

Chapitre IV. Les fibres optiques

IV.1. Introduction

Les guides d'ondes métalliques utilisent la réflexion des ondes sur les parois métalliques. Il est possible d'obtenir un guidage des ondes par des structures uniquement diélectriques appelées guides diélectriques. Parmi ces guides, nous avons les fibres optiques (guides diélectriques cylindriques) permettant la propagation d'ondes lumineuses. Les fibres optiques trouvent leurs applications essentiellement dans les télécommunications.

IV.2. Définition

La fibre optique est un guide cylindrique, composé de deux diélectriques appelés le cœur et la gaine. Le cœur de rayon a , de permittivité ϵ_1 est entouré par la gaine de permittivité $\epsilon_2 < \epsilon_1$. Les dimensions des diélectriques sont invariantes selon la longueur de la fibre, considéré ici oz comme axe de propagation.

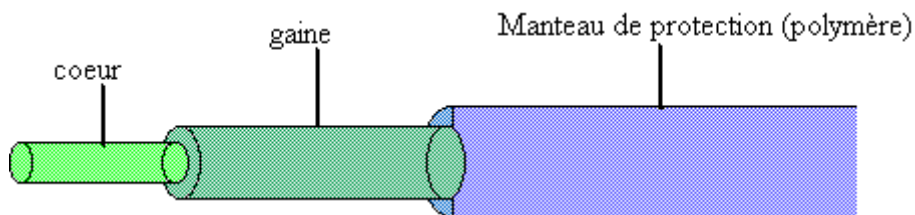


Figure IV.1. Structure générale d'une fibre

On reconnaît à la fibre beaucoup d'avantages :

- Son insensibilité aux parasites électromagnétiques.
- Son absence de danger en ambiance explosive.
- Son absence de diaphonie entre voies de communications.
- Un gain en poids et en encombrement.
- Une souplesse et des pertes faibles.
- Une abondance naturelle de matériaux pour verre (Silice).

IV.3. Nature des fibres optiques

Il y'a deux grandes catégories de fibres optiques.

IV.3.1. Fibre à cœur homogène ou à saut d'indice.

Le profil d'indice ainsi que la nature de propagation des ondes dans le cœur de cette fibre sont présentés sur la figure IV.2.

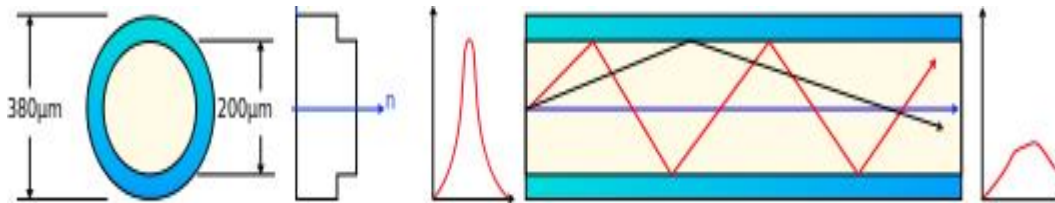


Figure IV.2. Profil d'indice d'une fibre à saut d'indice

En réalité le guide diélectrique cylindrique est parfaitement défini par la loi de distribution de l'indice $n = \sqrt{\epsilon_r}$; ($\mu_r = 1$), en fonction de la distance r de l'axe. Le graphe $n(r)$ est appelé profil d'indice.

$$\text{Pour la fibre à saut d'indice : } \begin{cases} n_1 = Cste \\ n_2 = Cste \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \epsilon_{r1} = Cste \\ \epsilon_{r2} = Cste \end{cases}$$

IV.3.2. Fibre à gradient d'indice

Dans ce cas n_1 varie de façon continue dans le cœur de la fibre. Le profil d'indice ainsi que la nature de propagation des ondes dans le cœur de cette fibre sont présentés sur la figure IV.3.

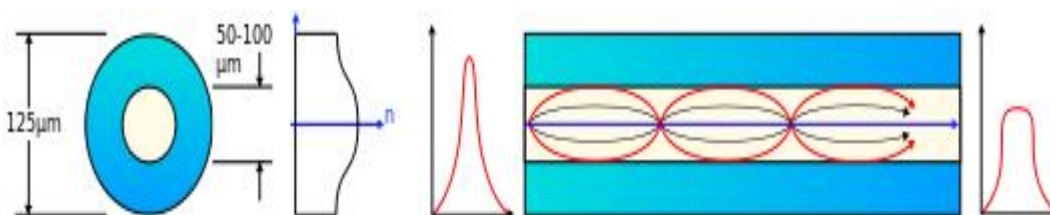


Figure IV.3. Profil d'indice d'une fibre à gradient d'indice

IV.3.3. Autre exemple

Profil d'indice de la forme :

$$(n(r))^2 = \begin{cases} n_1^2(1 - 2\Delta(\frac{r}{a})^g) \text{ pour } r \leq a \\ n_1^2(1 - 2\Delta) \text{ pour } r > a \end{cases}$$

Où a est le rayon du cœur et g est un paramètre caractérisant le profil d'indice (exemple: $g=2$ correspond à un profil parabolique).

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} = \text{diminution relative de l'indice.}$$

En pratique, les variations d'indice ne dépassent pas 1% afin d'assurer à la fibre une grande bande passante et une faible atténuation.

IV.4. Fabrication

La technique la plus utilisée est la fabrication de fibres à partir des fibres plus grosses de 10 à 30 mm de diamètre, appelées préforme (figure IV.4). On chauffe ensuite le préforme dans un four et on le tire avec une force constante, pour obtenir avec ce procédé, des fibres de 50 à 150 μm de diamètres.

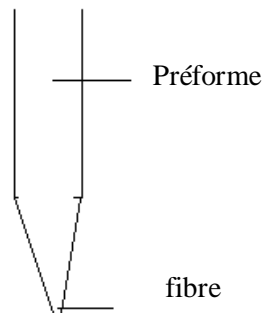


Figure IV.4. Principe de fabrication d'une fibre

IV.5. Fibre à saut d'indice

IV.5.1. Ouverture numérique (ON)

L'onde progresse dans la fibre par réflexion totale sur l'interface cœur-gaine (en $r=a$). Puisqu'il y a réflexion totale, il faut que l'angle d'incidence θ_i soit inférieur à l'angle critique θ_m (voir figure IV.5).

