, l'impulsion subit un élargissement temporel. Alors que dans le régime de dispersion normale (2.6, b), la fréquence augmente avec le temps, ce qui conduit à un bord d'attaque décalé vers le rouge et un bord arrière décalé vers le bleu. Dans les deux cas, ces décalages de fréquence induisent un chirp sur toute la durée de l'impulsion lumineuse, comme le montre la figure (3.2). Notons que ces deux régimes de dispersion ont été exploités, depuis longtemps, dans la fabrication de dispositifs optiques pour l'étalement et la compression des impulsions lumineuses.

2.12 Caractéristiques et avantages de la fibre optique

La fibre optique présente des inconvénients et des avantages multiples. Toutefois, les inconvénients qui se résument comme suit : la fibre optique est fragile, relativement difficile à installer et à entretenir, car la pose, le tirage, le soufflage et le raccordement des câbles en fibres optiques demande l'intervention de techniciens qualifiés et expérimentés avec un matériel spécifique à ce métier, restent très largement acceptables devant ces avantages innombrables. Devant les inconvénients précédemment cités, les avantages de la fibre optique restent de loin les plus nombreux. En effet, la fibre présente une très grande bande passante par comparaison à celles des câbles en cuivre. Car, elle a prouvé ses performances à des taux de communication allant jusqu'à 40 *Gbps* par canal de transmission. En plus, la fibre fabriquée à partir de la silice, qui est un matériau diélectrique parfait, lui confère une grande immunité contre les interférences électromagnétiques et le rayonnement ionisant, ce qui lui permet de transporter plus d'informations en toute sécurité et avec une plus grande fidélité que le cuivre, car la nature même du signal transporté, qui est la lumière, n'offre aucune suprématie à ces perturbations. Donc, comparativement aux câbles en cuivre, les liaisons en fibres optiques sont complètement à l'abri de beaucoup de facteurs environnementaux, tels que la température, l'humidité, les interférences électromagnétiques et radio fréquences, la diaphonie, et autres. En plus, la fibre est très légère, mince, de petite taille, moins encombrante ce qui facilite sa manutention durant

l'installation, le raccordement et le teste des liaisons optiques.

Par ailleurs, la fibre optique est surtout recommandée dans plusieurs situations, là où le budget n'est pas une contrainte, par contre la sécurité est une contrainte forte, les données sont très sensibles, la vitesse de transmission doit être importante, le haut-débit pour les applications qui requièrent une large bande passante, etc. Car, le signal lumineux injecté dans la fibre est capable de transporter de grandes quantités de données avec une grande fidélité sur plusieurs centaines, et même des milliers de kilomètres sans atténuation notable comparativement au fil en cuivre.

On note que la technologie de l'information et de la communication optique est déjà utilisée depuis plus de vingt ans notamment pour le transport de données entre les grandes agglomérations (dorsale Internet). Son extension jusqu'aux logements va permettre de répondre aux besoins croissants en débits et en services des particuliers et des entreprises (Technologie FTTx). Cependant, les fibres optiques apportent certaines distorsions aux signaux transmis, ce qui affectent la qualité de transmission et limitent par conséquent la portée et la capacité de transmission des systèmes envisagés. La capacité de transmission (ou bande passante) est limitée par la dispersion des signaux optiques. Alors que la portée est limitée par l'atténuation de la lumière durant sa propagation dans la fibre.

2.13 Atténuation

Les télécommunications optiques sont toujours confrontées à deux contraintes majeures, qui sont l'atténuation et la dispersion des impulsions optiques. Généralement, la perte de la puissance du signal optique est due à plusieurs causes (intrinsèques et extrinsèques), telles que la diffusion Rayleigh, l'absorption par l'ion hydroxyle OH^- , l'absorption par les impuretés métalliques résiduelles, et les pertes induites par les conditions environnementales. La figure (2.7) montre les caractéristiques de l'atténuation totale typique d'une fibre monomode standard en fonction de la longueur d'onde. On remarque qu'il existe trois niveaux différents de pertes correspondants aux trois fenêtres optiques exploitées par les réseaux de télécommunications : la bande à 980 nm, la bande à 1310 nm, et enfin la bande conventionnelle C située autour de 1550 nm.

