

Les fibres optiques et les transmissions de
données par voie optique.

Michel Fabrice

24 avril 2006

Table des matières

Chapitre 1

Motivation :

Depuis la nuit des temps, des peintures préhistoriques aux médias actuels, l'homme a toujours ressenti le besoin de communiquer, de transférer des données, de l'information.

Le "vouloir toujours plus" de l'homme l'a poussé à rechercher le moyen de transférer le maximum d'informations entre deux points de plus en plus éloignés et de plus en plus vite. A l'heure actuelle, ce besoin est rempli en utilisant les faisceaux lasers comme onde porteuse.

Le guidage des ondes porteuses convoluant l'information, leur étude s'avère nécessaire. Le but de ce travail est d'introduire les fibres optiques, guide d'onde couramment utilisé dans le domaine des télécommunications. Pour une question pédagogique, nous discuterons dans un premier temps les guides d'onde plans en toute généralité. Une fois les concepts relatifs à ces guides d'onde introduits, nous étudierons les fibres optiques.

Chapitre 2

Les guides d'onde diélectriques, symétriques et plans :

Dans ce chapitre, nous introduirons les notions de guide d'onde, de modes guidés, de constante de propagation, de dispersion intermodale et d'ondes évanescentes induites par réflexion totale sur un dioptre.

Pour des questions pédagogiques, les guides d'onde étudiés dans ce chapitre sont des diélectriques plans symétriques et à section rectangulaire. Nous limiterons aussi l'étude au cas bidimensionnel (y,z).

Ces nouveaux concepts, nous permettrons de traiter les fibres optiques.

2.1 Hypothèse générale :

Tout au long de cet exposé, la lumière utilisée est considérée monochromatique.

2.2 Définition et concept physique :

Un *guide d'onde diélectrique plan* consiste en une lame diélectrique, de section rectangulaire, d'épaisseur d et d'indice de réfraction n_I prise en sandwich entre deux régions semi-infinies d'indices de réfraction respectifs $n_{II} < n_I$ et $n_{III} < n_I$. Si les indices de réfraction n_{II} et n_{III} sont différents, alors le guide d'onde sera dit *asymétrique*.

Nous nous placerons dans le cadre des guides symétriques ($n_{II} = n_{III}$) et noterons n_{II} l'indice de réfraction du milieu extérieur à la couche guide.

Si un faisceau pénètre dans un guide d'onde (zone I, figure ??) et atteint les interfaces sous une incidence θ supérieure à l'*angle critique*¹ alors il se réfléchit totalement. Ceci a pour effet que la superposition des ondes incidentes et réfléchies est une onde qui ne peut se propager, en moyenne, que parallèlement aux interfaces. L'onde résultante est donc piégée et guidée dans la zone I.

Si le faisceau n'atteint pas les interfaces avec une incidence supérieure à l'angle critique, il y aura une perte importante de flux lumineux à chaque réflexion et il n'y aura plus d'énergie électromagnétique, dans la couche guide, au delà d'une certaine distance z .

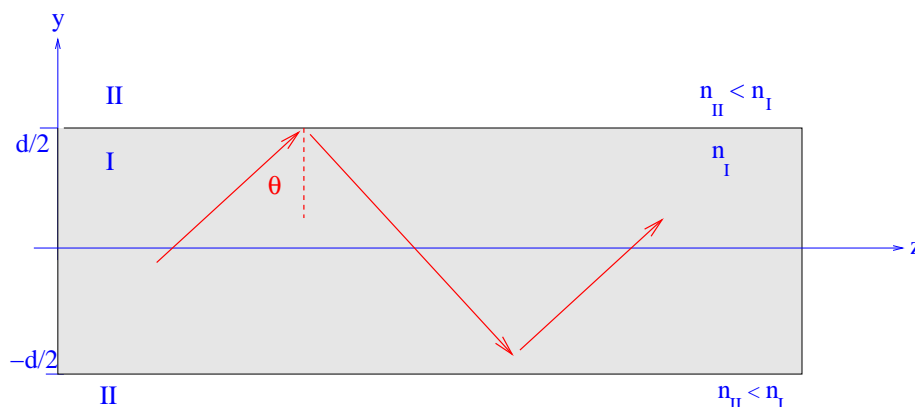


FIG. 2.1 – Représentation schématique d'un guide d'onde diélectrique plan bidimensionnel. La région I présente l'indice de réfraction le plus élevé. L'angle d'incidence θ est supposé supérieur à l'angle critique θ_c .

Les zones II porteront le nom d'*enveloppes* ou encore de *cladding*. Quant à la région I, elle sera appelée le *coeur* ou le *core* du guide d'onde.

2.3 Relations de self-consistance :

Dans un guide d'onde, un rayon lumineux se propage en zigzag par réflexions successives sur les interfaces.

¹Pour rappel, l'angle critique (appelé aussi angle limite) θ_c est donné par :
 $\theta_c = \text{Arcsin}(n_{II}/n_I)$.

En pratique, nous n'avons pas accès à un seul rayon lumineux² mais à un faisceau de rayons lumineux. Pour que ce faisceau puisse se propager dans le guide d'onde, l'interférence, aux interfaces du guide d'onde, entre les rayons réfléchis et incidents doit être constructive.

Mathématiquement, ceci a lieu lorsque l'on vérifie la relation suivante :

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2d \cdot \cos(\theta) - 2\varphi = 2\pi m; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.1)$$

Où d est l'épaisseur de la couche guide ; λ la longueur d'onde de la radiation électromagnétique dans la zone I et φ , le déphasage introduit par 1 réflexion sur une interface.

Condition qui peut se réécrire :

$$\tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \tan\left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \cos(\theta) - m \frac{\pi}{2}\right) \quad (2.2)$$

Pour le mode de polarisation TE, le déphasage ϕ introduit par une réflexion sur une des interfaces I/II vaut : [?]

$$\tan\left(\frac{\phi}{2}\right) = \left(\frac{\cos^2(\theta_c)}{\cos^2(\theta)} - 1\right)^{1/2} \quad (2.3)$$

ce qui implique que finalement, la relation ?? devient pour le mode TE :

$$\tan\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos(\theta) - m \frac{\pi}{2}\right) = \left(\frac{\cos^2 \theta_c}{\cos^2 \theta} - 1\right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Pour la polarisation TM, le déphasage Ψ introduit par une réflexion sur une interface I/II est lié à celui du mode TE par la relation : [?]

$$\tan\left(\frac{\Psi}{2}\right) = \left(\frac{n_I}{n_{II}}\right)^2 \tan\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (2.5)$$

²En effet, les rayons lumineux sont des constructions d'esprit pour faciliter la visualisation de phénomènes optiques.

ce qui implique que la relation ?? relative au mode TM s'écrit :

$$\text{Tan} \left(\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \text{Cos}(\theta) - m \frac{\pi}{2} \right) = \left(\frac{n_I}{n_{III}} \right)^2 \left(\frac{\text{Cos}^2 \theta_c}{\text{Cos}^2 \theta} - 1 \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Les équations ?? et ?? portent le nom de *relations de self-consistance (RSC)*. Nous appellerons respectivement $\mathbf{RHS}(\omega)$, leur membre de droite et $\mathbf{LHS}(m, \omega)$, leur membre de gauche. La variable ω représentant $\text{Cos}(\theta)$.

Le domaine de définition de la fonction $\mathbf{RHS}(\omega)$ se limite à $[0; \text{Cos} \theta_c]$: figure ?. Cette limitation traduit le fait qu'au delà de cette borne inférieure, il ne peut y avoir réflexion totale aux interfaces.

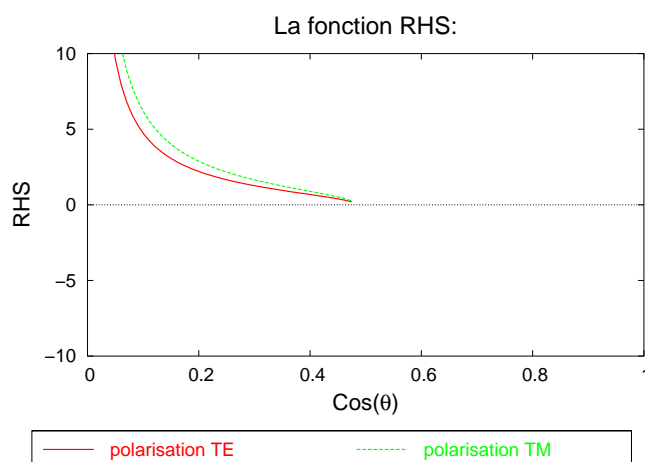


FIG. 2.2 – Les paramètres sont : $n_I = 1.6$ et $n_{II} = 1.4$. On en déduit les angles critiques aux interfaces : $\theta_c \approx 61^\circ$. La fonction RHS est dépendante de la polarisation et n'est plus définie au-delà de $\text{Cos}(61^\circ)$, c'ad, au-delà de $\text{Cos}(\theta) \approx 0.48$.