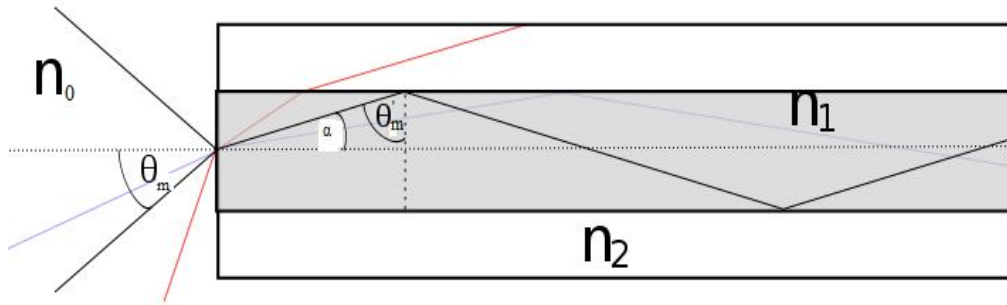


Figure IV.5. Définition de l'ouverture numérique d'une fibre

Pour une fibre placée dans l'air, $n_0=1$, on déduit de la figure IV.5 les relations suivantes, donnant l'ouverture numérique, notée ON, d'une fibre.

$$1 \sin \theta_m = n_1 \sin \alpha = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta'_m\right) = n_1 \cos \theta'_m = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \theta'_m}$$

$$\text{Or } \begin{cases} n_1 \sin \theta'_m = n_2 \sin \frac{\pi}{2} \\ \theta'_m \text{ angle critique} \end{cases} \Rightarrow \sin \theta'_m = \frac{n_2}{n_1} \Rightarrow ON = \sin \theta_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

Si le milieu d'entrée a un indice $n = n_0$, alors :

$$ON = \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2}} ; \text{ or on sait que } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \Rightarrow (n_1 - n_2) = \Delta n_1$$

$$ON = \sqrt{\frac{(n_1 - n_2)(n_1 + n_2)}{n_0^2}} = \sqrt{\frac{n_1 \Delta (n_1 + n_2)}{n_0^2}}$$

or $n_1 \approx n_2 \Rightarrow n_1 + n_2 \approx 2n_1$

$$d'où ON = \sqrt{\frac{2\Delta n_1^2}{n_0^2}} = \sqrt{\frac{2\Delta \epsilon_{r1}}{\epsilon_{r0}}}$$

A.N. : $\Delta = 10^{-2}$; $n_1 = 1,5$; $ON = 0,21 \Rightarrow \theta_m = 12,25^\circ$

Nous présentons dans le tableau IV.1, des exemples de fibres optiques commercialisées.

| | Fibre multimodale | | | Fibre monomodale |
|--------------------------------|----------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|----------------------------|
| Caractéristiques | Silice Saut d'indice | Silice dopée Saut d'indice | Silice gradient d'indice | Silice Saut d'indice |
| Diamètre 2a | 200 µm | 55 µm | 55 µm | 10 µm |
| Diamètre gaine | 400 µm | 125 µm | 125 µm | 100 µm |
| Ouverture numérique (ON) | 0,17 | 0,25 | 0,25 | 0,03 |
| Bande passante | 20 MHz/Km | 100 MHz/Km | 500 MHz/Km | 1 GHz/Km |
| Atténuation en dB/km | <5 dB à λ=850 nm | 5 dB à λ=850 nm | 5 dB à λ=850 nm | 2 dB à λ=900 nm |

Tableau IV.1. *Caractéristiques de quelques fibres optiques commercialisées*

IV.5.2. Théorie modale

La progression des ondes dans la fibre résulte de réflexions totales sur la surface cylindrique de l'interface cœur-gaine. C'est le même problème mathématique que celui du guide d'ondes métallique cylindrique à la seule différence qu'entre le cœur et la gaine existe une interface diélectrique.

En utilisant les mêmes notations du guide d'ondes cylindrique, on trouve des solutions dans le cœur et dans la gaine, comme suit.

-Dans le milieu (1) (le cœur), on trouve des solutions de la forme :

$$A J_m(k_{c1} r) e^{-j\beta_g z} \begin{cases} \cos m\theta \\ \sin m\theta \end{cases} \text{ et } k_{c1} = \frac{2\Pi}{\lambda_{c1}}$$

$$\text{avec } k_{c1}^2 = k_1^2 - \beta_g^2 = \omega^2 \varepsilon_1 \mu_1 - \beta_g^2 \geq 0 \text{ dans le coeur}$$

-Dans le milieu (2) (la gaine), on trouve des fonctions de Bessel modifiées K_m (figure IV.6), qui donnent des champs nuls à l'infini.

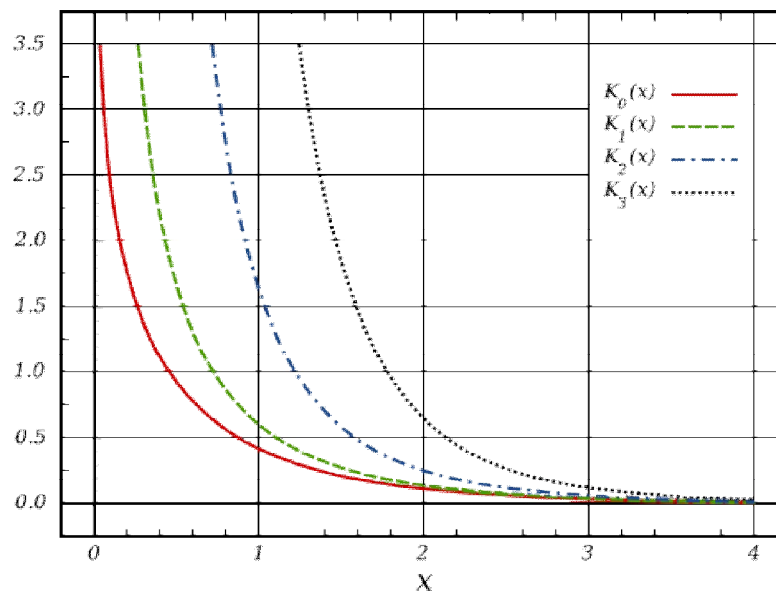


Figure IV.6. Représentation des fonctions de Bessel modifiées K_m

$$BK_m(k_{c2} r)e^{-j\beta_g z} \begin{cases} \cos m\theta \\ \sin m\theta \end{cases} \text{ et } k_{c2} = \frac{2\pi}{\lambda_{c2}}$$

avec $k_{c2}^2 = \beta_g^2 - k_2^2 = \beta_g^2 - \omega^2 \epsilon_2 \mu_2 \geq 0$ dans la gaine