Historiquement, avant les années 1970, la fibre présentait une perte extrêmement élevée de l'ordre de 1000 dB/km [8]. Cependant, la situation a radicalement changé à partir de 1970, lorsque la perte de fibres en silice a été réduite à environ 20 dB/km [34]. De nouveaux progrès dans la technologie de fabrication ont abouti en 1979 à une perte d'environ 0,2 dB/km près de la longueur d'onde 1,55 μm [27], une perte limitée principalement par le processus fondamental de la diffusion Rayleigh [8]. En conséquence, la disponibilité de ces fibres à faible perte a conduit non seulement à une révolution dans le domaine des communications optiques, mais aussi à l'avènement d'un nouveau domaine de recherche de l'optique non linéaire et ces applications [8].

L'atténuation, qui représente une diminution de la puissance optique par unité de longueur, est la propriété la plus fondamentale des fibres optiques. Elle est directement liée à la puissance des signaux optiques qui atteignent le récepteur à l'autre bout de la fibre optique. Le coefficient d'atténuation α pour une longueur d'onde donnée ce déduit directement de la loi de Beer-Lambert généralisée (2.19). Si P_0 est la puissance injectée à l'entrée de la fibre de longueur L , la puissance transmise P_t est donnée par :

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.19)$$

ou α (dB/km), qui représente la perte (l'atténuation) de la fibre exprimée, généralement, en décibel (dB) et par unité de longueur (km), est définie comme suit.

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_t}{P_0}\right) \quad (2.20)$$

Selon (2.19), la constante d'atténuation α exprimée en (cm^{-1}) peut être exprimée en (dB) par la relation $\alpha_{dB} = 4,343\alpha$, qu'en peut déduire à partir de l'expression (2.20).

En termes de conclusion, l'atténuation du signal optique résulte de l'accumulation de plusieurs processus physiques. Les contributions les plus importantes sont nombreuses, à savoir, la diffusion Rayleigh, qui est un processus de diffusion fondamental, l'absorption de l'ion hydroxyle OH^- , absorption vibronique des liaisons chimiques, et enfin la dispersion due à des défauts d'homogénéité liés aux processus de fabrication. Au vu des progrès technologiques en matière de purification, on peut dire que le niveau de perte actuel est limité essentiellement par le processus fondamental de diffusion Rayleigh et des pertes induites lors de l'installation et le raccordement de la fibre optique (couplage, courbure, jonction, séparation longitudinale, désalignement radial et angulaire, excentricité et ellipticité des cœurs).

Mécanismes et origines de la perte de puissance

La fibre est caractérisée par un important paramètre représentant l'atténuation (ou la perte de puissance) lors de la transmission de signaux optiques. La perte de la puissance optique dans une fibre est due principalement à trois principaux phénomènes dont les effets se cumulent. Il s'agit de pertes provoquées par "l'absorption intrinsèque" du matériau constituant la fibre (transitions électroniques et vibroniques). Les pertes provoquées par la "diffusion" de ce matériau, notamment, la diffusion Rayleigh. En plus, il existe des pertes qualifiées d'extrinsèques, qui sont dues aux contraintes environnementales [25].

Les pertes par absorption

Les phénomènes mis en jeu ici sont régis par les lois d'échanges d'énergie entre la lumière et les électrons optiques des atomes et molécules constituant le matériau de la fibre (absorption intrinsèque). Sachant que la silice pure absorbe de la lumière dans l'ultraviolet et le visible (transitions électroniques) et dans le proche infrarouge (transitions vibroniques). En plus, l'absorption due aux impuretés résiduelles du matériau, comme les ions hydroxydes OH^- et les dopants (absorption extrinsèque). Le résultat de ces deux types d'absorption se traduit par une courbe du type représentée en rouge sur la figure (2.7). En conséquence, la somme de ces deux types de pertes donne l'atténuation totale.

Les pertes par diffusion Rayleigh

La figure (2.7) montre que la majorité de la puissance est perdue par effet Rayleigh. Fondamentalement, les pertes par diffusion sont dues essentiellement à la diffusion Rayleigh générée par les imperfections des fibres [25]. Elle est produite par des inhomogénéités

du matériau sur des distances atomiques inférieures à la longueur d'onde de la lumière, telles que les fluctuations locales de densité figées pendant le processus de fabrication de la fibre, ou des fluctuations de concentration des dopants, les micro-courbures ou des variations aléatoires du diamètre du cœur, ainsi que les irrégularités involontaires de structure au niveau de l'interface cœur-gaine.