Quant aux fonctions $\mathbf{LHS}(m, \omega)$, elles ne sont en réalité dépendantes du paramètre m que via la parité de m . En effet, toutes les fonctions $\mathbf{LHS}(m, \omega ; m \text{ pair})$ se superposent et toutes les fonctions $\mathbf{LHS}(m, \omega ; m \text{ impaire})$ se superposent. Nous reprendrons sous l'appellation $\mathbf{LHS}(\omega)$ l'ensemble de toutes les branches de tangentes (figure ?). Nous négligerons donc la variable m .

Les branches de la fonction $LHS(\omega)$ sont "distantes" de $\lambda/2d$. Ce rapport sera une grandeur physique pertinente.

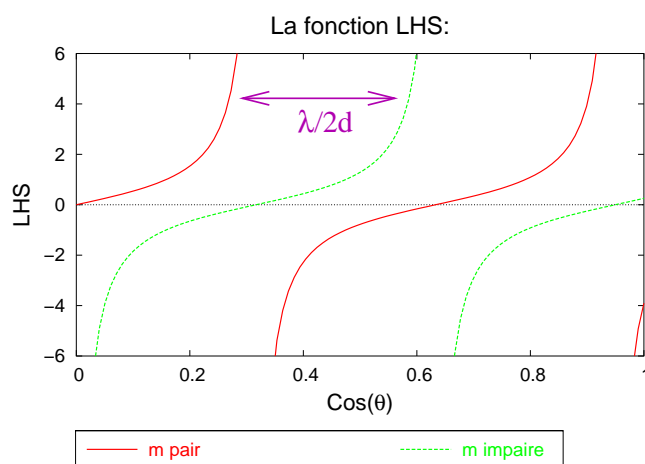


FIG. 2.3 – La fonction LHS est constituée de branches de tangentes. La distance entre deux branches consécutives vaut $\lambda/2d$. Les paramètres sont : $d = 1000nm$ et $\lambda = 633nm$.

2.3.1 Solutions des RSC :

Tentons de déterminer les angles θ_m ($m=0,1,\dots,M$) qui vérifient les relations RSC. C'est-à-dire, pour un mode de polarisation et une configuration (d, λ, n_I, n_{II}) donnés, recherchons les incidences qu'un faisceau pénétrant dans la zone I doit posséder pour pouvoir se propager dans le coeur du guide d'onde.

Cette résolution se fera par méthode numérique (Graphique ??). En effet, les conditions de self-consistance sont vérifiées lorsque la variable ω est l'abscisse d'une intersection entre $RHS(\omega)$ et une des branches de $LHS(\omega)$.

A ces intersections, les valeurs de $Cos(\theta)$ vérifient les équations de self-consistance et par conséquent, nous obtenons les valeurs de θ qui autorisent la propagation du faisceau lumineux dans tout le coeur du guide d'onde.

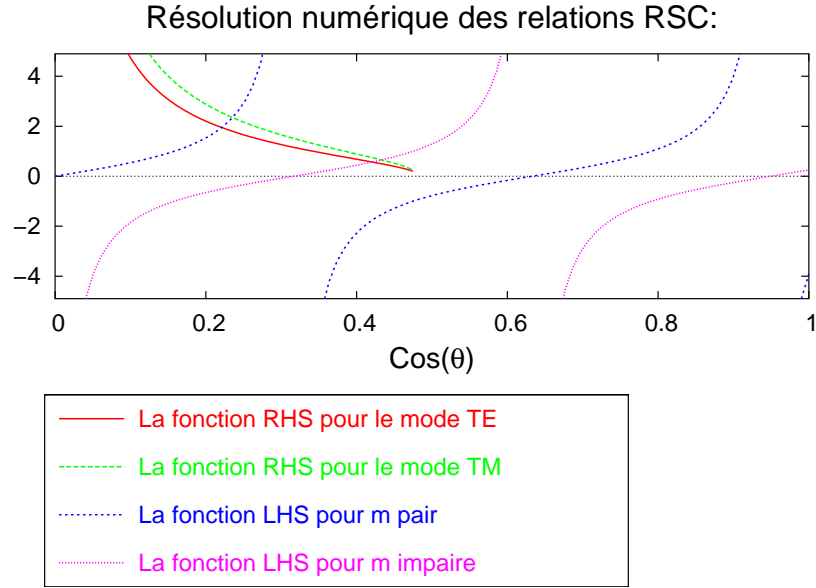


FIG. 2.4 – Exemple d’une résolution numérique des relations de self-consistance pour les modes de polarisation TE et TM. Les paramètres utilisés valent : $\lambda = 633nm$; $d = 1000nm$; $n_I = 1.6$; $n_{II} = 1.4$. L’angle de propagation θ_m des modes dans la couche guide dépend de la polarisation.

Les solutions des relations RSC, notées θ_m ($m=0,1,\dots,M-1$), sont appelées **modes guidés**. Le nombre M de modes guidés sera égal au nombre d’intersections entre la fonction RHS et LHS. Les branches de la fonction LHS étant distantes de $\lambda/2d$, le nombre de modes guidés d’un guide d’onde dépendra de son épaisseur. Le nombre de modes M est donné via la relation :

$$M \doteq \frac{\text{Cos}\theta_c}{\lambda/2d} \quad (2.7)$$

Le symbole \doteq signifiant que le quotient est arrondi vers l’entier supérieur.

En introduisant l’**ouverture numérique NA** : $NA = \sqrt{n_I^2 - n_{II}^2}$, on réécrit M via la relation :

$$M \doteq 2 \frac{d}{\lambda_0} NA \quad (2.8)$$

Le mode guidé $m = M-1$ est appelé **cut-off**.

Les faisceaux qui ne correspondent pas à un mode guidé finiront par disparaître même s'ils ont une incidence supérieure à l'angle critique θ_c .

2.3.2 Constante de propagation d'un guide d'onde :

Nous venons de décrire la résolution des équations de self-consistance.

Les solutions θ_m de ces équations RSC nous permettent de connaître les vecteurs d'onde \vec{k}_m des différents modes m :

$$\vec{k}_m = (n_I k_0 \cos \theta_m, n_I k_0 \sin \theta_m) \quad (2.9)$$

où k_0 est le module du vecteur d'onde, dans le vide, du faisceau guidé.

Les composantes selon l'axe Z de ces différents vecteurs \vec{k}_m sont appelées **constantes de propagation** β_m des modes du guide d'onde.

L'existence du paramètre m dans l'expression de β_m implique que chaque mode se propage de manière différente dans le guide d'onde : **dispersion intermodale**. La conséquence principale de cet effet est que le mode m=j se propagera plus vite dans la couche guide que le mode m=i ($\forall i > j$) et inversement. D'un point de vue communication, la dispersion intermodale élargit un signal dans le temps. Par exemple, deux pulses peu séparés dans le temps entrent dans le guide d'onde, ils ressortent élargis et peuvent même être confondus. Ceci complique la réception des données.

2.4 Etude électromagnétique des modes guidés :

Les modes guidés introduits dans la section précédente possèdent une caractéristique électromagnétique intéressante.

Les différents modes de la couche guide d'onde conservent la même distribution transversale [?] et, dans le cas d'une couche guide d'onde plane, la même polarisation de leurs champs tout le long de l'axe Z du guide d'onde (figure ??).

Les distributions transversales des champs des différents modes guidés dépendent du paramètre m. Différentes distributions sont reprises dans la figure ??.

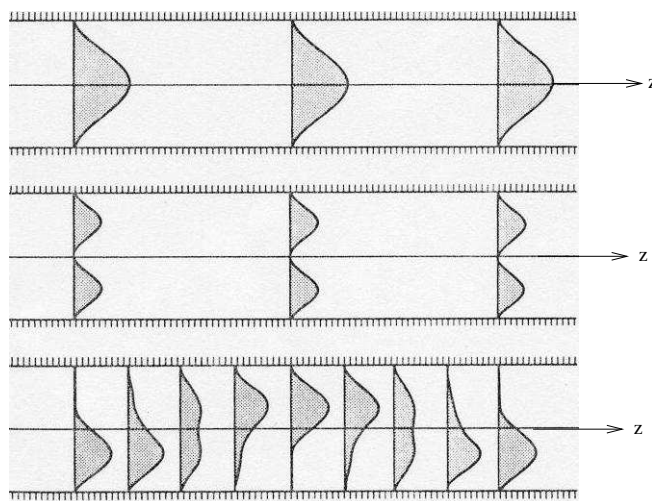


FIG. 2.5 – *En haut et au milieu* : l'amplitude complexe du champ électrique est respectivement dans le mode $m=0$ et $m=1$. Sa distribution transversale ne varie pas avec la position z . *En bas* : Le faisceau incident n'est pas dans un mode propre du guide d'onde.[?]