Dans le cas général, les composantes E_z et H_z vérifient l'équation d'onde (ou équation de Helmholtz), qui donne des solutions de la forme décrite précédemment, d'où:

$$E_z = \begin{cases} AJ_m(k_{c1} r) \sin m\theta e^{-j\beta_g z} & \text{si } r \leq a \text{ (cœur)} \\ CK_m(k_{c2} r) \sin m\theta e^{-j\beta_g z} & \text{si } r > a \text{ (gaine)} \end{cases}$$

et

$$H_z = \begin{cases} BJ_m(k_{c1} r) \cos m\theta e^{-j\beta_g z} & \text{si } r \leq a \text{ (cœur)} \\ DK_m(k_{c2} r) \cos m\theta e^{-j\beta_g z} & \text{si } r > a \text{ (gaine)} \end{cases}$$

A, B, C, D sont des constantes à déterminer par les conditions aux limites.

Nous déduisons ensuite toutes les composantes du champ électromagnétique à partir des composantes longitudinales E_z et H_z .

Soit pour $m \neq 0$:

*Dans le cœur ($r \leq a$):

$$E_z = AJ_m(k_{c1} r) \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$E_r = \left[-\frac{jA\beta_g}{k_{c1}} J'_m(k_{c1} r) + \frac{jB\omega\mu}{k_{c1}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{c1} r) \right] \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$E_\theta = \left[-\frac{jA\beta_g}{k_{c1}^2} \frac{m}{r} J_m(k_{c1} r) + \frac{jB\omega\mu}{k_{c1}} J'_m(k_{c1} r) \right] \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_z = BJ_m(k_{c1} r) \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_r = \left[\frac{jA\omega\varepsilon_1 m}{k_{c1}^2 r} J_m(k_{c1} r) - \frac{jB\beta_g}{k_{c1}} J'_m(k_{c1} r) \right] \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_\theta = \left[-\frac{jA\omega\varepsilon_1}{k_{c1}} J'_m(k_{c1} r) + \frac{jB\beta_g m}{k_{c1}^2 r} J_m(k_{c1} r) \right] \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

*Dans la gaine ($r > a$):

$$E_z = C K_m(k_{c2} r) \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$E_r = \left[\frac{jC\beta_g}{k_{c2}} K'_m(k_{c2} r) - \frac{jD\omega\mu m}{k_{c2}^2 r} K_m(k_{c2} r) \right] \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$E_\theta = \left[\frac{jC\beta_g m}{k_{c2}^2 r} K_m(k_{c2} r) - \frac{jD\omega\mu}{k_{c2}} K'_m(k_{c2} r) \right] \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_z = D K_m(k_{c2} r) \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_r = \left[-\frac{jC\omega\varepsilon_2 m}{k_{c2}^2 r} K_m(k_{c2} r) + \frac{jD\beta_g}{k_{c2}} K'_m(k_{c2} r) \right] \cos m\theta e^{-j\beta_g z}$$

$$H_\theta = \left[\frac{jC\omega\varepsilon_2}{k_{c2}} K'_m(k_{c2} r) - \frac{jD\beta_g m}{k_{c2}^2 r} K_m(k_{c2} r) \right] \sin m\theta e^{-j\beta_g z}$$

avec $J'_m = \frac{\partial J_m}{\partial r}$ et $K'_m = \frac{\partial K_m}{\partial r}$

IV.5.3. Condition de propagation des modes

Nous remarquons :

- Dans le cœur: $k_{c1}^2 = k_1^2 - \beta_g^2 \geq 0$
- Dans la gaine : $k_{c2}^2 = \beta_g^2 - k_2^2 \geq 0$

De ces deux relations, on déduit : $k_2 \leq \beta_g \leq k_1 \Rightarrow k_0 n_2 \leq \beta_g \leq k_0 n_1$
avec $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$

Donc, pour qu'un mode puisse se propager, il faut que β_g vérifie la condition :

$$k_2 \leq \beta_g \leq k_1 \text{ avec } \beta_g \text{ réel}$$

Remarque :

Dans les fibres optiques, les modes TE et TM n'existent indépendamment que pour $m=0$ (ordre azimutal nul) ; m étant l'ordre azimutal ($\cos m\theta$ ou $\sin m\theta$).

Quand $m \neq 0$, il existe des modes hybrides HEM, désignés par EH et HE, qui sont la combinaison des modes TE et TM.

IV.5.4. Equation de dispersion ou équation caractéristique

Pour obtenir cette équation, il faut faire un raccordement des champs au niveau de l'interface cœur-gaine, c'est-à-dire en $r=a$.

Le raccordement se fait de la façon suivante :

-continuité des composantes tangentielles \vec{E}_t et \vec{H}_t sur l'interface cœur-gaine.

-Continuité des composantes normales de $\vec{D}=\epsilon\vec{E}$ et $\vec{B}=\mu\vec{H}$ sur l'interface cœur-gaine.

Ceci se traduit sur l'interface cœur-gaine ($r=a$), par :

$$E_z^{\text{cœur}} = E_z^{\text{gaine}} ; E_\theta^{\text{cœur}} = E_\theta^{\text{gaine}} ; H_z^{\text{cœur}} = H_z^{\text{gaine}} ; H_\theta^{\text{cœur}} = H_\theta^{\text{gaine}}$$

$$\epsilon_1 E_r^{\text{cœur}} = \epsilon_2 E_r^{\text{gaine}} ; \mu_1 H_r^{\text{cœur}} = \mu_2 H_r^{\text{gaine}}$$

En général, $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ pour la silice (diélectrique pure), d'où les trois composantes du champ magnétique \vec{H} sont continues.

En appliquant ces conditions de continuité aux composantes du champ électromagnétique, on obtient un système d'équations qui n'admet de solutions non nulles que si son déterminant est nul. Ce déterminant caractérise l'équation

de dispersion ($\beta_g = \text{fct}(\omega)$) ou ($v_\phi = \text{fct}(f)$). Cette équation est assez compliquée et sa résolution ne peut être que numérique ou graphique.

Lorsque $m \neq 0$, les conditions de continuité, pour $r=a$, ne peuvent être réalisées que s'il existe des composantes longitudinales E_z et H_z simultanément pour les champs \vec{E} et \vec{H} . On a donc une superposition des modes TE et TM, couplés par les conditions de continuité. Ce sont des modes hybrides HEM désignés par EH et HE.