La loi de Rayleigh stipule que la puissance rétrodiffusée (perdue) varie en $1/\lambda^4$, où λ est la longueur d'onde de la source lumineuse utilisée. La courbe bleue en pointillé de la figure (2.7) traduit cette perte en fonction de la longueur d'onde. Cette diffusion se traduit par la propagation d'une infime partie de l'énergie incidente dans toutes les directions de l'espace, et ceci en tout point de la fibre. En conséquence, une partie de cette énergie est rétrodiffusée vers l'entrée de la fibre. C'est d'ailleurs sur cette propriété qu'est basée la réflectométrie optique, qui est une méthode d'évaluation non destructive utilisée pour le diagnostic, la mesure de l'atténuation et l'évaluation des performances des liaisons en fibres optiques.

Pratiquement, dans le domaine des télécoms optiques, les réflectomètres optiques sont utilisés pour la détection et la localisation des coupures, la mesure de pertes de puissance causées par les raccordements mécaniques, les épaisseurs par fusion à arc électrique, les connecteurs, les micro-courbures, les contraintes mécaniques durant le tirage (ou soufflage) et la pose de la fibre optique.

Atténuation totale

La fibre actuelle présente quatre plages spectrales où l'atténuation est relativement faible, figure (2.7). Celles-ci sont utilisées comme fenêtres de transmission. La première fenêtre à 850 nm, qui présente la plus forte atténuation et qui est uniquement utilisée pour les applications de courte portée, est devenue obsolète. La deuxième fenêtre à 1300 nm (O-Band : 1285 - 1350 nm) a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne importante d'environ 0,4 dB/km. Par ailleurs, la fenêtre (O-Band) présente aussi une caractéristique plus fondamentale avec une dispersion chromatique nulle autour de $\lambda_D = 1300$ nm. De ce fait, elle présente deux régimes de fonctionnement : un régime de dispersion normale pour les longueurs d'ondes inférieures à λ_D et un régime de dispersion anormale pour les longueurs d'onde supérieures à λ_D . Économiquement, elle présente l'avantage en matière de disponibilité des composants optoélectroniques à ces longueurs d'onde (lasers et récepteurs), qui sont peu coûteux. Elle est utilisée dans les systèmes de télécommunications de courte distance (quelques dizaines de kilomètres) ou de faible capacité (réseaux urbains).

La fenêtre à 1550 nm a une largeur de bande de l'ordre de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km. Celle-ci se divise en deux bandes : (C-Band), qui s'étend 1525 à 1565 nm, appelée bande conventionnelle, et la bande L (Long band) qui couvre la plage spectrale de 1570 à 1610 nm. Celle-ci est utilisée généralement pour les télécommunications longues distances et à haut débit. À cause de la faible atténuation dans cette fenêtre, cela permet d'espacer bien davantage les régénérateurs (amplificateurs EDFA) nécessaires pour la compensation de l'atténuation dans les liaisons à fibres optiques. C'est la raison pour laquelle on l'appelle, aussi, "Erbium-band".

Pour une longueur d'onde donnée, les deux courbes précédentes s'additionnent point par point pour donner l'atténuation totale d'une fibre en fonction de la longueur d'onde

comme le montre la figure (2.7). En fait, les récents progrès technologiques dans la fabrication des fibres optiques ont rendu les pertes par absorption négligeables, spécifiquement, les pics d'absorption extrinsèque et en particulier celle due à l'ion hydroxyle OH^- ont fortement diminués.

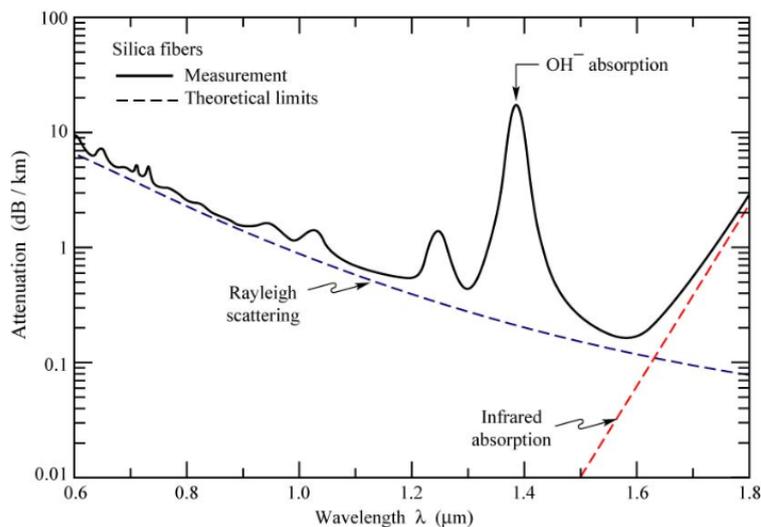


FIG. 2.7: La courbe en continue représente l'absorption totale.