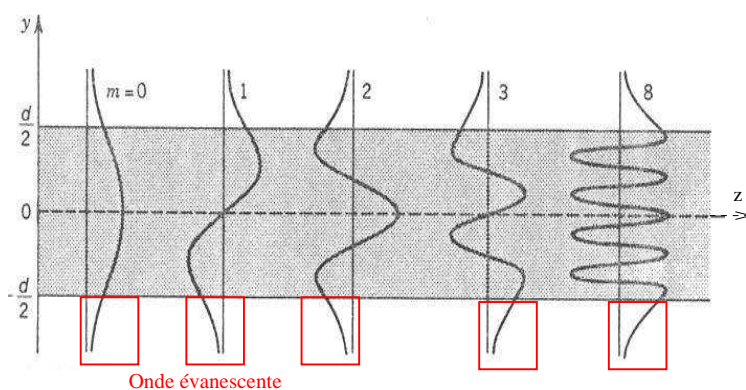


FIG. 2.6 – Représentation de la distribution transversale du champ de quelques modes m dans un guide d'onde diélectrique symétrique à section rectangulaire. [?] *En rouge* : existence d'ondes évanescentes.

2.4.1 Ondes évanescentes dans les guides d'onde :

Dans les cours de physique élémentaire, il est courant de dire que lors d'une réflexion totale, il n'y a aucun flux lumineux transmis. Cependant, l'étude électromagnétique précédente montre l'existence d'une onde de l'autre

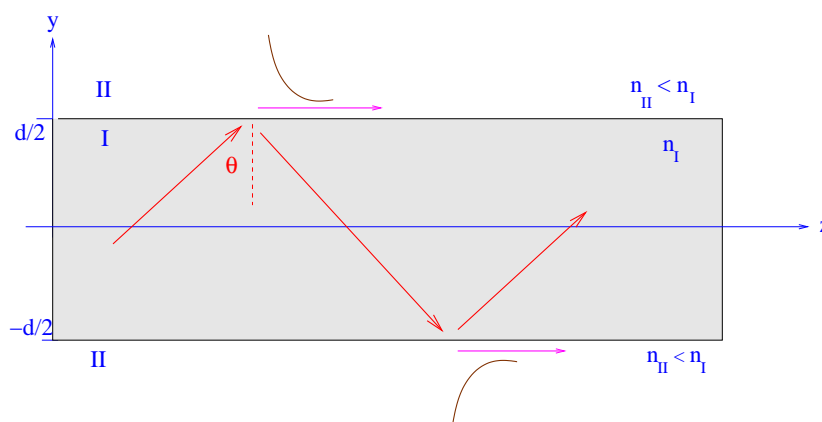


FIG. 2.7 – Représentation schématique des ondes évanescentes (en rose) dans un guide d'onde. L'incidence θ est supposée supérieure à l'angle critique des interfaces. En brun : la décroissance exponentielle en fonction de y de l'amplitude de l'onde évanescente.

côté de l'interface (schéma ??).

Cette onde sera dite *évanescence*. La composante selon l'axe Y de son vecteur d'onde est imaginaire pure [?] : l'onde sera inhomogène. La décroissance de son amplitude, dans un plan d'onde, est du type exponentielle lorsque l'on s'éloigne des interfaces (figure ??).

Ceci implique que dans un guide d'onde, à chaque réflexion totale aux interfaces, il y a apparition d'un champ électromagnétique dans les enveloppes du guide. Le vecteur de Poynting associé à ce champ possède une composante selon l'axe Z non nulle et une composante selon l'axe Y nulle. Il n'y a pas de flux énergétique dans cette direction Y. L'onde évanescente ne contribue pas, dans la direction Y, au champ lointain. L'exponentielle caractérisant la décroissance, selon l'axe Y, de l'amplitude du champ tend vers 0 au-delà d'une certaine distance p . Cette distance est donnée par la relation ?? ([?]) : l'énergie électromagnétique est présente uniquement, dans la direction Y, sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde.

L'onde évanescente est étroitement liée au mode guidé m lui ayant donné naissance :

- L'onde évanescente se propagera dans la direction OZ, axe du guide

d'onde, avec la constante de propagation β_m . En d'autres termes, la composante selon l'axe Z du vecteur d'onde de l'onde évanescente est égale à celle du mode guidé lui ayant donné naissance [?];

- Les ondes incidente et évanescente posséderont la même polarisation [?]. C'est-à-dire, si l'écoulement électromagnétique guidé est polarisé dans le mode TE (resp. TM) alors l'onde évanescente sera polarisée TE (resp. TM);
- Quand le paramètre m augmente (c'est à dire $\text{Cos}\theta_m$ augmente ou encore $\text{Sin}\theta_m$ diminue), l'exponentielle caractérisant l'onde évanescente décroît moins vite. En effet, elle s'écrit ([?]; [?]) :

$$\exp\left(-y\sqrt{n_I^2 k_0^2 \text{Sin}^2\theta_m - n_{II}^2 k_0^2}\right) \quad (2.10)$$

De plus, l'amplitude du champ en $y = \pm d/2$ augmente avec la valeur de m [?]. Finalement, on en déduit que la distance de pénétration de l'onde évanescente dans le milieu II est fonction du paramètre m considéré. La littérature [?] nous enseigne que cette distance p de pénétration est donnée par la relation :

$$p = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{n_I^2 \cdot \text{Sin}^2\theta_m - n_{II}^2}} \quad (2.11)$$

Quand m augmente, l'onde évanescente pénètre plus profondément dans l'enveloppe du guide d'onde.

L'existence des ondes évanescentes implique une atténuation du signal le long de l'axe Z. Sur des distances importantes, dans le but de contrer ces pertes, il faudra placer des amplificateurs le long de la couche guide.

N.B : les ondes évanescentes décrites dans la section précédente ont été étudiées dans le cadre des guides d'onde. Cependant, les résultats établis restent valables pour toute réflexion totale.

Chapitre 3

Les fibres optiques :

Nous venons de traiter les guides d'ondes plans. Cette étude nous a permis de nous familiariser avec les concepts de modes guidés, de constante de propagation, d'ondes évanescentes,...

Tentons maintenant de généraliser ces notions aux guides d'onde à section circulaire, c'est-à-dire, aux fibres optiques (FO). Dans le but de fixer la géométrie du problème, nous supposons que la fibre optique possède un coeur d'indice de réfraction n_I et de rayon a . Quant à l'enveloppe, elle possède un indice de réfraction n_{II} inférieur à n_I (figure ??). La distance transversale par rapport à l'axe de la fibre est notée r .

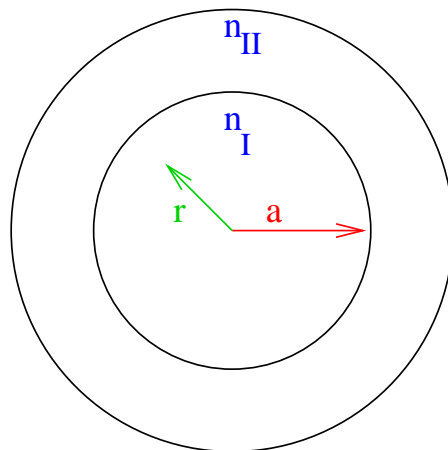


FIG. 3.1 – Schématisation d'une fibre optique.

3.1 Types de fibres optiques :

Les industriels commercialisent deux types de fibres optiques (figure ??) :

1. **à saut d'indice (step index)** : le profil de l'indice de réfraction de la fibre et du cladding est constant ;
2. **à gradient d'indice** : le coeur du guide est à gradient d'indice.

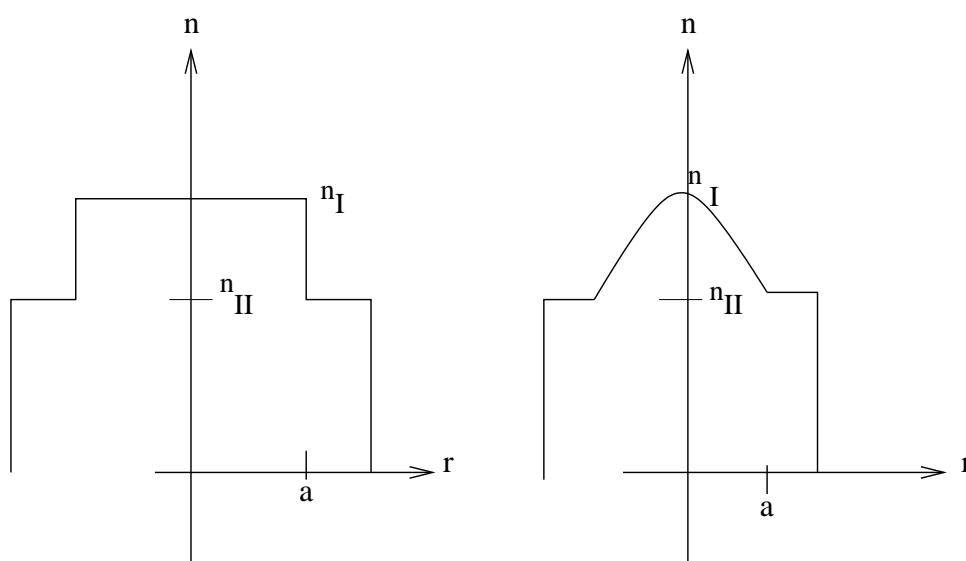


FIG. 3.2 – Profil de l'indice de réfraction dans une fibre optique step index (à gauche) et à gradient d'indice (à droite).

