

# Introduction à la transmission par fibres optiques

par Bernard POURPRIX,  
I.U.T. « A » de Lille I.

Cet article présente d'abord une étude simplifiée de la propagation dans une fibre optique (partie I). Il traite ensuite de quelques problèmes liés à la mise en œuvre d'un système de transmission d'information par fibre optique (partie II).

Le but recherché est d'apporter des informations élémentaires sur un domaine en rapide développement, d'établir des relations entre les principaux concepts physiques et électroniques utilisés, et de susciter des idées de travaux pratiques d'optoélectronique.

## I. ETUDE SIMPLIFIEE DE LA PROPAGATION DANS UNE FIBRE OPTIQUE A SAUT D'INDICE.

Sous sa forme la plus simple, une fibre optique est formée d'un cœur, d'indice de réfraction  $n_1$  et de rayon  $R$ , et d'une gaine, d'indice  $n_2$  légèrement inférieur à  $n_1$ . Dans cet article, nous nous intéressons principalement à ce type de fibre, appelé fibre à saut d'indice (fig. 1).

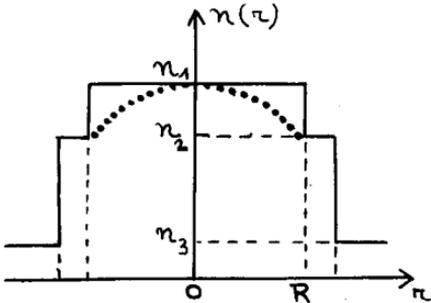


Fig. 1. — Profil d'indice de la fibre à saut d'indice (—) et de la fibre à gradient d'indice (...).

### 1) Condition de réflexion totale. Ouverture numérique.

Le trajet d'un rayon lumineux dans le cœur d'une fibre à saut d'indice est représenté sur la fig. 2 (\*). Pour que ce rayon

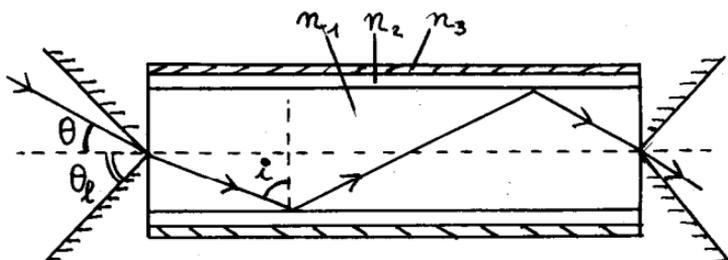


Fig. 2. — Trajectoire d'un rayon dans une fibre à saut d'indice.

se réfléchisse totalement à l'interface cœur-gaine, il faut que l'angle d'incidence  $i$  soit supérieur à la valeur limite  $i_l$  donnée par la loi de DESCARTES de la réfraction :

$$(1) \quad i > i_l \quad \text{avec} \quad \sin i_l = n_2/n_1.$$

Cette condition est satisfaite si l'angle d'injection  $\theta$  est inférieur à la valeur limite  $\theta_l$ , obtenue par application de la loi de DESCARTES à l'interface air-cœur. La valeur de  $\sin \theta_l$ , qui mesure l'ouverture du cône d'acceptation, est appelée *ouverture numérique* (O.N.) de la fibre :

$$(2) \quad \theta < \theta_l \quad \text{avec} \quad \text{O.N.} = \sin \theta_l = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}.$$

### 2) Couplage d'une fibre avec une source optique.

Les sources optiques appropriées aux fibres sont la diode électroluminescente (DEL) et la diode LASER. La diode LASER est surtout employée en télécommunications à grande distance. Pour les liaisons à courte distance, on utilise plus couramment la DEL. Nous nous proposons de calculer la fraction de puissance injectée par la DEL dans le cône d'acceptation de la fibre.

#### 2.1. PUISSANCE RAYONNÉE PAR UNE DEL.

La luminance de la DEL dans la direction  $\theta$  est la puissance qu'elle émet par unité de surface apparente et par unité d'angle solide (fig. 3) :

$$(3) \quad L(\theta) = \frac{d^2 P(\theta)}{ds \cdot d\Omega} = \frac{d^2 P(\theta)}{dS \cdot \cos \theta \cdot d\Omega}.$$

(\*) Dans notre modèle simplifié, nous supposons que tous les rayons ont des trajectoires méridiennes. En réalité, la trajectoire d'un rayon ne coupe pas nécessairement l'axe de la fibre. On peut montrer que la trajectoire d'un rayon donné est constituée de segments égaux qui, projetés dans un plan de section droite de la fibre, sont tous tangents à un même cercle centré sur l'axe.

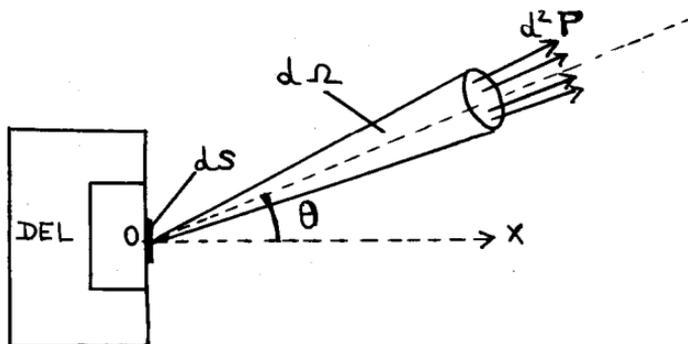


Fig. 3. — Définition de la luminance.