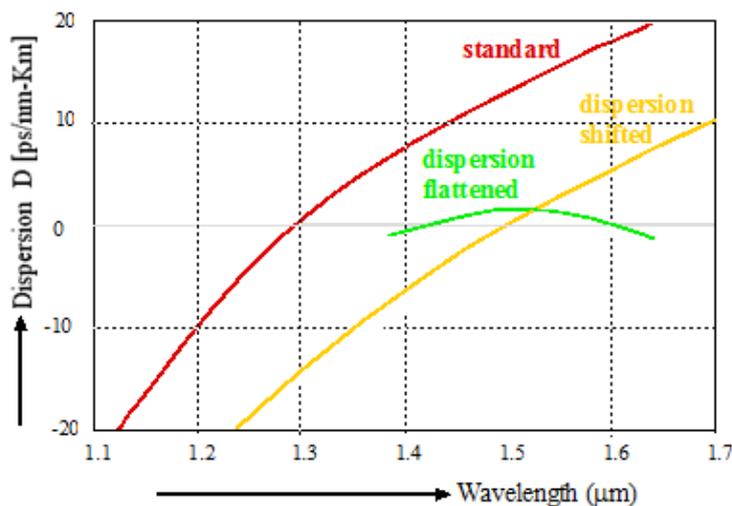


FIG. 2.8: Spectres d'atténuation et de dispersion d'une fibre optique standard. La fibre monomode standard a un coefficient de dispersion chromatique nulle à $\lambda_D = 1300 \mu\text{m}$. Cette même fibre est caractérisée par un coefficient de dispersion de 17 ps/nm.km autour de la longueur d'onde 1550 nm . Une dispersion nulle décalée vers 1550 nm , de cette façon, il est possible, aussi, d'obtenir des fibres à valeurs de dispersion faibles sur une plage spectrale très étendue (1300 à 1550 nm), appelées fibres plates (courbe en vert).

La figure (2.8), montre une courbe de dispersion chromatique d'une fibre standard, une fibre à dispersion décalée, et une fibre à dispersion plate respectivement. La fibre

monomode standard a un coefficient de dispersion chromatique nulle à $\lambda_D = 1300 \mu m$, une valeur négative pour des valeurs inférieurs à λ_D , et une dispersion positive pour des valeurs supérieurs à λ_D . Cette même fibre est caractérisée par un coefficient de dispersion de $17 ps/nm.km$ autour de la longueur d'onde $1550 nm$ (courbe rouge). Comme nous l'avons déjà signalé, la dispersion du guide, qui dépend de la géométrie de la fibre, est toujours négative, ceci permet sur le plan pratique d'ajuster sa valeur pour contrebalancer la dispersion du matériau et obtenir ainsi une fibre à dispersion nulle décalée vers $1550 nm$ (courbe jaune). De cette façon, il est possible, aussi, d'obtenir des fibres à valeurs de dispersion faibles sur une plage spectrale très étendue (1300 à $1550 nm$), appelées fibres plates (courbe en vert). Ainsi, les distorsions que subit le signal optique à cause de la dispersion chromatique peuvent être contournées grâce aux fibres à dispersion décalée "DSF" (Dispersion Shifted Fiber) ou fibres à dispersion aplatie "DFF" (Dispersion Flattened Fiber), qui possèdent une dispersion nulle ou quasi-nulle à ces longueurs d'onde.

Pratiquement, la dispersion, qui entraîne une dégradation du signal avec la longueur de la fibre, se combine toujours avec l'atténuation pour donner une limite de longueur pour une liaison de communication fonctionnant à une bande passante fixe. En effet, le produit de la bande passante par la longueur de la fibre est souvent cité comme une figure de mérite pratique qui peut inclure les effets de dispersion ou une limite d'atténuation qu'en peut corriger à l'aide d'amplificateurs optiques en ligne.