IV.5.5. Fréquence de coupure

La description radiale dans la gaine fait apparaître la fonction de Bessel modifiée K (figure IV.6).

$$k_{c2}^2 = \beta_g^2 - k_2^2 \Rightarrow k_{c2} = \sqrt{\beta_g^2 - k_2^2}$$

La plus grande fuite de l'énergie électromagnétique s'opère lorsque $k_{c2}=0$; ce qui correspond à la coupure et entraîne l'absence de propagation dans le cœur.

Donc à la coupure : $k_{c2}=0$, d'où $\beta_g = k_2$;

$$\text{or } k_{c1}^2 = k_1^2 - \beta_g^2 \Rightarrow k_{c1}^2 = k_1^2 - k_2^2 \Rightarrow k_{c1} = \sqrt{k_1^2 - k_2^2} \text{ et } \begin{cases} k_1 = k_0 n_1 = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1}} \\ k_2 = k_0 n_2 = k_0 \sqrt{\epsilon_{r2}} \end{cases}$$

$$\Rightarrow k_{c1} = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = k_0 \sqrt{(n_1 - n_2)(n_1 + n_2)}$$

Or $n_1 + n_2 \approx 2n_1 \approx 2n_2$ et $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$; d'où $(n_1 - n_2) = \Delta \cdot n_1$

Ainsi $k_{c1} = k_0 n_1 \sqrt{2\Delta}$; avec $k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$

$$\text{Or } k_{c1} = \frac{2\pi}{\lambda_{c1}} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta}$$

D'où à la coupure $\lambda_0 = \lambda_c$, soit $\lambda_c = \lambda_{c1} n_1 \sqrt{2\Delta}$

λ_{c1} est ensuite déterminée à partir de l'équation de dispersion tout en considérant $k_{c2}=0$.

On trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{J}_{p-1}(\mathbf{k}_{c1} \cdot \mathbf{a}) = \mathbf{J}_{p-1}(u) = 0 \\ u = \mathbf{k}_{c1} \cdot \mathbf{a} \\ p=1 \text{ pour les modes TE et TM} \\ p=m+1 \text{ pour les modes EH} \\ p=m-1 \text{ pour les modes HE} \end{array} \right.$$

Les valeurs de u sont les racines (zéros) de la fonction de Bessel J d'ordre $(p-1)$.

Pour les modes TE et TM de la fibre, les valeurs de u sont les racines de la fonction de Bessel J d'ordre 0 ($J_0(u)=0$, c'est-à-dire $m=0$).

La première racine est $u = 2,405$; d'où $k_{c1} \cdot a = 2,405$.

Donc pour le mode TE_{01} ou TM_{01} , la longueur d'onde de coupure vaut:

$$\lambda_{c_{TE_{01}, TM_{01}}} = \lambda_{c1} n_1 \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi a}{2,405} n_1 \sqrt{2\Delta}$$

Dans le cas général des modes TE_{0n} et TM_{0n} ;

$$\lambda_{c_{TE_{0n}, TM_{0n}}} = \lambda_{cn} n_1 \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi a}{u_{0n}} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad \text{Où } u_{0n} \text{ est la } n^{\text{ème}} \text{ racine de la fonction de}$$

Bessel J d'ordre zéro.

Le mode fondamental des fibres optiques est le HE_{11} , soit $m = n = 1$.

$$\text{Or } m=1 \Rightarrow p=0 \Rightarrow J_{-1}(u)=0 \Rightarrow u=0 \Rightarrow \lambda_c \rightarrow \infty$$

Le mode HE_{11} est le seul mode qui n'a pas de fréquence de coupure ($f_c=0$).

Théoriquement ce mode peut véhiculer les fréquences basses, cependant on peut montrer que le confinement de l'énergie électromagnétique dans le cœur de la fibre croît avec la fréquence.

En pratique, on utilise les fibres optiques au voisinage de $\lambda = 1\mu m$, c'est-à-dire

$$f = \frac{c_0}{\lambda \sqrt{n_1}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ Hz pour } n_1=1,5 \text{ (Silice).}$$

Le classement des modes dans la fibre est représenté sur la figure IV.7.

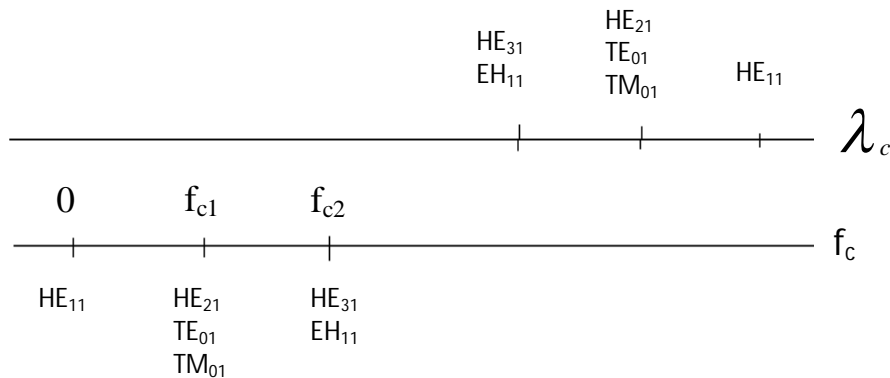


Figure IV.7. Classement des premiers modes dans une fibre optique

Lorsque la fibre fonctionne au dessus de f_{c1} , plusieurs modes sont présents; c'est le fonctionnement multimodal.

Au dessous de f_{c1} , la fibre est dite monomodale et seul le mode HE_{11} existe. Ceci est réalisé pour:

$$\lambda = \frac{c_0}{f} > \lambda_{c_{TE_{01}, TM_{01}}} = \lambda_{c1} n_1 \sqrt{2\Delta} = \frac{2\pi a}{2,405} n_1 \sqrt{2\Delta}$$

$$\Rightarrow a < \frac{2,405 \cdot c_0}{\omega n_1 \sqrt{2\Delta}} ; a \text{ étant le rayon du cœur de la fibre.}$$

En pratique, les fibres monomodes doivent avoir un cœur de diamètre ($2a$) inférieur à quelques microns. Les fibres multimodales ont couramment des diamètres ($2a$) de l'ordre de 50 à 250 μm .

IV.6. Bande passante

Une impulsion de lumière entrant dans la fibre sort déformée et élargie. Il en résulte que des signaux carrés à l'entrée de la fibre, ne seront séparables à la sortie, que si leur fréquence est inférieure à une fréquence limite.