Ces deux types de fibres possèdent des propriétés optiques différentes. Analysons leurs caractéristiques respectives.

3.1.1 Fibre optique à indice constant :

Dans les FO à saut d'indice, les rayons lumineux peuvent se propager de diverses manières. On classe généralement ces rayons selon leur type de propagation (figure ??) :

1. les **rayons méridionaux** : correspondent aux rayons lumineux qui passent par le centre de la section de la FO ;

2. les "*skew*" *rayons* : décrivent des hélices angulaires (tire-bouchon) en se propageant dans la FO.

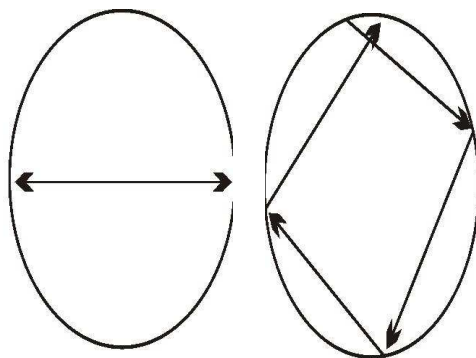


FIG. 3.3 – Schématisation des rayons méridionaux (à gauche) et "skew" (à droite).

Ces rayons pour se propager doivent correspondre à un mode guidé de la fibre. Les "skew" rayons qui ne correspondent pas à un mode guidé sont aussi appelés "*leaky*" *rayons*. Ils ne se propagent dans le coeur que sur une faible distance.

Comme pour le chapitre précédent, à chaque mode guidé de la FO correspond une distribution particulière du champ. Dans la pratique, les fibres sont construites de manière à n'avoir une différence entre n_I et n_{II} que de l'ordre de quelques pourcents. Cela implique que les différents modes se regroupent en un ensemble de modes polarisés linéairement et notés LP_{lm} . L'indice m signifiant que la distribution du champ possède m maxima sur un rayon de la FO et l'indice l signifiant qu'il y a $2l$ maxima de champ sur un cercle.

La théorie déterminant le nombre de modes guidés est similaire aux guides d'ondes plans. Le nombre N approximatif de modes guidés dans une FO de rayon a est donné par la relation suivante :

$$N \approx \frac{4\pi^2 a^2}{2\lambda_0^2} NA^2. \quad (3.1)$$

Ordre de grandeur :

Pour $\lambda_0 = 1\mu m$; $a = 50\mu m$; $n_I = 1.53$ et $n_{II} = 1.5$, on a $N \approx 4486$ modes guidés.

Comme pour les guides d'onde plans, les modes guidés d'une FO sont sujets au phénomène de dispersion intermodale. Pour une FO à indice constant, la dispersion intermodale¹ $\Delta\tau$ sur une distance L est donnée par la relation :

$$\Delta\tau = \frac{L.NA^2}{2cn_I} \quad (3.2)$$

Cette relation nous enseigne la linéarité entre la dispersion et la longueur de la fibre optique. Sur des longues distances, ce phénomène de dispersion peut donc sembler important. Mais, en fait, le problème est moins grave. Les imperfections de la FO permettent le couplage entre les modes guidés (de l'énergie passe d'un mode dans l'autre). Ainsi, si l'on envoie deux signaux (S et S') dans une FO, à un certain moment le signal S sera en avance sur le signal S' . Suite au couplage, à un autre moment S sera en retard sur S' . En moyenne, on atteint un certain équilibre. Dans ces conditions, la dispersion est proportionnelle à $L^{1/2}$.

En télécommunication, la fibre optique est souvent désirée² monomode ($N=1$). En vertu de l'expression de N , une FO est monomode si la relation suivante est vérifiée :

$$a < \frac{1.405\lambda_0}{2\pi\sqrt{n_I^2 - n_{II}^2}} \quad (3.3)$$

Nous verrons plus loin la nécessité de travailler dans l'IR. Ainsi, une fibre sera monomode pour un coeur de rayon de quelques micromètres³. Malheureusement, un tel ordre de grandeur induit des problèmes d'usinage, d'illumination (diffraction), de fragilité, de manipulation,...

3.1.2 Fibre optique à gradient d'indice :

Nous venons d'étudier les FO à saut indice. En télécommunication, ces fibres sont désirées monomodes. Malheureusement, cela induit des fibres difficilement manipulables. Pour contrer ce problème, on utilise les FO à gradient

¹La dispersion intermodale est vue comme le décalage temporel de la réception entre deux modes guidés émis en même temps

²Élimination du phénomène de dispersion intermodale et élargissement de la bande passante.

³Les fibres multimodes possèdent un rayon d'une centaine de micromètres.

d'indice. De telles fibres possèdent une bande passante plus importante que les FO à saut d'indice et une dispersion intermodale moindre.

Dans une FO à gradient d'indice, on distingue trois types de rayons lumineux :

1. les rayons centraux : "le centre du coeur est un guide d'onde dans le guide d'onde" ;
2. les rayons méridionaux : passent par le centre de la section de la FO ;
3. les rayons hélicoïdaux : décrivent des hélices angulaires ;

Les rayons hélicoïdaux parcourent des chemins plus longs à une vitesse plus élevée (n petit) par rapport au rayon central. Dès lors, la composante selon l'axe de la FO de la vitesse de propagation des rayons hélicoïdaux et centraux est fort semblable : diminution du phénomène de dispersion par rapport aux FO à saut d'indice. L'analogie peut se faire pour les rayons méridionaux.

Comme précédemment, ces rayons se propageront s'ils correspondent à un mode guidé de la fibre. La distribution transversale du champ de ces différents modes est reprise, comme pour les FO à indice constant, sous l'appellation LP_{lm} .

Ordres de grandeur :

- Soit une fibre de 1km de long, d'indices $n_I = 1.53$ et $n_{II} = 1.51$.

Si cette fibre est à saut d'indice, alors la dispersion intermodale est de l'ordre de 150ns. Si elle est à gradient d'indice, sa dispersion vaut 0.56ns.

Une FO monomode possède une bande passante supérieure à 10GHz ;

Une FO à saut d'indice a une bande passante comprise entre 10MHz et 100MHz ;

Une FO à gradient d'indice possède une bande passante comprise entre 200MHz et 1500MHz.

3.2 Pertes dans les fibres optiques :

Nous avons vu comment les rayons lumineux peuvent se propager dans un guide d'onde. En utilisant les faisceaux lasers comme ondes porteuses, de tels dispositifs permettent le transfert d'informations. Voyons maintenant les problèmes pratiques rencontrés lors de ces transferts.

Le signal lumineux portant les données est atténué le long de son parcours suite à des pertes diverses. Ces pertes trouvent plusieurs origines :

1. les pertes liées à la distorsion de la FO ;
2. les pertes intrinsèques de la FO ;
3. les ondes évanescentes ;
4. les pertes par dispersion chromatique ;
5. les pertes liées aux raccordements.

Passons en revue ces différentes pertes.

Pertes dues à la courbure :

Un mode guidé se propage dans une fibre optique avec une incidence θ_m aux interfaces. Si l'on courbe localement la fibre, l'incidence du faisceau devient θ'_m . Si cette nouvelle incidence ne correspond plus à un mode guidé, le faisceau est atténué : soit par réfraction si sa nouvelle incidence est inférieure à l'angle critique des interfaces, soit par interférence destructive. Ces pertes augmentent avec le paramètre m du mode guidé et sont de l'ordre de quelques dB/km.

En pratique, il n'existe pas de fortes courbures sinon la fibre casse. Par contre, il existe des micro-courbures si la fibre est pressée sur une surface irrégulière. Cependant, dans la pratique, la fibre est entourée par une gaine (figure ??). Cette gaine permet de protéger la fibre de l'environnement extérieur mais aussi de limiter les micro-courbures.

N.B : En pratique, les industriels renferment parfois plusieurs fibres optiques dans une seule gaine. On parle alors de câble de FO (figure ??).

Pertes intrinsèques :

Dans le coeur de la FO, le rayonnement lumineux est sujet à de la diffusion et à de l'absorption. Ces deux effets ont pour principale conséquence

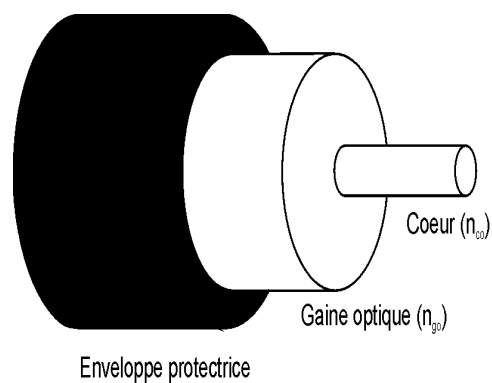


FIG. 3.4 – Schématisation d'une fibre optique avec gaine de protection.