2.14 Principe de l'amplification optique (EDFA)

L'invention en 1986 de l'amplificateur à fibre optique "EDFA" (Erbium Doped Fibre Amplifier) est considérée comme l'une des événements qui ont marqué l'histoire des télécommunications optiques [35]. Explicitement, ces nouveaux composants permettent d'amplifier le signal de façon tout-optique en évitant la double conversion des signaux : optique-électrique-optique [36]. Signalons que la maîtrise de fabrication des amplificateurs en ligne est due essentiellement à la maîtrise de fabrication des diodes lasers de puissance employées comme source de pompage optique. Les EDFAs ont été mis en disponibilité sur le marché à partir de 1990 [37, 38]. Présentement, la technologie des amplificateurs tout-optique est devenue mature. Car, ils permettent d'offrir un gain aplati de l'ordre de $40 dB$, ce qui a permis aux systèmes de transmissions optiques de s'en passer des répéteurs électroniques sources de goulots d'étranglement pour le haut débit et d'espacer ainsi leurs points de régénération purement optique entre 100 et $150 km$. En conséquence, l'intégration de l'amplificateur optique en ligne a permis aux systèmes de transmission par fibre optique longues distances de tisser leur toile partout dans le monde de manière exemplaire et distinctive.

Singulièrement, l'EDFA, qui offre une large bande spectrale de gain de $30 nm$ autour de $1,55 \mu m$, a permis aux systèmes de transmission par multiplexage en longueur d'onde (WDM) de connaître un essor considérable. En effet, l'évolution de la capacité de ces systèmes de transmission a été boostée à un niveau très satisfaisant grâce à la mise en service d'amplificateurs, à l'augmentation du débit par canal et à la multiplication du nombre total de canaux par liaison. Aujourd'hui, ces systèmes à la fois terrestres et sous-marins sont devenus les principales autoroutes assurant la circulation de l'information et de la communication dans toutes ces formes entre les différents continents.

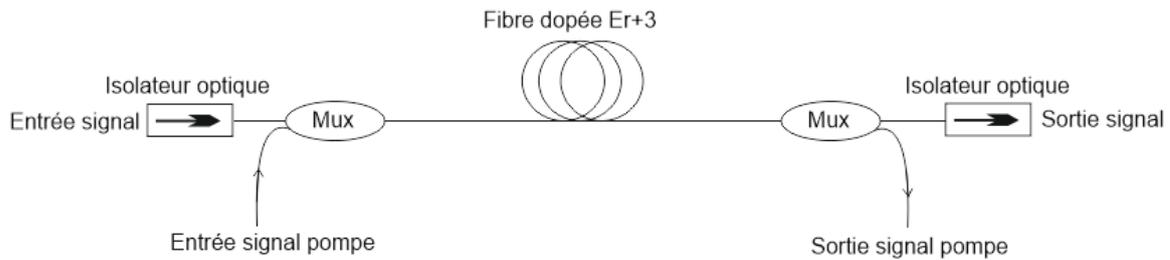


FIG. 2.9: Schéma du principe de fonctionnement d'un amplificateur à fibre dopée aux ions de terres rares (EDFA).

Le principe de fonctionnement est le même que celui d'un laser, qui est basé sur l'émission stimulée. Le schéma de principe (2.9) montre que le signal optique porteur de l'information à amplifier ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) passe par un isolateur optique dont le rôle est de bloquer toute réflexion parasite qui pourrait conduire à un effet laser de l'émission spontanée, considérée comme un bruit indésirable. Il est ensuite couplé via un multiplexeur d'entrée avec le faisceau laser à $\lambda = 980 \text{ nm}$ issu de la diode de pompe, pour créer l'inversion de population. Après son passage au travers un morceau de fibre de ~ 10 à 20 m de longueur dopée à l'erbium (milieu amplificateur), le signal qui est amplifié par émission stimulée sort via un second isolateur optique. Le multiplexeur de sortie permet de récupérer la puissance pompe non absorbée par la fibre amplificatrice.

Aujourd'hui, l'utilisation des amplificateurs en ligne "EDFA" a conduit à l'injection de signaux optiques puissants. Ainsi, les puissances véhiculées sont devenues élevées ce qui conduit inévitablement à induire des effets non-linéaires, qui sont considérés dans un certain nombre de cas comme des effets parasites contribuant à la dégradation des performances des systèmes de télécommunications sur fibres optiques. Ces phénomènes non-linéaires sont pris en considération lors de l'étude de la dynamique de propagation des signaux optiques et l'évaluation de leur impact sur les performances des systèmes de transmission optique.