Supposons que la DEL utilisée est un émetteur lambertien :

$$(4) \quad L(\theta) = L_0(\text{constante}), \quad \forall \theta \in [0, \pi/2].$$

Alors la puissance rayonnée par sa surface émissive  $S_e$  dans un cône de demi-angle au sommet  $\theta_e$  a pour expression :

$$(5) \quad P_e(\theta_e) = \int_{s=0}^{s=S_e} \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_e} L_0 \cdot dS \cdot \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta \, d\theta.$$

En désignant par  $P_e$  la puissance totale émise par la DEL, on obtient :

$$(6) \quad \frac{P_e(\theta_e)}{P_e} = \frac{P_e(\theta_e)}{P_e(\pi/2)} = \sin^2 \theta_e.$$

**Remarque.**

L'intensité rayonnée par une DEL lambertienne dans la direction  $\theta$  a pour expression :

$$(7) \quad I(\theta) = \frac{dP(\theta)}{d\Omega} = S_e \cdot L_0 \cdot \cos \theta.$$

Le diagramme de rayonnement de cette source, c'est-à-dire la représentation polaire de la fonction  $I(\theta)$  dans un plan contenant l'axe  $OX$ , est donc un cercle (fig. 4).

## 2.2. EFFICACITÉ DE COUPLAGE ENTRE UNE FIBRE ET UNE DEL.

L'efficacité (ou rendement) de couplage  $E$  est le rapport entre la puissance  $P_i$  injectée dans le cône d'acceptation de la fibre et la puissance  $P_e$  émise par la DEL. Si la fibre est plaquée contre la DEL, et si le diamètre du cœur est égal à celui de la fenêtre émissive, on obtient :

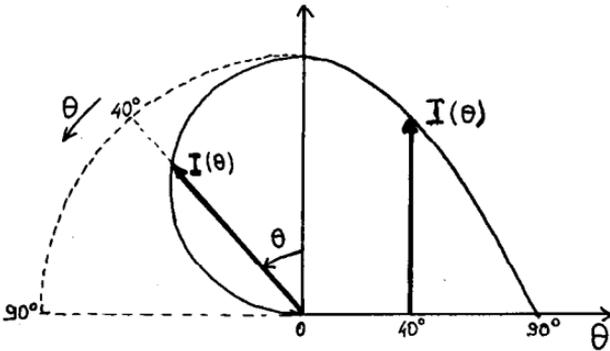


Fig. 4. — Diagramme de rayonnement d'un émetteur lambertien : représentations linéaire et polaire.

$$(8) \quad E = \frac{P_i}{P_e} = \frac{P_e(\theta_l)}{P_e} = \sin^2 \theta_l = (\text{O.N.})^2.$$

L'efficacité de couplage est généralement inférieure à 10 %.

*Exemple :*

$P_e = 1 \text{ mW}$  ; diamètre de la fenêtre émissive :  $200 \text{ } \mu\text{m}$  ; diamètre du cœur :  $100 \text{ } \mu\text{m}$  ; O.N. = 0,25 ( $\theta_l = 14,5^\circ$ ). La puissance injectée dans le cœur de la fibre est :

$$P_i = \left( \frac{100}{200} \right)^2 \cdot (0,25)^2 \cdot 1 \text{ mW} = 15,6 \text{ } \mu\text{W}.$$

### 2.3. MESURE DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT D'UNE FIBRE.

La fig. 5 représente la mesure du diagramme de rayonnement d'une fibre en champ lointain :  $D \gg d^2/\lambda_0$ , où  $D$  est la distance entre la fenêtre de sortie de la fibre et le détecteur,  $d$  le diamètre de cette fenêtre et  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide. Cette mesure permet, d'une part la détermination de l'ouverture  $\theta_l$  de la fibre, d'autre part la mise en évidence, éventuellement, d'une faible puissance transmise dans la gaine (\*).

(\*) La puissance transmise dans la gaine correspond à des rayons injectés au voisinage de la direction  $\theta_l$ , à l'extérieur du cône d'acceptation. Pour s'affranchir de cette puissance parasite, on peut : soit travailler avec une fibre de grande longueur, au moins 100 m (la puissance transmise dans la gaine s'atténue beaucoup plus vite que la puissance transmise dans le cœur) ; soit travailler avec une fibre possédant un revêtement d'indice  $n_3 > n_2$  ; soit utiliser un « piège », tronçon de fibre de quelques centimètres, dont le revêtement a été remplacé par un liquide d'indice  $n_3 > n_2$ .

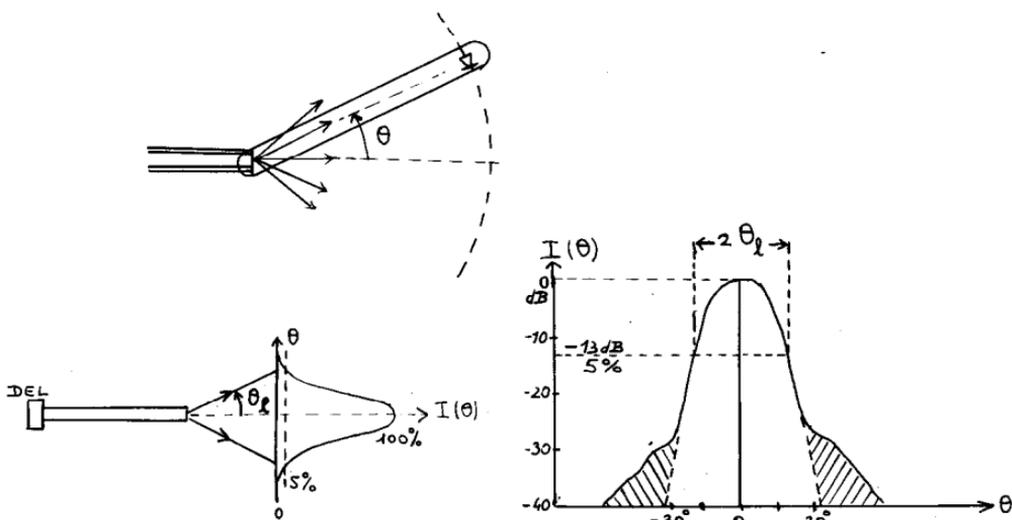


Fig. 5. — Mesure de l'intensité rayonnée par une fibre au moyen d'un photodétecteur fixé sur un bras pivotant. La région hachurée de la courbe  $I(\theta)$  représente la puissance transmise dans la gaine.