FIG. 3.5 – Câble de fibres optiques.

des pertes d'énergie électromagnétique dans la FO. Voyons comment réduire ces pertes.

La diffusion est liée aux impuretés du coeur de la fibre : un désordre dans le cristal conduit à une inhomogénéité de l'indice de réfraction. Si la dimension de l'irrégularité est supérieure à $\lambda/10$, l'irrégularité est une source de diffusion de Rayleigh et les pertes sont proportionnelles à λ^{-4} .

Quant à l'absorption, elle correspond aux transitions entre phonons. Elle est donc aussi liée aux impuretés cristallines.

Pour travailler avec le minimum de pertes dans le coeur de la FO, il faut ajuster les valeurs de la longueur d'onde de travail à la nature du coeur. Ainsi, en se basant sur des courbes analogues à la figure ??, on constate que

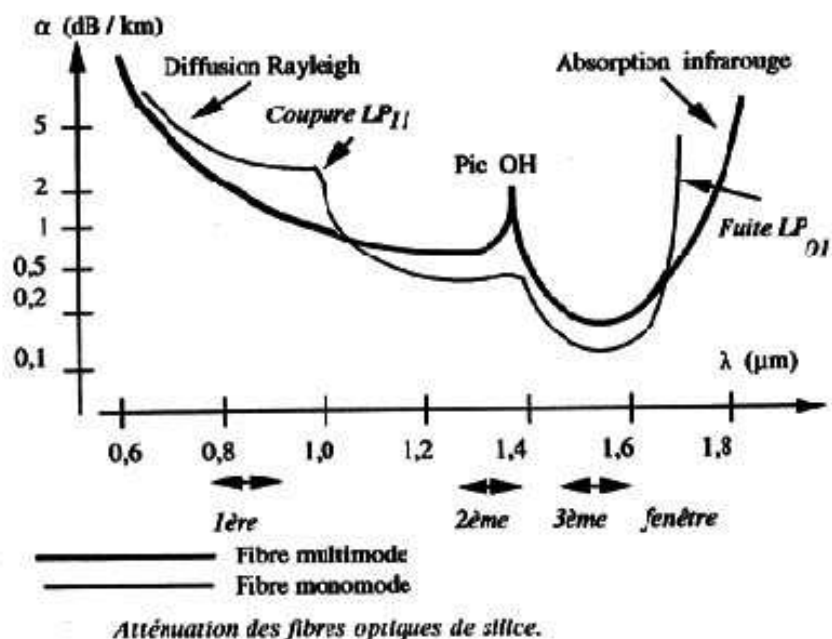


FIG. 3.6 – Courbe d'atténuation en fonction de la longueur d'onde d'une FO en SiO_2 .

la longueur d'onde de travail doit se situer dans le voisinage de l'intersection de la diffusion de Rayleigh et de la bande d'absorption du cœur. Les pics correspondent aux absorptions liées aux impuretés du réseau cristallin.

En utilisant les matériaux les plus purs, les pics d'absorption peuvent être réduits voire éliminés et la courbe de diffusion de Rayleigh se situer à des atténuations plus basses. L'utilisation de matériaux dont la bande d'absorption se situe à grandes longueurs d'onde, permet également de diminuer les pertes.

Ordre de grandeur :

La figure ?? nous indique qu'une FO en Silice (SiO_2 pur : $n_I = 1.45$ à $1\mu m$) possède une atténuation de l'ordre de 0.2dB/km (5% de pertes sur 1km) pour une longueur d'onde de l'ordre de $1.5-1.6\mu m$.

Quant aux fibres optiques en plastique, elles possèdent des pertes importantes et une bande passante étroite. On ne les utilise que sur des faibles distances. La gamme d'utilisation est comprise entre 600 et 700nm. Leur

avantage réside dans leur prix, leur souplesse et la facilité de fabrication.

Les fibres optiques en verre (coeur en Silice et cladding en plastique) permettent de larges gammes de n mais le contrôle des impuretés est difficile.

Les ondes évanescentes :

Nous avons vu à la fin du chapitre précédent que lors d'une réflexion totale, il y a naissance d'une onde évanescente dans le cladding. Cette onde électromagnétique possède une certaine énergie. A chaque réflexion sur une interface, les modes guidés sont atténués. Ces pertes sont cependant très faibles car les ondes évanescentes sont peu énergétiques. Cette raison pousse souvent la littérature à les négliger.

La dispersion chromatique :

Si l'on envoie un rayonnement polychromatique dans une FO, chaque longueur d'onde monochromatique perçoit un indice de réfraction différent. Ceci implique que chacune d'entre elles va se propager à une vitesse différente. Il y aura un phénomène de dispersion analogue à la dispersion intermodale. Il y a abaissement de la qualité du signal. Il faut noter que dans une fibre optique monomode, il ne peut, par définition, y avoir de dispersion intermodale. Par contre la dispersion chromatique a bel et bien lieu.

L'utilisation des lasers permet de réduire la polychromaticité du signal et donc permet de limiter ces pertes. Cependant, pour gagner en bande passante, les techniques actuelles de télécommunication codent les données sur plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes (multiplexage). Dans ces conditions, le phénomène de dispersion chromatique est non négligeable.

Pertes liées à la connectique des fibres :

En pratique, il est nécessaire parfois de raccorder plusieurs fibres bout à bout. Nous verrons ultérieurement comment cela s'effectue. Cependant, on peut déjà comprendre que lors d'un raccordement, plusieurs sources d'atténuation coexistent :

- un désalignement axial entre deux fibres ;
- un désalignement angulaire entre les deux fibres ;
- une rugosité et/ou une impureté sur la face de sortie (ou d'entrée) ;

Tous ces effets sont schématisés dans les figures ?? et ??.

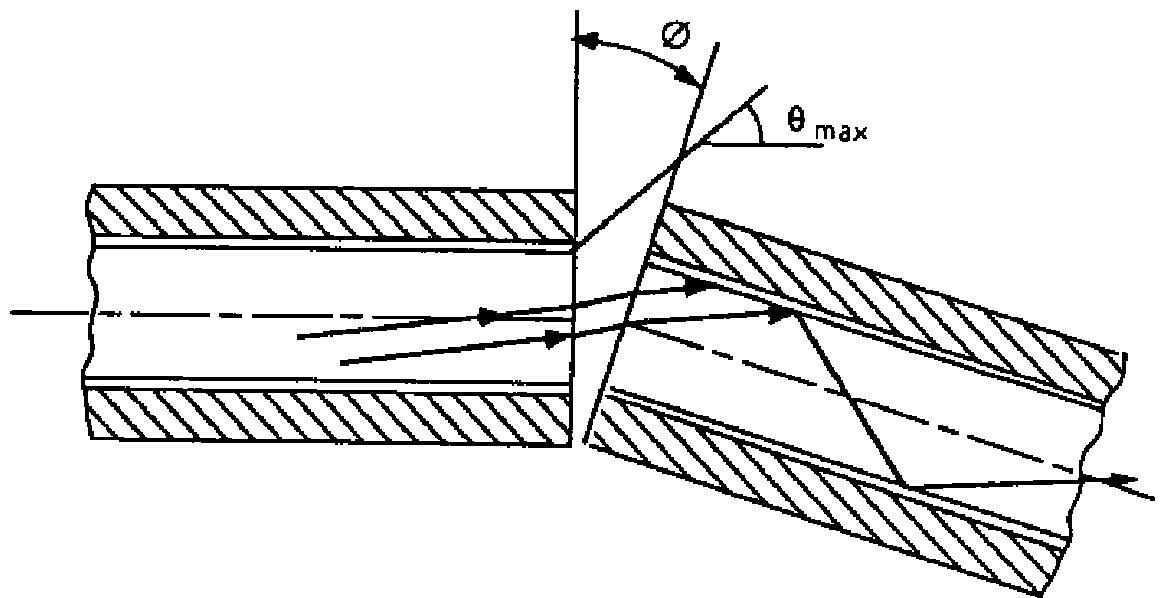
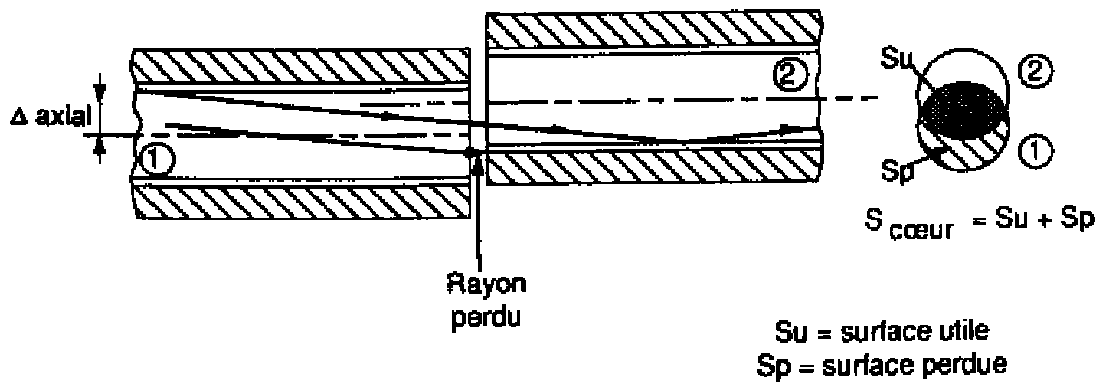


FIG. 3.7 – Représentation des désalignements axial (*en haut*) et angulaire (*en bas*).