Pour analyser ce phénomène, considérons une onde qui progresse par réflexion sur l'interface cœur-gaine ($r = a$), comme le montre la figure IV.8.

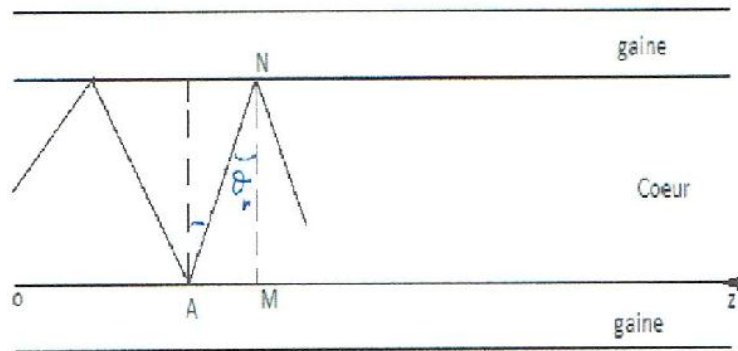


Figure IV.8. Propagation d'une onde par réflexion dans une fibre

Soit $AM=L$ et $AN=h$. En partant du point A, si l'onde se propage parallèlement à oz , elle parcourt la distance $AM=L$ pour arriver à M. Et du même point A, si elle progresse par réflexion sur l'interface cœur-gaine, en $r = a$, elle parcourt la distance $AN=h$ pour arriver à N, tel que $h = L/\sin\theta_r$

La vitesse de propagation de l'onde dans le cœur (milieu ϵ_1, μ_1) est $v_\varphi = \omega/\beta_g$. Le temps de propagation que met l'onde pour parcourir AN est :

$$\tau = L/(v_\varphi \sin\theta_r) = L.n_1/(C_o \sin\theta_r) \text{ car } v_\varphi = C_o/n_1 = \omega/\beta_g$$

τ est donc fonction de n_1 (indice du cœur) et de θ_r (angle de réflexion sur l'interface coeur-gaine, en $r=a$).

IV.6.1. Influence de n_1 .

Ce temps de propagation n'est pas constant car v_φ dépend de $\omega = 2.\pi.f$, donc de la fréquence. En d'autres termes, n_1 varie avec λ . Cependant les sources de lumière employées ne sont pas monochromatiques, donc à chaque longueur d'onde correspond un indice n_1 . Les diodes électroluminescentes (DEL) à l'arséniure de gallium, fonctionnant entre 800 nm et 900 nm, ont une largeur spectrale $\Delta\lambda$ de l'ordre de 40 nm (figure IV.9).

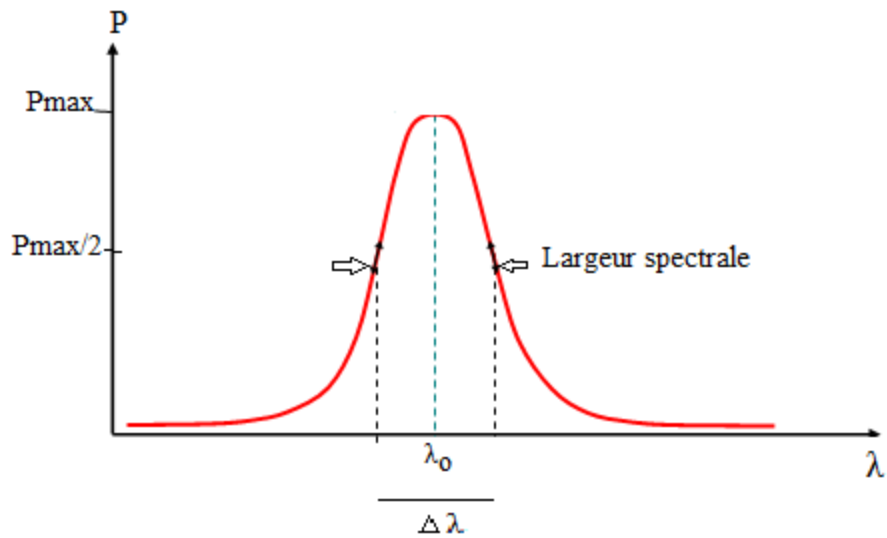


Figure IV.9. Description de la largeur spectrale

Les diodes lasers (D.L) ont une largeur spectrale de l'ordre de 2,5 nm, donc une variation d'indice plus faible.

IV.6.2. Influence de l'angle de réflexion θ_r donc de l'angle d'incidence θ_i

Etudions l'influence de la largeur du faisceau lumineux, due au fait que tous les rayons lumineux ne pénètrent pas avec la même incidence θ_i , puisque les chemins parcourus sont différents.

L'angle de réflexion θ_r varie de θ_{rm} à 90° , donc $\sin\theta_r$ varie de $\sin\theta_{\text{rm}} = n_2/n_1$ à 1.

La variation maximale du temps de transit sera:

$$\Delta\tau = \tau_{\max} - \tau_{\min} = \frac{L}{C_0} \frac{n_1}{\sin\theta_r} - \frac{L \cdot n_1}{C_0} = \frac{L \cdot n_1}{C_0} \left(\frac{n_1}{n_2} - 1 \right)$$

$$\Rightarrow \Delta\tau = \frac{L \cdot n_1}{C_0} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_2} \right) \text{ or } \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2} = \text{variation relative de l'indice}$$

$$\Rightarrow \Delta\tau = \frac{L}{C_0} \cdot n_1 \cdot \Delta$$

Exemple: Pour $L = 1 \text{ Km}$, $n_1 = 1,5$ et $\Delta = 0,01$, on trouve $\Delta\tau = 50 \text{ ns}$.

Considérons un signal d'entrée carré. Si τ_0 est le temps de propagation le plus faible du groupe d'ondes, le temps le plus long sera $\tau_0 + \Delta\tau$ (figure IV.10).