### 3) Les modes de propagation : fibre monomode et fibre multimode.

Du point de vue de l'Optique géométrique, les rayons se propagent dans la fibre pour toute valeur de  $i$  comprise entre  $i_1$  et  $\pi/2$ . Mais l'optique ondulatoire impose une restriction supplémentaire. La fibre optique est un guide d'onde : pour que la propagation de l'énergie lumineuse ait lieu effectivement, il faut qu'il y ait interférence constructive entre les ondes se dirigeant vers le « haut » et vers le « bas » du guide. On peut considérer la fibre comme un filtre interférentiel particulier. Un filtre interférentiel (fig. 6) est une cavité résonante constituée par deux miroirs parallèles semi-transparents, de même coefficient de

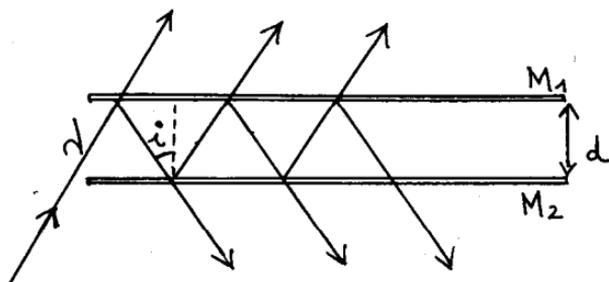


Fig. 6. — Filtre interférentiel ou cavité résonante.  $M_1$ ,  $M_2$  miroirs semi-réfléchissants.

réflexion  $r = r_0 e^{-j\psi_0}$ . On sait que la condition de résonance du filtre s'écrit :

$$(9) \quad \cos i_k = \left( k - \frac{\psi_0}{\pi} \right) \frac{\lambda}{2d}$$

où  $k$  est un entier,  $\psi_0$  est le déphasage à la réflexion sur un miroir,  $\lambda$  est la longueur d'onde dans la cavité et  $d$  la distance entre les deux miroirs. La fibre optique correspond au cas particulier  $r_0 = 1$  de ce filtre. Pour un diamètre de cœur et une longueur d'onde  $\lambda$  donnés, seules sont possibles les trajectoires caractérisées par les valeurs  $i_k$  de l'angle d'incidence. Puisque

$i_l < i_k < \frac{\pi}{2}$ , il y a un nombre  $M$  fini de valeurs de  $k$ , c'est-à-dire

$M$  trajectoires optiques ou  $M$  modes de propagation (\*).

En pratique, on distingue deux types de fibres : la fibre monomode et la fibre multimode.

*Fibre monomode* :  $M = 1$  : une seule trajectoire. Pour évaluer l'ordre de grandeur du diamètre  $d$  d'une fibre monomode, utilisons la relation (9) et les données suivantes :  $n_1 = 1,53$ ;  $n_2 = 1,51$ ; longueur d'onde dans le vide :  $\lambda_0 = 0,85 \mu\text{m}$ ;  $\psi_0 = 0$ . La condition pour que le mode  $k = 1$  soit le seul à se propager s'écrit :

$$i_2 < i_l < i_1 \Rightarrow \cos i_1 < \cos i_l < \cos i_2.$$

Compte tenu des relations  $\cos i_l = (\text{O.N.})/n_1$  et  $\lambda = \lambda_0/n_1$ , on obtient :

$$\frac{1}{2} \frac{\lambda_0}{(\text{O.N.})} < d < \frac{\lambda_0}{(\text{O.N.})} \Rightarrow 1,7 \mu\text{m} < d < 3,4 \mu\text{m}.$$

Le diamètre  $d$  d'une fibre monomode est donc de quelques micromètres. Nous montrerons, au paragraphe (5.1), l'intérêt de cette fibre.

*Fibre multimode* :  $M > 1$ . Les valeurs usuelles du diamètre de cœur sont :  $d = 50, 100, 150, 200 \mu\text{m}$ . Si le nombre de modes est suffisamment grand, on peut considérer que toutes les valeurs

de  $i$  sont permises entre  $i_l$  et  $\frac{\pi}{2}$ . Dans ces conditions, se trouve

---

(\*) La relation (9) permet d'illustrer simplement le concept de mode, mais elle ne peut être considérée comme l'expression exacte des modes de propagation dans un guide diélectrique. L'étude rigoureuse des modes se fait dans le cadre de la théorie électromagnétique de la lumière.

justifiée l'approche, par l'optique géométrique, du phénomène de propagation dans les fibres multimodes.

#### 4) Atténuation du signal transmis par une fibre.

##### 4.1. PERTES PAR DIFFUSION ET PERTES PAR ABSORPTION - ATTÉNUATION LINÉIQUE $\alpha$ .

Les deux causes principales de diffusion sont : la diffusion RAYLEIGH, intrinsèque au matériau du cœur, responsable d'une atténuation qui varie avec la longueur d'onde comme la fonction  $\lambda^{-4}$ , et l'existence de centres diffusants, étrangers au matériau du cœur (bulles, microfractures). Les deux causes principales d'absorption sont : l'absorption intrinsèque du matériau du cœur, due aux vibrations moléculaires de ce matériau, et l'absorption des impuretés contenues dans le cœur (par exemple : les vibrations des ions hydroxyles  $\text{OH}^-$ ).