2.15 Dynamique de propagation des signaux optiques

Actuellement, les systèmes de transmission à 10 Gb/s sont sur le marché depuis plusieurs années. Alors que ceux à 40 Gb/s sont en cours de déploiement. Cependant, les systèmes à haut débit se heurtent à certaines limitations physiques dont les cinq principales altérations sont les suivantes : la dispersion chromatique, la non linéarité de la fibre optique, les effets de dispersion de modes de polarisation, l'atténuation de la puissance lumineuse, et le bruit dû à l'amplification de l'émission spontanée.

Mathématiquement, le transfert d'informations, autrement dit, la propagation des signaux optiques dans une fibre à base de silice est gouverné par l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (2.21). Celle-ci, qui est déduite à partir des équations de Maxwell, tend à simplifier la structure réelle des réseaux de communications optiques, tout en conservant l'essentiel des limitations physiques rencontrées en pratique. L'équation de

propagation (2.21) est une équation différentielle non linéaire compliquée, tenant compte des effets linéaires et non-linéaires. Cependant, elle peut être simplifiée, modifiée, et adaptée pour l'étude et la simulation numérique de n'importe quel système de transmission optique [8].

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial z}A(z, t) &= -i\frac{\alpha}{2}A(z, t) && \text{(atténuation)} \\
 &-i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}A(z, t) && \text{(dispersion de second ordre)} \\
 &+\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial t^3}A(z, t) && \text{(dispersion de troisième ordre)} \\
 &-i\gamma|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(non-linéarité)} \\
 &+i\gamma T_R\frac{\partial}{\partial t}|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(diffusion Raman stimulée)} \\
 &+i\frac{2\gamma^2}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(auto-pentification)} \tag{2.21}
 \end{aligned}$$

D'après de ce qui précède, la fibre optique est un guide d'onde à faibles pertes, dispersif, et non linéaire à la fois. Selon l'équation (2.21), on constate que, durant sa propagation, l'information ou la modulation de l'amplitude $A(z, t)$ de l'onde lumineuse peut se perdre par absorption et diffusion Raman, par déformation due aux propriétés intrinsèques de la fibre telles que la dispersion, la non linéarité, l'auto-pentification, etc. Parmi ses effets inéluctables, il est à noter que le contrecoup majeur, qui limite le transfert de l'information, provient essentiellement de la dispersion de la vitesse de groupe et de la non-linéarité de la fibre. C'est à cause de ces différentes contraintes, les concepteurs des systèmes de transmissions ont un but principal est d'avoir des signaux à la sortie du système qui porte les mêmes caractéristiques que ceux injectés à l'entrée. Donc, tous les phénomènes qui contribuent aux dégradations de la qualité des signaux optiques sont à corriger ou à remédier pour assurer une meilleure réception.

Le premier mécanisme responsable de la perte de l'information est la dispersion chromatique. Celle-ci, qui est à l'origine de la dispersion de la vitesse de groupe, provient de la dépendance de la vitesse de propagation de l'indice de réfraction $v = c/n(\omega)$, qui à son tour dépend de la fréquence de la lumière utilisée $n(\omega)$. En conséquence, les différentes composantes spectrales de l'impulsion vont voyager à l'intérieure de la fibre avec des vitesses différentes. Certaines composantes seront retardées par rapport à d'autres, ceci se traduit par un étalement temporel de l'impulsion, comme le montre la figure (3.1).

En effet, l'élargissement dans le temps des impulsions optiques peut devenir un obstacle limitant ainsi le transfert de l'information. D'une part, une impulsion élargie a une intensité de crête beaucoup plus faible que l'impulsion initiale, ce qui rend plus difficile sa détection. D'autre part, dans les systèmes de transmission numérique, l'élargissement de deux impulsions voisines peut entraîner un recouvrement des impulsions successives (interférence entre symboles), ce qui conduit à des erreurs de détection et par suite perte de l'information.

Mathématiquement, la dispersion chromatique des fibres monomodes dont l'origine provient de la dépendance fréquentielle de la constante de propagation $\beta(\omega)$, est prise en

compte en développant en série de Taylor la constante du mode de propagation $\beta(\omega) = \omega n(\omega)/c$ autour de la fréquence porteuse ω_0 .