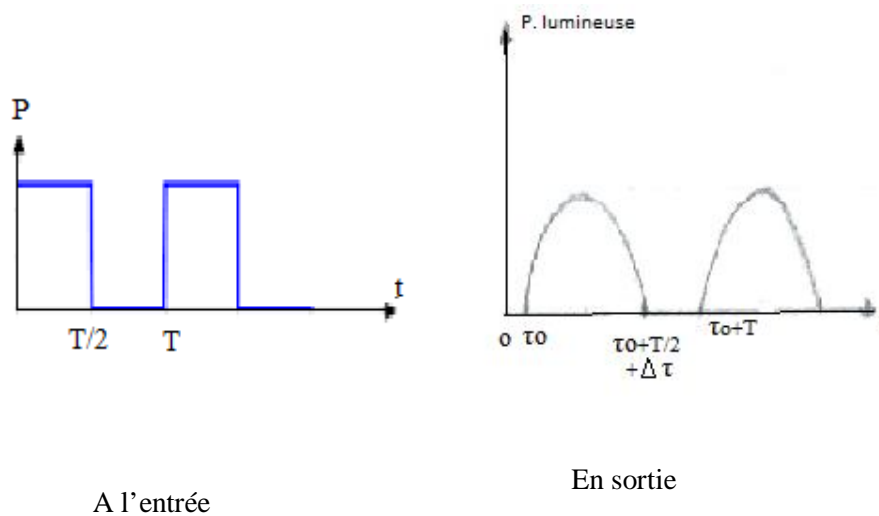


Figure IV.10. Présentation d'un signal carré à l'entrée et à la sortie d'une fibre

Il y aura chevauchement des impulsions lumineuses à la sortie si $\Delta\tau = T/2 = 1/(2.f)$. D'où l'existence d'une fréquence limite délimitant la bande passante de la fibre, donnée par:

$$f_{\text{limite}} = 1/(2.\Delta\tau) = C_0/(2.L.(n_1 - n_2))$$

Exemple: Pour $\Delta\tau = 50$ ns, on trouve une bande passante traduite par une fréquence limite de $f_{\text{limite}} = 10$ MHz/Km.

Pour augmenter la bande passante, par ailleurs inversement proportionnelle à la longueur de la fibre, il faut que $\Delta\tau$ soit faible, donc il est nécessaire d'utiliser:

- un matériau peu dispersif à la fréquence considérée,
- une source la plus monochromatique possible.
- $(n_1 - n_2)$ faible mais qui s'accompagne d'une ouverture numérique faible (puisque $ON \sim (n_1 - n_2)$)

Nous n'avons pas évoqué ici la dispersion des vitesses provenant du nombre de modes utilisés (dispersion multimodale), due au fait que chaque mode a sa propre vitesse de propagation. C'est la cause de dispersion la plus importante, sauf bien entendu dans les fibres monomodes où un seul mode existe.

Dans le cas d'une fibre à gradient d'indice, l'indice varie continuellement suivant r et la réfraction sur l'interface cœur-gaine se fait de manière continue. La vitesse des ondes sur leur trajectoire n'est pas constante, celles qui s'éloignent le plus de l'axe parcourent le chemin le plus long dans des régions d'indices plus faible, donc à plus grande vitesse. Il y a une certaine compensation.

Pour $g=2$ correspondant à un profil parabolique, la vitesse de groupe est indépendante de la fréquence, ce qui constitue une propriété tout à fait remarquable. Cela se traduit par une augmentation importante de la bande passante.

IV.7. Composants optiques

Le schéma synoptique d'une liaison par fibre optique est présenté sur la figure IV.11. Cette structure est composée d'un émetteur optique, d'un support de transmission et d'un récepteur optique.

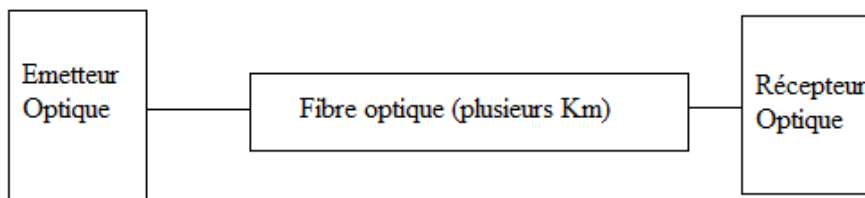


Figure IV.11 : *Principe d'un système de transmission sur fibre optique.*

Les principaux éléments qui interviennent dans une transmission sur fibre sont :

- les transducteurs électro-optiques ou sources lumineuses (DEL ou Laser) à l'émission, qui transforment le signal électrique en signal lumineux et opto-électroniques ou photo-détecteur (photo-diode) à la réception pour réaliser l'opération inverse. Ils sont complétés par un modulateur d'amplitude du signal lumineux à l'émission.
- le support physique de la transmission est une fibre optique de longueur variable;

- le photo-détecteur et le démodulateur électrique (un détecteur d'enveloppe optique) à la réception permettront d'effectuer l'opération inverse du modulateur et de la source. Le signal optique est transformé en signal électrique et l'information transmise est restituée.

IV.7.1. Sources Lumineuses

Les sources lumineuses sont des DEL ou du Laser. Nous décrivons dans la suite ces composants.

IV.7.1.1. Diode électroluminescente (DEL)

Le signal lumineux peut être généré par une diode électroluminescente (DEL) dont la structure physique est illustrée sur la figure IV.12. Avec cette structure, on crée une différence de potentiel entre la partie N (chargée négativement) et la partie P (chargée positivement). Ensuite, par application d'une tension positive du côté N et négative du côté P, la jonction se creuse et on observe l'émission de photon (atome de la lumière) au passage d'un électron dans la couche active. Les photons sont émis à une certaine fréquence, donc à une certaine longueur d'onde.

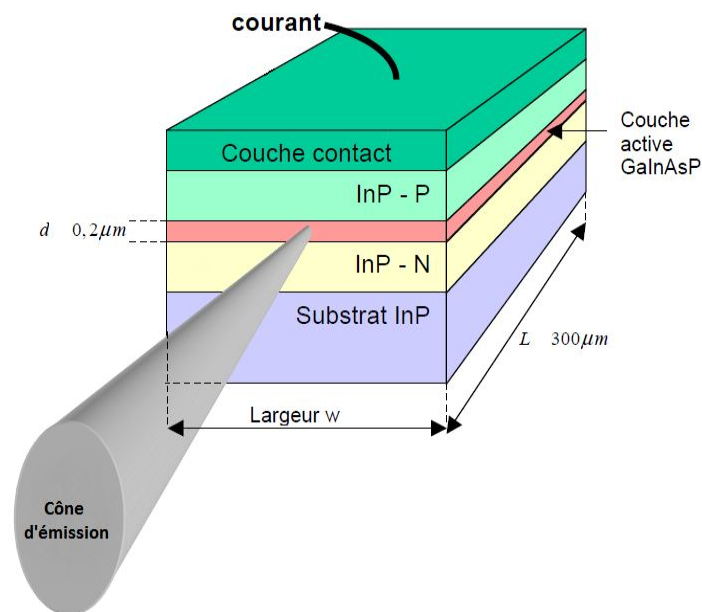


Figure IV.12. Structure d'une diode électroluminescente (DEL)

IV.7.1.2. LASER

Le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), dispose d'une cavité de résonance et de miroirs ((figure IV.13) et fonctionne sur le même principe que la DEL.