Pratiquement les différentes pertes sont difficilement séparables. C'est pourquoi on utilise souvent un seul paramètre pour caractériser l'ensemble des pertes d'une fibre, son atténuation linéique  $\alpha$ , définie par la relation :

$$(10) \quad \frac{P_s}{P_i} = \exp(-\alpha L)$$

où  $P_i$  est la puissance injectée et  $P_s$  la puissance sortant de la fibre de longueur  $L$ . On exprime généralement  $\alpha$  en décibel/km :

$$(11) \quad \alpha \text{ (dB/km)} = \frac{1}{L \text{ (km)}} \cdot 10 \log \frac{P_i}{P_s}.$$

La fig. 7 représente le spectre d'atténuation  $\alpha$  en fonction de

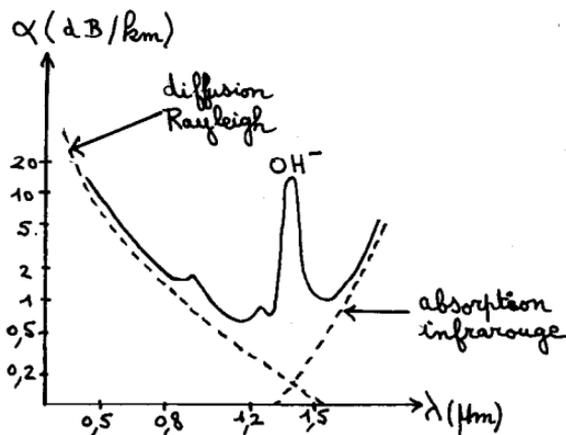


Fig. 7. — Atténuation linéique d'une fibre de verre en fonction de la longueur d'onde.

la longueur d'onde, mesuré sur une fibre de verre. On remarque les « fenêtres de transparence », régions du spectre où l'atténuation passe par un minimum. On comprend la nécessité de développer des sources émettant dans les « fenêtres de transparence » : les DEL actuelles émettent à 0,85  $\mu\text{m}$ , 1,3  $\mu\text{m}$ , 1,5  $\mu\text{m}$ .

#### 4.2. MESURE DE L'ATTÉNUATION LINÉIQUE.

##### *Mesure directe.*

Une fibre optique est raccordée à un émetteur et à un détecteur. On peut théoriquement s'affranchir des pertes de raccordement en comparant les puissances transmises par deux longueurs de fibre et reçues par le détecteur ; on obtient alors :

$$(12) \quad \alpha = \frac{1}{L_2 - L_1} 10 \log \frac{P_{r1}}{P_{r2}}$$

Dans son principe, cette méthode est donc très simple. Mais en pratique, son intérêt est souvent limité par l'importante dispersion des valeurs des pertes de raccordement (il est souhaitable que la qualité des connecteurs soit encore améliorée).

##### *Mesure par rétrodiffusion.*

Chaque particule du cœur est un centre diffusant, qui renvoie vers l'entrée une partie infime de la lumière qu'il reçoit. La technique de rétrodiffusion consiste à injecter dans la fibre une brève impulsion de lumière émise par une diode LASER, et à mesurer le signal provenant des divers centres diffusants (fig. 8).  $P_i(0)$  étant la puissance injectée à l'abscisse  $x = 0$  à l'instant  $t = 0$ , la puissance qui atteint la section  $x$  est  $P_i(x) = P_i(0) e^{-\alpha x}$ . De la section  $x$  part une puissance diffusée  $P_d(x) = \delta \cdot P_i(x)$  ( $\delta$  coefficient de diffusion). La puissance rétrodiffusée, qui atteint l'abscisse  $x = 0$  à l'instant  $t$ , a pour expression :

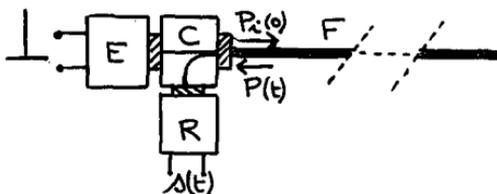


Fig. 8. — Technique de rétrodiffusion.

E diode LASER, C coupleur, F fibre, R photodiode.

$$(13) \quad P(t) = \delta \cdot P_i(0) \cdot \exp \left( -\alpha \frac{c}{n_1} t \right)$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. La pente de la droite d'équation  $y = \log P(t)/P_i(0)$  est proportionnelle à  $\alpha$ . Cette

technique réflectométrique permet, outre la mesure de  $\alpha$ , la localisation de défauts sur une ligne (fig. 9) :

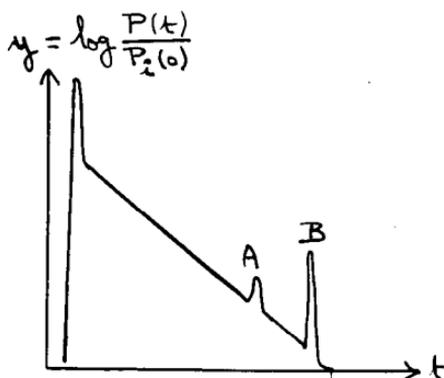


Fig. 9. — Signal rétrodiffusé.

A : défaut ; B : écho obtenu sur la face de sortie de la fibre.