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (2.22)$$

ou $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ représente la dérivée d'ordre m de la constante de propagation β par rapport à la fréquence angulaire ω , le terme β_1 est lié à la vitesse de déplacement de l'enveloppe de l'onde signal (vitesse de groupe $v_g = 1/\beta_1$), la dérivée seconde β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe GVD (Group Velocity Dispersion) qui est responsable de l'élargissement temporel des impulsions optiques, figure (3.1).

Le deuxième mécanisme responsable de la perte de l'information est l'effet non-linéaire de la fibre optique. Sachant que la réponse d'un diélectrique à une excitation lumineuse devient non-linéaire pour les champs électromagnétiques intenses (cas des impulsions lasers) et les fibres optiques ne font pas exception. Dans ce cas, la polarisation dipolaire électrique devient une fonction non-linéaire du champ électrique, et elle satisfait la relation générale suivante [8].

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \dots], \quad (2.23)$$

ou $\chi^{(1)} = (n^2 - 1)$, qui symbolise la susceptibilité linéaire en fonction de l'indice de réfraction n , représente la contribution la plus dominante. Alors que la susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est responsable de la génération de la seconde harmonique et la génération de la somme de fréquences. Quant à la susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$, elle est responsable de la génération de la troisième harmonique, le mixage à quatre ondes et, principalement, la réfraction non-linéaire (effet Kerr).

L'effet Kerr

L'effet Kerr provient de la dépendance de l'indice de réfraction de la fibre de l'intensité lumineuse associée à l'onde optique porteuse de l'information. D'après [8], l'indice de réfraction peut s'exprimer sous la forme d'une fonction non-linéaire du champ électrique E .

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2|E|^2 \quad (2.24)$$

On note que l'effet Kerr est à l'origine physique de plusieurs phénomènes non-linéaires très intéressants du point de vue technologique, dont les deux les plus étudiés sont : l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée. Effectivement, la dépendance de l'indice de réfraction n de l'intensité $I(t, z)$ est la cause de perturbations à la fois spectrales (l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, le mélange à quatre ondes) et spatiales (auto-focalisation) de l'onde [8].

L'auto-modulation de phase (SPM)

Par définition, l'auto-modulation de phase "SPM" (Self-Phase Modulation) est la variation de fréquence provoquée par un décalage de phase induit par l'impulsion elle-même [39]. Le SPM signifie que l'onde de propagation s'auto-module à cause de l'effet Kerr,

qui est fondamentalement un processus temporel non linéaire d'ordre trois. Car, la puissance lumineuse injectée à l'entrée des systèmes de transmission induit, généralement, une modulation de phase parasite, qui est due à la dépendance de l'indice de réfraction de l'intensité optique considérée (2.24). En conséquence, la variation temporelle de l'indice de réfraction génère une modulation de phase non-linéaire dépendante du temps.

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (2.25)$$

avec n_2 partie non-linéaire de l'indice de réfraction, L la longueur non-linéaire de la fibre et $I(t)$ l'intensité lumineuse.

La SPM est responsable de l'élargissement spectrale des impulsions ultracourtes et l'existence de solitons optiques dans le régime de propagation de dispersion anormale.

La modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase croisée "XPM" (Cross Phase Modulation), qui est un phénomène non-linéaire d'ordre trois pour lequel la polarisation du milieu répond au cube du champ électrique appliqué, ceci se produit généralement dans les systèmes multiplexés. Physiquement, la XPM se traduit par un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes λ . En effet, l'indice de réfraction vu par le signal se propageant dans un canal optique est perturbé par les signaux se propageant dans les canaux voisins. Après croisement, ce signal subit une modulation de phase fonction de la puissance du signal interférant. Ce mécanisme est à l'origine de plusieurs phénomènes non-linéaires qui ont donnés lieu à plusieurs applications très intéressantes tels que les modulateurs et les commutateurs optiques. Ces composants, tout-optique, sont utilisés dans les systèmes de transmissions optiques modernes [18, 2,].