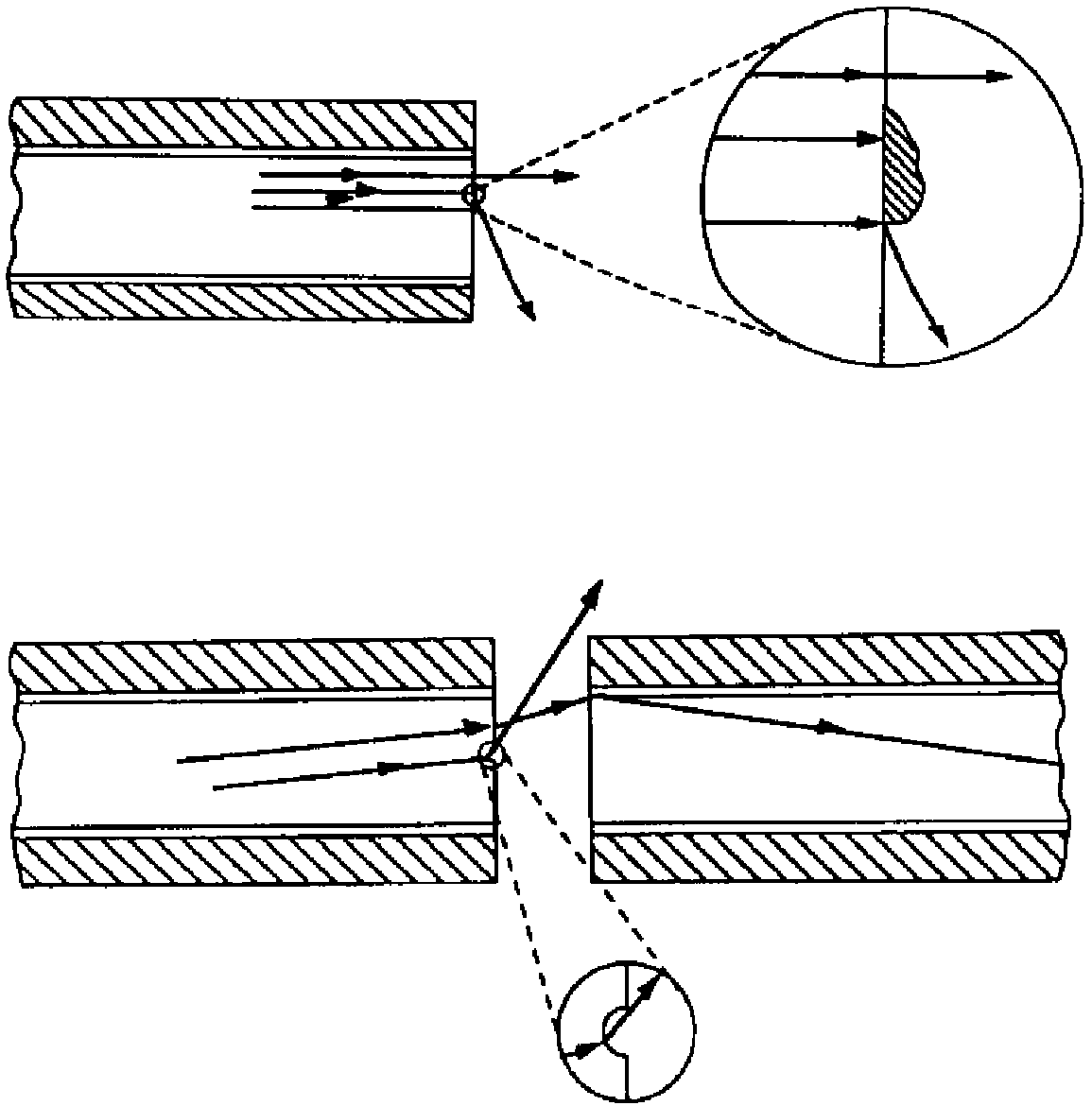


FIG. 3.8 – Représentation de l'effet des impuretés (*en haut*) et de la rugosité (*en bas*) des faces de connexion.

Mettre bout à bout 2 fibres peut donc induire des pertes du signal guidé. Analysons maintenant les méthodes utilisées pour réduire au maximum les défauts de connectique.

Les techniques de raccordement sont principalement de deux types :

1. les raccordements définitifs, irréversibles ;
2. les raccordements démontables.

Un raccordement définitif est obtenu par collage ou par chauffage. Pour minimiser les pertes de connectique, le collage est effectué à l'aide d'une rainure en "V"⁴ (figure ??). Dans ces conditions, les pertes sont inférieures, pour chaque joint, au dixième de décibel. En chauffant (Silice : 2000° ; Verre : 700°) le ramollissement et les tensions superficielles facilitent l'alignement.

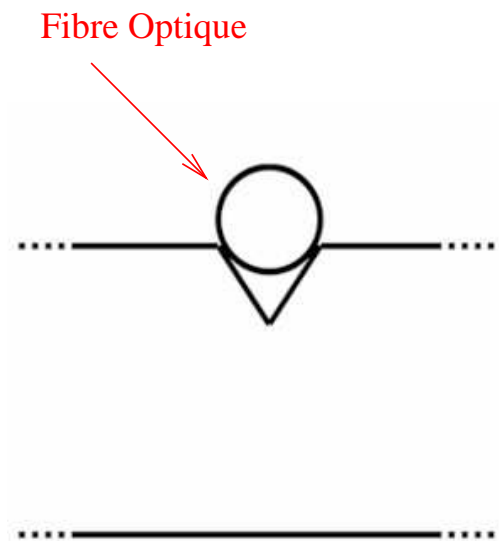


FIG. 3.9 – Schématisation de l'utilisation d'une rainure en "V".

Les raccordements démontables utilisent des techniques mécaniques (figure

⁴ "V-Groove".

??) et/ou optiques (figure ??). Cela induit un coût plus élevé (précision importante) et parfois des dispositifs plus encombrants par rapport aux montages irréversibles.

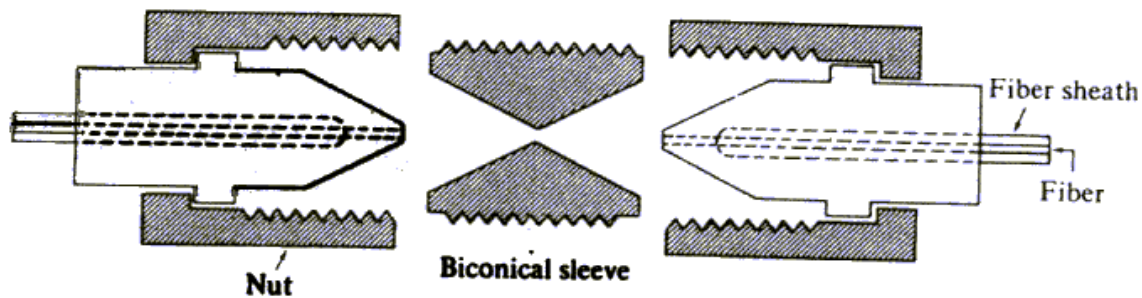


FIG. 3.10 – Schématisation d'un connecteur mécanique de FO [?].

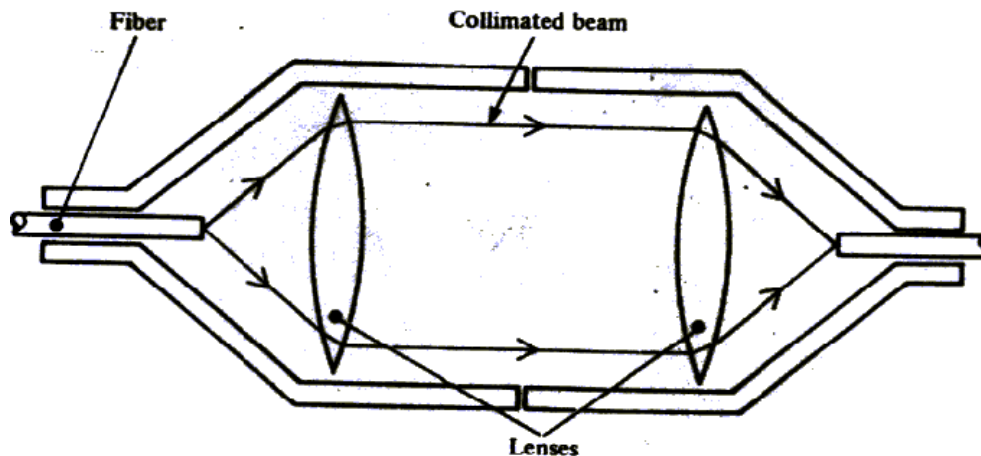


FIG. 3.11 – Schématisation d'un connecteur optique de FO [?].