## 5) Dispersion du signal transmis par une fibre.

### 5.1. DISPERSION MODALE.

Considérons la propagation d'une brève impulsion de lumière émise par une source monochromatique. A l'entrée de la fibre, cette impulsion se répartit sur les différents modes : chaque mode transporte une impulsion. Or, chaque mode  $k$  a son propre trajet  $D_k$ , donc son propre temps de propagation  $T_k$ . Puisque les différents modes ne parviennent pas simultanément à l'extrémité de la fibre, le signal de sortie, qui résulte de leur superposition, est déformé. C'est ce phénomène qu'on appelle dispersion modale. Il n'existe évidemment pas dans la fibre monomode. On voit l'intérêt de celle-ci par rapport à la fibre multimode.

Calculons les temps de propagation des deux modes extrêmes. Le mode qui emprunte le trajet le plus court,  $D \simeq L$ , a un temps de propagation  $T \simeq L/(c/n_1)$ . Le mode qui emprunte le trajet le plus long,  $D_l \simeq L/\sin i_l$ , a un temps de propagation  $T_l \simeq T/\sin i_l \simeq T(n_1/n_2)$ . L'écart des temps de propagation des deux modes extrêmes est donc :

$$(14) \quad \frac{\Delta T}{T} \simeq \frac{n_1 - n_2}{n_1} \simeq \frac{1}{2} \left( \frac{\text{O.N.}}{n_1} \right)^2 \quad (\text{ordre de grandeur : } 10^{-2}).$$

Exemple :

$$\text{O.N.} = 0,17 \quad \text{et} \quad n_1 = 1,53 \Rightarrow \frac{\Delta T}{T} = 0,6 \% ; \quad T = 5 \mu\text{s/km} ;$$

$$\Delta T = 31 \text{ ns/km} ; \quad \Delta D = 6,2 \text{ m/km}.$$

La formule (14) permet d'évaluer l'ordre de grandeur de l'élargissement d'une impulsion. Cette première estimation montre qu'on a intérêt à réduire le plus possible l'écart entre les différents temps de propagation  $T_k$ . La fibre à gradient d'indice répond à cette exigence. Dans une telle fibre, les modes à long trajet parcourent une distance plus courte à une vitesse plus grande que dans la fibre à saut d'indice (fig. 10). Si le profil d'indice (fig. 1) est de la forme :

$$(15) \quad n^2(r) = n_1^2 - (n_1^2 - n_2^2) \left( \frac{r}{R} \right)^2,$$

on peut montrer que la dispersion modale a pour expression :

$$(16) \quad \frac{\Delta T}{T} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1} \right)^2 \quad (\text{ordre de grandeur : } 10^{-4}).$$

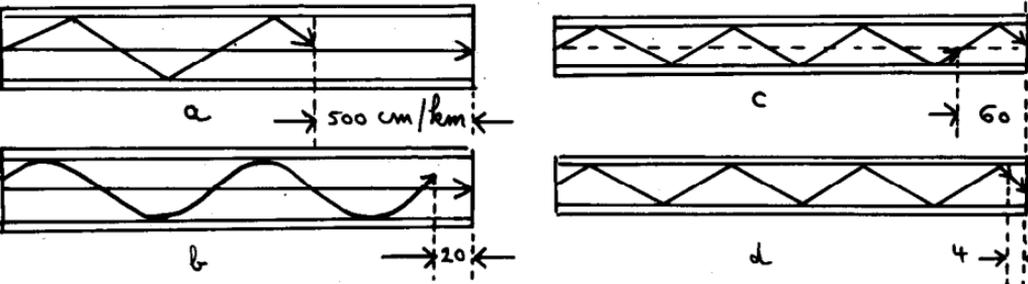


Fig. 10. — Dispersion modale dans une fibre à saut d'indice (a) et dans une fibre à gradient d'indice (b); dispersion chromatique dans une fibre monomode couplée à une DEL (c) et à une diode LASER (d).

## 5.2. DISPERSION CHROMATIQUE.

Elle est due principalement à la dispersion du matériau du cœur. L'indice  $n_1$  étant fonction de la longueur d'onde, la vitesse de transmission du signal est, elle aussi, fonction de la longueur d'onde. Cette dispersion est d'autant plus faible que la monochromaticité de la source est meilleure. Dans une fibre multimode, la dispersion chromatique est négligeable devant la dispersion modale. Avec une fibre monomode, on a intérêt à utiliser une diode LASER plutôt qu'une DEL (fig. 10).

## II. LA FIBRE OPTIQUE DANS LA CHAÎNE DE TRANSMISSION.

Nous nous plaçons maintenant du point de vue de l'utilisateur d'un système de transmission d'information par fibre optique. Pour être sûr que l'information est de bonne qualité à la sortie du terminal récepteur, il importe de connaître, outre l'atténuation du système, sa bande passante pour un signal analogique ou sa capacité de transmission pour un signal numérique.

### 1) Définition du quadripôle optoélectronique.

La fig. 11 représente un système de transmission optique. La source optique S délivre une puissance continue. Le modulateur M est le plus souvent interne à la source. Il convertit le signal électrique d'entrée,  $e(t)$ , représentant l'information à transmettre, en une puissance optique modulée. La puissance sortant de la fibre F est reçue par un photodétecteur D, qui convertit la puissance optique modulée en un signal électrique de sortie  $s(t)$ . On peut considérer que le signal  $e(t)$  entre dans un système de trois quadripôles en cascade. Ces quadripôles ont respectivement pour fonction : modulation (M), transmission (F), détection (D). On appelle quadripôle optoélectronique (Q) le quadripôle équivalent aux trois quadripôles (M), (F), (D), mis en cascade.