2.16 Mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes "FWM" (Four Wave Mixing) est un phénomène non linéaire néfaste, qui par l'intermédiaire de la non-linéarité de la fibre induit une modulation de phase croisée. Celle-ci est responsable de l'intermodulation entre les différents canaux de transmission d'un système multiplexé. Le battement de deux canaux aux fréquences ν_1 et ν_2 peut donner lieu à des intermodulations aux fréquences $2\nu_1 - \nu_2$ et $2\nu_2 - \nu_1$, générant ainsi des bandes latérales qui interfèrent avec les canaux voisins. Cela représente une limite importante à la capacité de transmission dans les systèmes WDM ou FDM. Cependant, une répartition judicieuse des différents canaux peut réduire au minimum le problème d'intermodulation, mais au détriment de la bande passante. Par ailleurs, il est à noter aussi que l'effet cumulatif des non-linéarités augmente avec la longueur de l'interaction ce qui impose une autre limite importante sur la portée des systèmes multiplexés.

2.17 Dispersion de modes de polarisation (PMD)

Fondamentalement, l'origine physique de la dispersion de modes de polarisation "PMD" (Polarized Mode Dispersion) est due essentiellement à une imparfaite symétrie de la fibre

optique. En effet, la PMD est considérée comme l'une des trois phénomènes dispersifs nuisibles dans les systèmes de transmission à haut débit. Théoriquement, la polarisation de la lumière ne devrait pas évoluer le long d'une fibre parfaitement circulaire. Cependant, la fibre réelle présente toujours des imperfections de fabrication et des contraintes résiduelles environnementales, qui induisent une non-symétrie de la révolution du profil d'indice dans le cœur, ce qui induit une biréfringence dont les axes propres (lent et rapide) varient de manière chaotique et ce qui rend, aussi, la PMD incontrôlable et imprévisible, comme le montre schématiquement la figure (2.10). Effectivement, l'injection d'un signal dans une fibre biréfringente permet d'exciter les deux modes de polarisation. Puisque chaque mode a une vitesse de propagation propre, il y aura un décalage dans le temps d'arrivée des deux composantes, et par suite un dédoublement du signal à la réception (2.10), qui aura pour effet de brouillage et perte de l'information.

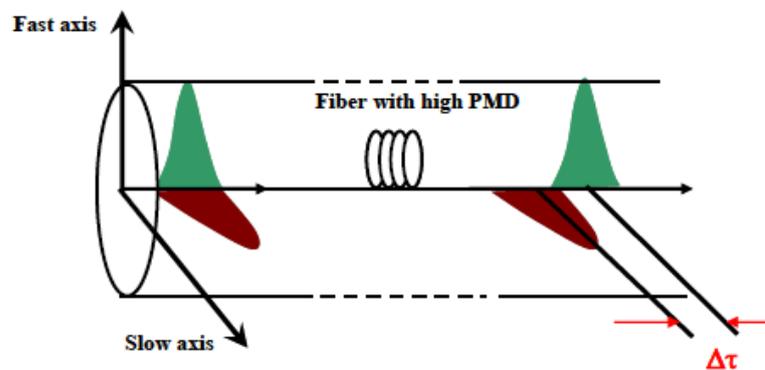


FIG. 2.10: Illustration schématique de l'effet de la dispersion modale de polarisation. Le dédoublement du signal, due à la biréfringence de la fibre, est le responsable du brouillage et la perte de l'information, [5].

2.18 Conclusion

Le secteur des télécommunications optiques est passé et passe encore aujourd'hui par de gros efforts de travaux de recherche théoriques et de développement technologiques. Fondamentalement, les fibres les plus performantes pour les applications de télécommunications longues distances ne sont pas exemptes de certaines limitations inhérentes aux propriétés physiques des guides d'ondes à base de la silice. En conséquence, les systèmes à haut débit se heurtent essentiellement à cinq principales altérations, qui sont : la dispersion chromatique, la non linéarité de la fibre optique, les effets de dispersion de modes de polarisation, l'atténuation de la puissance lumineuse, et le bruit dû à l'amplification de l'émission spontanée. Actuellement, les avancées technologiques dans le domaine des télécommunications ont abouti à l'optimisation de la majorité des contraintes qui altèrent les performances des systèmes de transmission optique. Parmi ces développements, l'invention de l'amplificateur à fibre optique "EDFA" qui permet d'amplifier le signal de façon tout-optique en évitant la double conversion des signaux : optique-électrique-optique, la maîtrise de fabrication des diodes lasers de puissance employées comme source de pompage optique, la fabrication de fibres monomodes à maintien de polarisation, qui permettent

d'amplifier les signaux atténués et d'alléger l'effet de dispersion de modes de polarisation, etc.