Il faut noter que l'utilisation d'une graisse d'indice peut parfois s'avérer nécessaire pour limiter des pertes par réflexion au niveau du joint de deux fibres.

3.2.1 Amplification du signal :

Nous venons de voir que le signal se propageant dans une FO est atténué au fur et à mesure de sa progression. Sur des longues distances, il sera donc nécessaire d'amplifier régulièrement le signal. Par exemple, pour les liaisons transatlantiques, un amplificateur est placé tous les 150km. Cette distance varie suivant le type de fibre utilisée.

Le principe d'amplification est simple : on convertit le signal lumineux en signal électrique. Ce courant d'électrons est amplifié puis reconverti en signal lumineux.

Ce procédé permet de renvoyer un rayon d'intensité plus forte mais aussi de recréer des pics d'impulsion plus étroits. Cependant, il nécessite une alimentation électrique. Pour permettre le passage du courant, les câbles optiques sont gainés avec du cuivre.

On tente actuellement à utiliser des dispositifs "tout optique". Dans ce cas, l'amplification du signal s'effectue à l'aide d'OFA⁵. Dans les systèmes utilisant la technologie DWDM⁶, l'OFA le plus utilisé est l'EDFA⁷. Le principe de fonctionnement est basé sur une fibre en silice, dont le coeur est dopé avec des ions d'erbium. La fibre est alors pompée avec un laser pompe, dont la longueur d'onde est comprise entre 980nm et 1480nm. Ce dernier amène l'énergie dans la fibre dopée, qui est alors transférée au signal pour l'amplifier.

3.3 Utilisations des FO :

Détaillons maintenant quelques domaines d'application des fibres optiques.

Le domaine d'application le plus important des FO est la télécommunication : la fibre sert de guide d'onde pour l'onde porteuse des données.

Mais les FO sont également utilisées dans d'autres domaines, pour d'autres types d'applications,...

- en endoscopie,...

⁵ *Optical Fiber Amplifier.*

⁶ Cf. section ??.

⁷ *Erbium-Doped Fiber Amplifier.*

- comme capteurs de position, de mouvement, de proximité dynamique,...
- capteurs de pression, de température,...
- capteurs du type tout ou rien,...

Les avantages de l'utilisation de la fibre optique dans ces diverses applications sont :

- dimension petite et faible poids ;
- sécurité : pas de courant d'électrons, donc pas d'étincelles possibles ;
- insensibilités aux perturbations électromagnétiques : pas de courant de charges ;
- isolation galvanique.

3.4 Les transmissions de données par voie optique :

Les télécommunications étant un domaine clef d'application des fibres optiques, détaillons le plus précisément.

Ces dernières années, l'avènement d'Internet a induit une demande de plus en plus importante de la bande passante et du débit des données (figure ??). Ceci a conduit les industriels à utiliser de plus en plus l'onde lumineuse comme onde porteuse. Cela au détriment des signaux électriques⁸.

Deux découvertes ont permis d'augmenter considérablement cette bande passante :

1. les amplificateurs optiques ;
2. le multiplexage-démultiplexage en longueur d'onde, technologie DWDM⁹

⁸L'annexe ?? reprend une étude comparative entre les transmissions d'informations par électrons et par photons.

⁹*Dense Wavelength Division Multiplexing..*

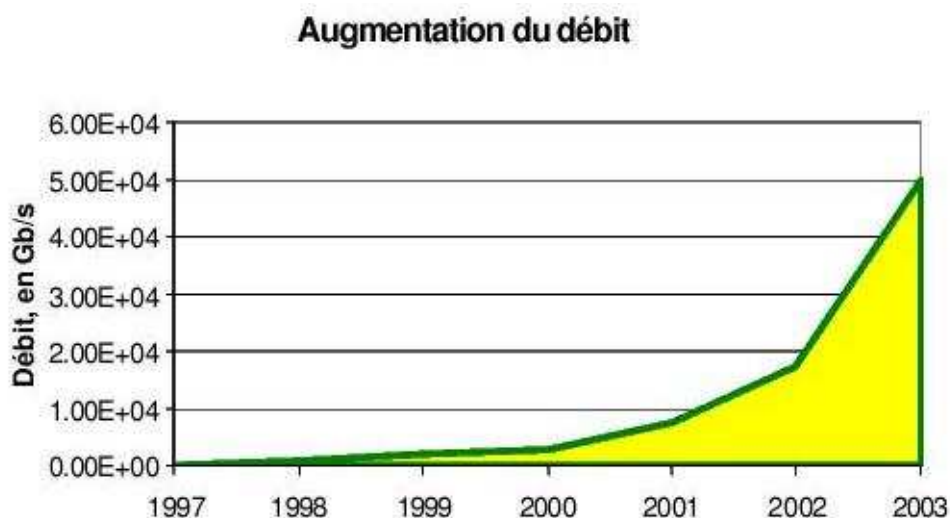


FIG. 3.12 – Evolution prévisionnelle de la demande en bande passante dans le monde.

3.4.1 La technologie DWDM :

Dans les années 80, les transmissions de données utilisaient un multiplexage temporel sur une seule longueur d'onde. La technologie WDM est née de l'idée d'injecter simultanément dans une même fibre optique plusieurs trains de signaux numériques à la même vitesse de modulation, mais chacun à une longueur d'onde différente¹⁰. La figure ?? schématise le principe d'une liaison WDM/DWDM.

L'écart entre deux longueurs d'onde transmises est de l'ordre de 1,6nm (càd 200GHz). Lorsque cet écart interpeigne est inférieur à 100GHz, la technologie WDM est dite dense et est nommée DWDM. Des systèmes à 50GHz et à 25GHz ont déjà été testés et permettront d'obtenir des centaines de longueurs d'onde. Pour ces technologies, on parle de U-DWDM¹¹.

Les systèmes WDM/DWDM commercialisés aujourd'hui comporte 4, 8, 16, 32, 80 voire 160 canaux optiques. On atteint donc des capacités de 10, 20, 40, 80, 200 voire 400Gb/s en prenant un débit nominal¹² de 2.5Gb/s.

¹⁰Le codage de données dans un faisceau lumineux est analysé dans la section ??.

¹¹Ultra-Dense Wavelength Division Multiplexing.

¹²Quantité de données transmises en une seconde par un seul canal.

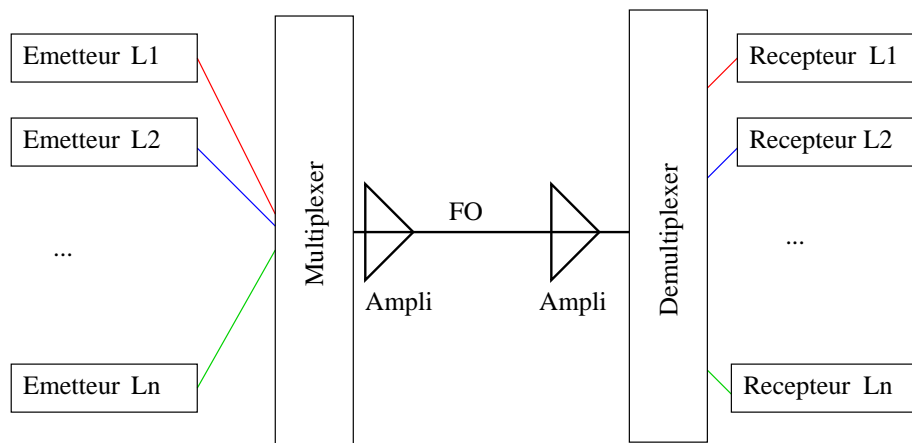


FIG. 3.13 – Schématisation de la technologie DWDM. La couleur des signaux L1, L2,...LN n'est pas représentative de leur longueur d'onde.

En vertu de la technologie DWDM, il est clair que dans un avenir proche, la longueur d'onde optique deviendra un élément à part entière du réseau.

Notons encore que la technologie DWDM présente des phénomènes non linéaires qui ont notamment pour conséquence de limiter la distance entre les amplificateurs optiques de 50 à 100km. Ces effets non linéaires apparaissent dans la fenêtre 1550nm lorsque le nombre de canaux atteint 32 et que la puissance par canal dépasse 1mW.