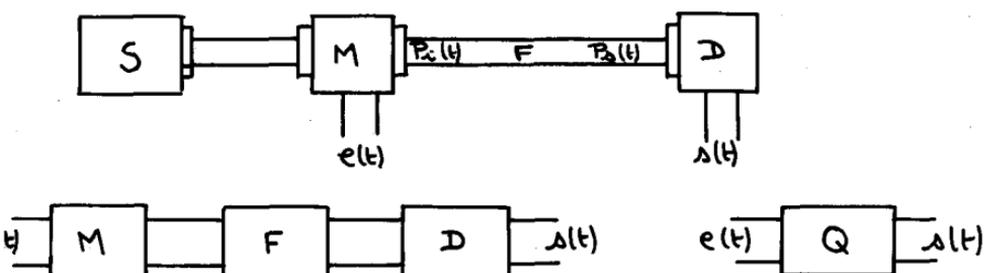


Fig. 11. — Le quadripôle optoélectronique.

### 2) Rappels sur la caractérisation d'un quadripôle.

Un quadripôle quelconque peut être caractérisé par sa réponse fréquentielle et (ou) sa réponse impulsionnelle.

#### 2.1. NOTION DE SPECTRE.

Rappelons que le spectre en fréquences,  $S(\Omega)$ , d'un signal  $s(t)$  :

- représente le « poids » de la composante sinusoïdale de fréquence angulaire  $\Omega = 2\pi f$  dans le signal  $s(t)$  ;
- s'obtient par la transformation de FOURIER :

$$(17) \quad S(\Omega) = \text{TF}[s(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-j\Omega t} dt.$$

Inversement :

$$(18) \quad s(t) = \text{TF}^{-1}[S(\Omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\Omega) e^{+j\Omega t} d\Omega.$$

**Application.**

Le spectre d'une impulsion  $e(t)$  de durée  $T$  et de hauteur  $h$  (fig. 12) a pour expression :

$$(19) \quad \frac{E(\Omega)}{E(0)} = \frac{\sin \Omega T/2}{\Omega T/2}.$$

Pour  $\Omega T \approx 2,8$  l'amplitude de  $E(\Omega)$  a diminué dans le rapport  $1/\sqrt{2}$  (ou 3 db). De là, on déduit la relation entre la durée d'une impulsion et la largeur de son spectre dans le domaine des fréquences  $f$  positives :

$$(20) \quad T \cdot f_{(3 \text{ dB})} \approx 0,45.$$

**Cas particulier.**

L'impulsion de DIRAC  $e_i(t)$  est obtenue en faisant tendre  $T$  vers 0 et en maintenant constante l'aire  $hT$  de l'impulsion. On a donc :

$$(21) \quad e_i(t) \xrightarrow{\text{TF}} E_i(\Omega) = hT = \text{constante } \forall \Omega.$$

Quand on injecte une impulsion de DIRAC dans un quadri-pôle, tout se passe donc comme si entraient simultanément toutes les fréquences avec le même « poids ».

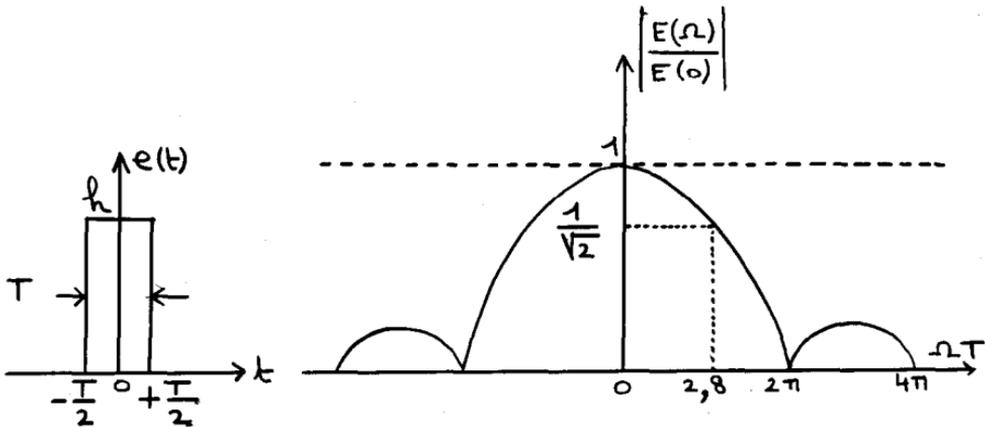


Fig. 12. — Spectre d'une impulsion (—).  
Spectre d'une impulsion de DIRAC (-----).

**2.2. RÉPONSE FRÉQUENTIELLE.**

Considérons les spectres des signaux à l'entrée et à la sortie d'un quadri-pôle :

$$e(t) \xrightarrow{\text{TF}} E(\Omega)$$

$$s(t) \xrightarrow{\text{TF}} S(\Omega).$$

On définit la réponse fréquentielle du quadripôle par la relation :

$$(22) \quad S(\Omega) = Q(\Omega) \cdot E(\Omega)$$

qui exprime le « poids » de la composante sinusoïdale de fréquence  $\Omega$  à la sortie en fonction de son « poids » à l'entrée.  $Q(\Omega)$  est appelé fonction de transfert, transmittance ou encore réponse fréquentielle du quadripôle.

### 2.3. RÉPONSE IMPULSIONNELLE. RELATION AVEC LA RÉPONSE FRÉQUENTIELLE.

La réponse impulsionnelle  $s_i(t)$  est la réponse du quadripôle à une impulsion infiniment brève (impulsion de DIRAC)  $e_i(t)$  appliquée à l'entrée. Elle a pour expression :

$$s_i(t) = \text{TF}^{-1} [S_i(\Omega)] = \text{TF}^{-1} [Q(\Omega) E_i(\Omega)].$$

En tenant compte de (21), on obtient :

$$(23) \quad s_i(t) = c^{te} \cdot \text{TF}^{-1} [Q(\Omega)] = c^{te} \cdot q(t).$$

CONCLUSION : La réponse impulsionnelle et la réponse fréquentielle sont liées par la transformation de FOURIER.