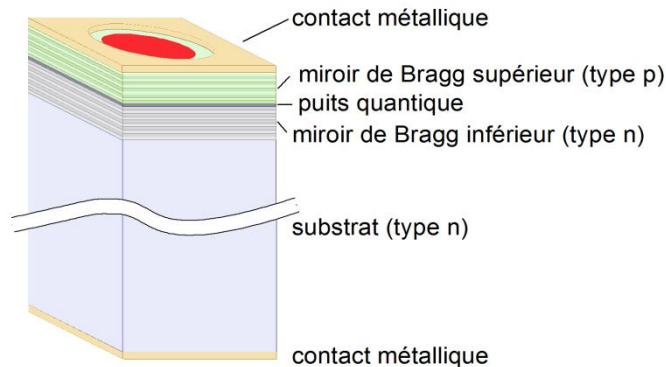


Figure IV.13. Structure d'un LASER

IV.7.2. Récepteur Optique

L'élément principal du récepteur optique est la photodiode. C'est un composant qui transforme le signal lumineux détecté en sortie de fibre optique en un signal électrique. Donc on lui exige une bonne sensibilité aux longueurs d'onde utilisées et une rapidité de détection pour supporter des débits élevés. La structure de la photodiode est schématisée sur la figure IV.14 et son principe de fonctionnement est résumé dans les points suivants:

- * le détecteur absorbe les photons de la lumière,
- * les photons absorbés libèrent des e^- (électrons libres) dans le circuit,
- * Le mouvement d'électrons vers la couche chargée positivement crée un courant, ce qui engendre une tension.

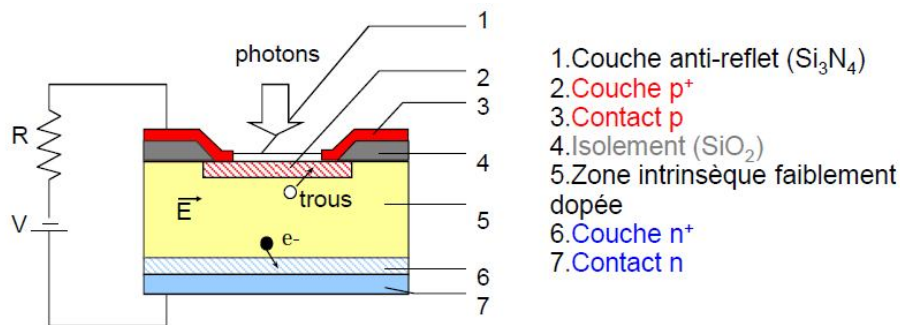


Figure IV.14. Structure de la photodiode

IV.8 Pertes dans la fibre

Les pertes ou atténuations dans la fibre, mesurées en dB/Km, sont traduites par des pertes d'énergie lumineuse. Les principales causes de ces pertes sont résumées dans la figure IV.15.

Il est utile de noter que la dispersion chromatique intervient uniquement dans le cas où on utilise différentes radiations lumineuses au sein d'une même fibre.

Typiquement, lors du multiplexage WDM, on va faire passer sur une même fibre, plusieurs longueurs d'onde (de couleurs différentes) ; ce qui engendre une perte par dispersion chromatique du fait que des signaux de longueurs d'onde différentes vont se propager à des vitesses différentes. Aussi, les pertes introduites par couplage sont en général d'environ 0,2 dB.

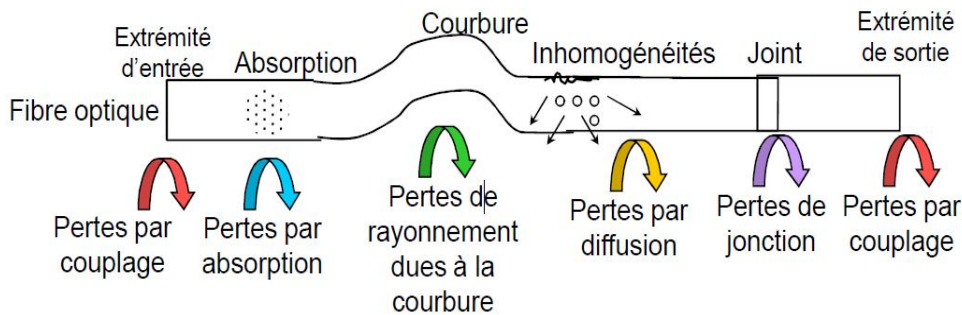


Figure IV.15. Récapitulatif des différentes pertes dans une fibre

IV.9. Bilan d'une liaison optique

Pour établir le bilan d'une liaison optique à un débit donné, sachant les performances des composants utilisés, on détermine la puissance optique à tous les niveaux de la liaison. Ces puissances sont généralement exprimées en dBm.

Considérons, une liaison optique de longueur L , ayant les caractéristiques générales suivantes :

- une puissance P_e (en dBm) à l'entrée de la fibre,
- des atténuations de différentes natures, traduites par un affaiblissement global A (en dB), tel que $A = \alpha$ (dB/Km). L
- une puissance P_s (en dBm) à la sortie de la fibre.

Alors la puissance P_s en sortie de la fibre s'écrit :

$$a(\text{dB/Km}) = (1/L) \cdot 10 \log_{10}(P_s/P_e)$$

$$\Rightarrow A(\text{dB}) = 10 \log_{10} P_s - 10 \log_{10} P_e$$

Soit $A(\text{dB}) = P_s(\text{dBm}) - P_e(\text{dBm})$ lorsque les puissances P_s et P_e sont en mWatts.

Dans la pratique, pour assurer une bonne exploitation de cette liaison, on ajoute une marge de 3 à 6 dB au niveau de puissance en sortie de la fibre.