L'impact des technologies DWDM sur les télécommunications optiques peut être comparé à celui des microprocesseurs dans l'industrie du semi-conducteur. L'arrivée des technologies DWDM ont permis un doublement de la quantité d'informations transmises tous les 6 à 9 mois (loi de la photonique)¹³. La figure ?? enseigne l'impact du DWDM sur le débit transmis.

Les technologies de télécommunication optique sont en pleine expansion et les industriels développent des systèmes de plus en plus performants et de plus en plus sophistiqués. Nous n'aborderons pas ces sujets. Nous retiendrons simplement que l'optique permet de transmettre de plus en plus de données à un

¹³Pour les microprocesseurs, le doublement du nombre de transistors intégrés sur un même substrat s'effectue tous les 18mois (loi de Moore).



FIG. 3.14 – Impact des technologies DWDM sur le débit des réseaux optiques.

débit de plus en plus important. Pour ce faire, on code l'information sur plusieurs longueurs d'onde (multiplexage). Ces données sont ensuite acheminées vers les différents démultiplexeurs et récepteurs à l'aide de fibres optiques, lesquelles présentent des propriétés fondamentales non négligeables.

3.4.2 Codage des données : Les modulateurs :

Décrivons maintenant la méthode utilisée pour coder les informations sur un rayonnement lumineux.

Les modulateurs ont pour but de transformer la série de données en un flot de lumière codé. La technique utilisée pour cela est analogue à la modulation de fréquence (FM) ou d'amplitude (AM) utilisée pour les transmissions radios. Dans les deux cas, la porteuse est modulée avec le signal ou les données à transmettre.

La méthode la plus simple de modulation appelée modulation directe, utilise un laser émettant si le bit à codé est un "1" ou n'émettant pas si le bit à codé est un "0". La vitesse de transmission que l'on peut atteindre dépend alors de la vitesse à laquelle le laser peut être allumé ou éteint. En réalité, le laser opère, pour simuler un allumage ou une extinction, entre deux niveaux d'intensité : un fort, simulant le "1" et un suffisamment faible pour être interprété comme un "0".

Dans le cas d'application à très haut débit, la lumière est modulée après être sortie de la source. Le laser est toujours en mode d'émission et un modulateur externe fait varier l'intensité du faisceau lumineux.

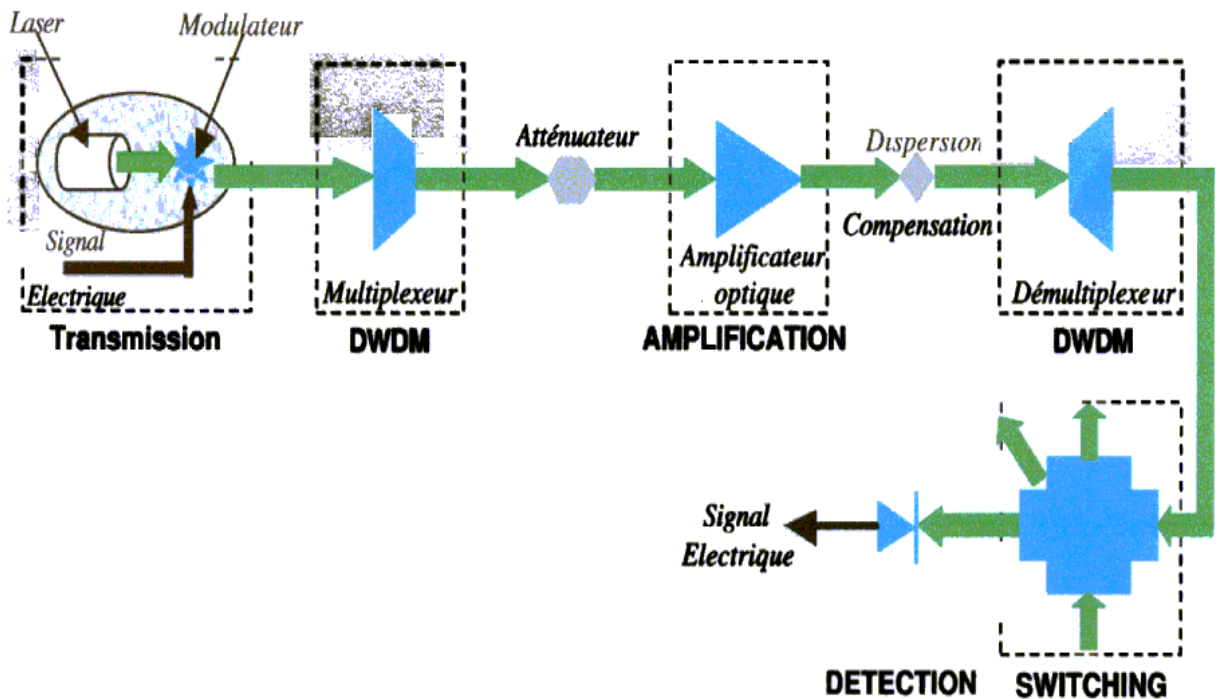


FIG. 3.15 – Schématisation du principe de transfert de données par voie optique.

Les récentes avancées sur l'intégration des composants optiques actifs ont rendu possible la cohabitation sur une même puce d'une diode laser avec un modulateur, en utilisant les mêmes technologies de réalisation des semi-conducteurs. Le coût de l'ensemble en est donc réduit.

Pour décoder le signal transmis, on reconverti le signal lumineux en signal électrique à l'aide d'un détecteur adéquat. La figure ?? schématise le principe de transmission optique.

Annexe A

Transmission d'informations par électrons ou par photons :

Cette annexe a pour but de comparer les transmissions de données par signaux électriques et par photons.

Un élément à l'avantage de la transmission optique est qu'elle présente un débit supérieur à la transmission électrique et que l'utilisation de la lumière permet le transfert de données à longues distances. Dans un fil de cuivre, le débit peut atteindre 1Mbps sur quelques mètres uniquement. Au delà, les pertes deviennent importantes pour la transmission. Les câbles coaxiaux permettent de passer la barre des 100Mbps, mais le signal se détériore rapidement avec la distance de transmission. Les photons peuvent atteindre 100Gbps dans une fibre monomode sur des grandes distances.

Un avantage supplémentaire de la transmission optique est que la lumière est confinée à l'intérieur d'une gaine, réduisant de manière significative les pertes du signal.

Une autre différence clé est le mode de transmission. La lumière est véhiculée à travers un guide d'onde. Cette dernière peut cependant se propager sans guidage (transmission IR entre deux GSM,...) mais a tendance à se disperser et à perdre en intensité.

Mais la caractéristique qui fit émerger la transmission optique est leur débit et leur bande passante. Un signal lumineux permet de coder plus de données et les techniques actuelles (DWDM) permettent une augmentation du débit de transfert.

En définitive, toutes ces différences ont poussé les industriels à coder les données sur des signaux lumineux et non plus sur des signaux électriques.

Bibliographie

- [1] J.Ph.PEREZ. *Optique, fondements et applications*. 6^{ième} édition, Dunod, 2000.
- [2] J.Ph. PEREZ, R. CARLES R. FLECKINGER. *Electromagnétisme, fondements et applications*. 4^{ième} édition, Dunod, 2001.
- [3] BEA. SALEH M.C. TEICH. *Fundamentals of photonics*. Wiley series in pure and applied optics, JW. Goodman Editor.
- [4] S. HUARD. *Polarisation de la lumière*. Masson, 1994.
- [5] Claude JAMAR. *Optique appliquée*. Notes de cours de 2^{ième} licence en sciences physiques, Université de Liège, Belgique, Année académique 2003-2004.
- [6] Stamatios V. KARTALOPOULOS *Introduction to DWDM Technology, data in a rainbow*. SPIE Optical Engineering Press, Washington, USA, 2000.
- [7] Luc DETTWILLER *Les lasers et leurs applications*. ellipses, Paris, 1998.
- [8] SVELTO *Principles of Lasers*. 2^{ième} édition, Plenum Press, New-York, 1982.
- [9] Roger PETIT *Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique*. Masson, Paris, 1988.
- [10] John David Jackson *Electrodynamique classique*. 2^{ième} édition, Dunod, Paris, 2001.
- [11] Gerd KEISER *Optical fiber communications*. 2^{ième} édition, McGraw-Hill, USA, 1991.

LIENS :

<http://perso.club-internet.fr/rose2seb/fibre1.html>BP

<http://www.ac-nice.fr/techno/Fibre/FOTHEORI.HTM>

<http://www.telcite.fr/fibre.htm>

<http://homepage.sunrise.ch/mysunrise/ffischlin/telecom/fibre/fibre.html>

<http://www.o-eland.com/>

<http://www.laas.fr/bestibal/Biblio/PDF/Chapitre1.pdf>

<http://www.httr.ups-tlse.fr/pedagogie/cours/fibre/fotheori.htm>

http://www.ewh.ieee.org/reg/7/canrev/canrev34/DWDM_fr.pdf