### 3) Caractérisation d'une fibre optique.

Le tableau I indique les paramètres habituellement fournis par les constructeurs. Trois d'entre eux renseignent sur la réponse impulsionnelle et sur la réponse fréquentielle de la fibre. Ce sont : la dispersion d'une impulsion  $\tau$  (ns.km<sup>-1</sup>), la bande passante B (MHz.km) pour un signal analogique et la capacité de transmission C (Mbit.s<sup>-1</sup>.km) pour un signal numérique.

Nous nous proposons d'établir deux relations entre ces trois paramètres.

**TABLEAU I**  
**Paramètres d'une fibre à saut d'indice mesurés à 0,85  $\mu\text{m}$ .**

diamètre coeur	d = 200 $\mu\text{m}$	atténuation	$\alpha = 5 - 10$ dB/km
diamètre coeur + gaine	350 $\mu\text{m}$	dispersion d'une impulsion $\tau$	= 30ns/km
rayon de courbure minimum	10 mm	bande passante	B = 20 - 25 MHz.km
ouverture numérique	O.N. = 0,17	capacité de transmission C	= 50Mbit.s <sup>-1</sup> .km

#### 3.1. RELATION ENTRE LA DISPERSION $\tau$ ET LA BANDE PASSANTE B.

La fibre optique est un filtre passe-bas, dont la fonction de transfert peut être représentée, en première approximation, par le modèle simplifié suivant (fig. 13) :

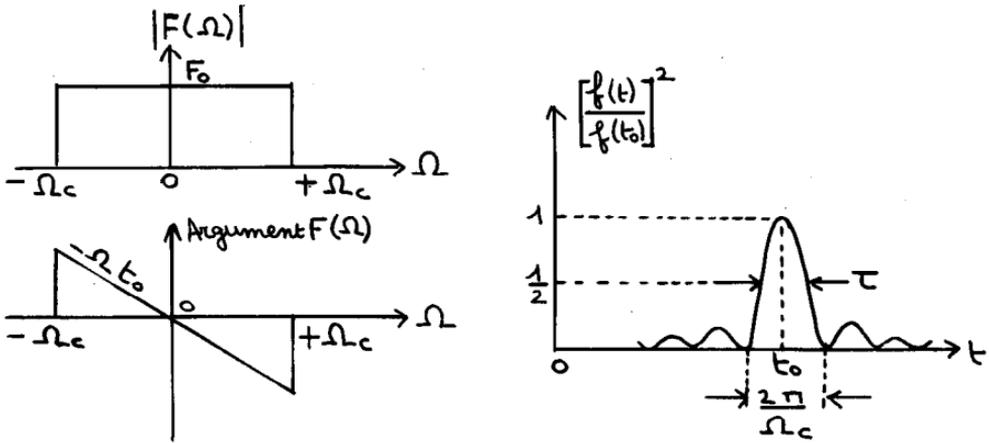


Fig. 13. — Réponse fréquentielle et réponse impulsionnelle de la fibre (modèle simplifié).

$$(24) \quad \begin{aligned} F(\Omega) &= F_0 e^{-j\Omega t_0} \quad \text{pour } |\Omega| < \Omega_c && (\Omega_c \text{ pulsation de coupure}). \\ F(\Omega) &= 0 && \text{pour } |\Omega| > \Omega_c \end{aligned}$$

La réponse impulsionnelle correspondante est :

$$(25) \quad \frac{f(t)}{f(t_0)} = \frac{\sin \Omega_c (t - t_0)}{\Omega_c (t - t_0)}$$

La fig. 13 représente la fonction  $[f(t)/f(t_0)]^2$ , réponse de la fibre à une impulsion de puissance optique infiniment brève injectée à l'instant  $t = 0$  (les « rebonds » proviennent de la discontinuité de  $F(\Omega)$  pour  $\Omega = \pm \Omega_c$ , ils n'existent pas réellement).  $t_0$  est le temps de propagation moyen de l'impulsion dans la fibre. La dispersion  $\tau$  est la largeur de la réponse impulsionnelle ( $\tau \approx \pi/\Omega_c$ ). La bande passante  $B$  est la largeur de la réponse fréquentielle ( $B \approx \Omega_c/2\pi$ ). La relation entre ces deux paramètres est donc :

$$(26) \quad \tau \cdot B \approx 1/2.$$

On peut constater que les valeurs numériques figurant dans le tableau I satisfont à cette relation. Par ailleurs, il convient de faire le rapprochement entre le concept électronique de dispersion  $\tau$  et le concept physique de dispersion  $\Delta T$ ; on a, pour la même fibre :  $\Delta T = 31 \text{ ns/km}$  (valeur théorique, paragraphe I.5.1.) et  $\tau = 30 \text{ ns/km}$  (valeur mesurée, tableau I).

Les paramètres  $\tau$  et  $B$  varient avec la longueur  $L$  de la fibre. L'étude physique de la dispersion (I.5.) montre qu'elle est une fonction linéaire de  $L$ . On a donc :

$$(27) \quad \tau(L) = \tau(1 \text{ km}) \times L(\text{km}) \quad \text{et} \quad B(L) = \frac{B(1 \text{ km})}{L(\text{km})}.$$

### 3.2. RELATION ENTRE LA DISPERSION $\tau$ ET LA CAPACITÉ DE TRANSMISSION $C$ .

La puissance injectée dans la fibre,  $P_i(t)$ , est maintenant un signal numérique constitué d'impulsions de durée  $T$  (fig. 14).