IV.10. Le multiplexage

Le multiplexage permet la transmission de plusieurs signaux optiques sur la même fibre optique, permettant ainsi de faire des économies grâce à la réduction des coûts d'installation et/ou d'exploitation. En effet, on utilise moins de câbles pour faire passer la même quantité d'information. Le multiplexage se présente sous deux formes: le multiplexage en temps TDM (Time Division Multiplexing) et le multiplexage en longueur d'ondes WDM (Wavelength Division Multiplexing).

IV.10.1. Le multiplexage en temps

Son principe repose sur l'allocation de toute la bande passante de la fibre, à chaque signal optique qui se présente à son entrée pendant une durée de temps limitée. La figure IV.16 expose clairement ce principe, où les multiplexeurs en temps, en entrée et en sortie, sont notés respectivement MUX et DEMUX.

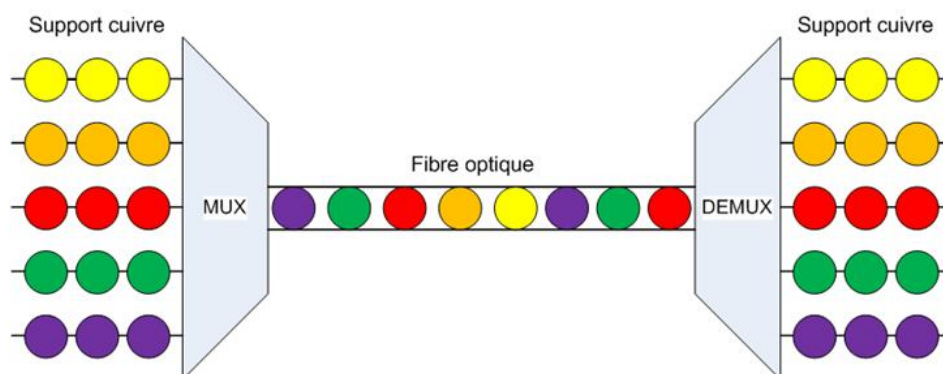


Figure IV.16. Principe du multiplexage en temps

IV.10.2. Le multiplexage en longueur d'onde

Cela consiste à transmettre plusieurs signaux optiques ayant des longueurs d'ondes différentes sur une même fibre optique. Ce procédé nécessite l'utilisation d'un multiplexeur en entrée et d'un démultiplexeur en sortie (Figure IV.17).

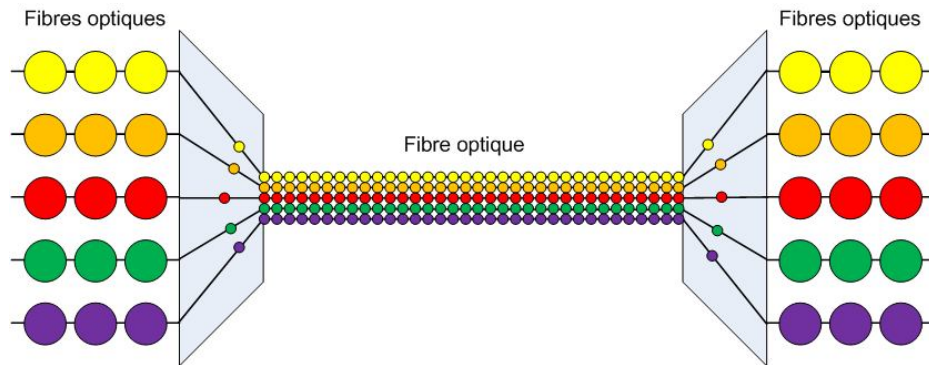


Figure IV.17. Principe du multiplexage en longueur d'ondes

Il existe différents types de WDM, tels que Coarse-WDM, Dense-WDM, Ultra-Dense-WDM... Le tableau IV.2. donne les caractéristiques des modes WDM les plus répandus.

| Paramètres\ Type | Coarse-WDM | Dense-WDM | Ultra-Dense-WDM |
|---------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| Nombre de longueur d'onde | Jusqu'à 16 | 8 à 128 | > 400 |
| Espacement des canaux | 20 nm à 25 nm | 0.4 nm à 1.6 nm | 0.08 nm |
| Fenêtre spectrale | ~ 1260 nm – 1620 nm | ~ 1500 nm – 1600 nm | ~ 1500 nm – 1600 nm |
| Débit par longueur d'onde | (1,25 - 2,5) Gbps | (10 – 40) Gbps | > 40Gbps |

Tableau IV.2. Caractéristiques des modes coarse, dense et ultra WDM

IV.11. Liaison optique WDM à grande distance

Le schéma synoptique d'une liaison WDM pratique est reporté sur la figure IV.18, où l'on note en plus du multiplexeur en entrée et du démultiplexeur en sortie, la présence d'amplificateurs optiques, introduits de façon périodique (généralement tous les 100 Km de longueurs de fibre) pour la régénération des signaux optiques. En outre, les différentes couleurs en entrée du multiplexeur représentent des signaux optiques de différentes longueurs d'ondes, générés par des lasers et en sortie du démultiplexeur, ces différents signaux optiques seront détectés par plusieurs photodiodes.

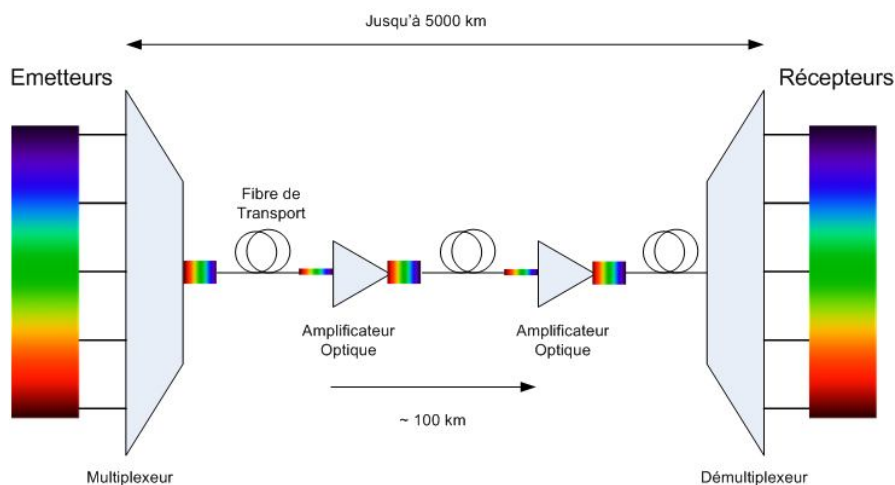


Figure IV.18. Schéma d'une Liaison optique WDM à grande distance