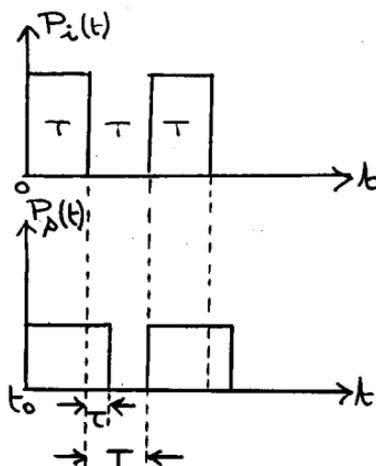


Fig. 14. — Transmission d'un signal numérique.

A cause du phénomène de dispersion, le signal numérique sortant de la fibre,  $P_s(t)$ , est constitué d'impulsions plus larges : leur durée est  $(T + \tau)$ . Augmentons le débit des données numériques à l'entrée, c'est-à-dire diminuons  $T$ . Alors l'intervalle libre  $(T - \tau)$  entre deux impulsions consécutives à la sortie diminue. Sa valeur minimum est évidemment 0, obtenue pour la valeur minimum de  $T$ , qui est  $T_{\min} = \tau$  : c'est la condition pour qu'un signal soit transmis correctement.

La capacité de transmission  $C$  d'une ligne est le débit maximum, ou nombre maximum de données numériques pouvant être transmises par seconde. On a donc :

$$(28) \quad C = \frac{1}{\tau} = 2B.$$

#### 4) Caractérisation du quadripôle optoélectronique.

L'émetteur et le récepteur, comme la fibre, peuvent être caractérisés par leurs réponses fréquentielles et impulsionnelles (fig. 15 et tableau II).

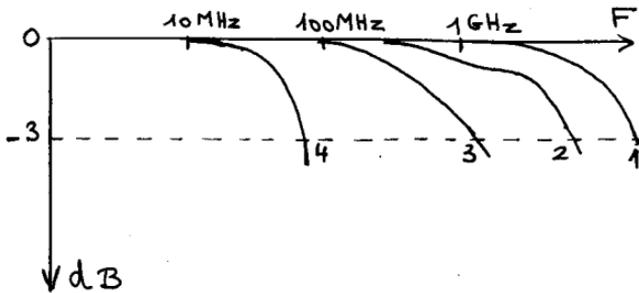


Fig. 15. — Fonctions de transfert d'un photodétecteur PIN (1), d'une diode LASER (2), d'une photodiode à avalanche (3), d'une DEL (4).

TABLEAU II

	Réponse fréquentielle	$\xleftrightarrow{TF}$	réponse impulsionnelle	bande passante	$\leftrightarrow$	dispersion
émetteur (modulateur)	$M(\Omega)$		$m(t)$	$B_e$		$\tau_e$
fibre	$F(\Omega)$		$f(t)$	$B$		$\tau$
récepteur (détecteur)	$D(\Omega)$		$d(t)$	$B_r$		$\tau_r$
quadripôle optoélectronique	$Q(\Omega) = M(\Omega) \cdot F(\Omega) \cdot D(\Omega)^*$		$q(t)$	$B_{q.o.}$		$\tau_{q.o.}$

Exemple :

$B_e = 20$  MHz et  $\tau_e \approx 20$  ns pour une DEL ;  $B_r = 200$  MHz et  $\tau_r \approx 2$  ns pour une photodiode PIN. En général, le récepteur, à large bande passante, n'intervient pas dans la forme de la réponse,  $Q(\Omega)$  ou  $q(t)$ , du quadripôle optoélectronique ; quant à l'émetteur, il a, sur cette réponse globale, une influence d'autant plus importante que la longueur de la fibre est plus petite.

### 5) Bilan de liaison point à point.

Nous nous proposons de calculer la portée d'une liaison optique, c'est-à-dire la distance maximum entre l'émetteur et le récepteur.

(\*) Cette relation suppose que les différentes transformations sont linéaires. Ce n'est pas toujours vrai au niveau du modulateur et du détecteur.

## 5.1. PORTÉE LIMITÉE PAR L'ATTÉNUATION DE LA FIBRE (fig. 16).

Données :

puissance injectée dans la fibre par la DEL	: $P_i = -17$ dBm ;
atténuation linéique de la fibre	: $\alpha = 3$ dB/km ;
niveau minimum de réception de la photodiode à avalanche	: $P_{r\ min} = -47$ dBm.

Le dBm est une unité de puissance optique ; le niveau 0 dBm correspond à 1 mW :

$$(29) \quad P(\text{dBm}) = 10 \log \frac{P(\text{mW})}{1(\text{mW})}$$

La portée de la liaison est :

$$L(\text{km}) = \frac{P_i(\text{dBm}) - P_{r\ min}(\text{dBm})}{\alpha(\text{dB/km})} \approx 10 \text{ km.}$$

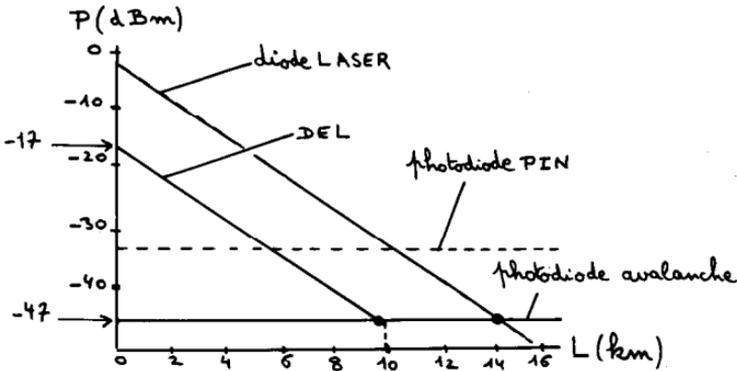


Fig. 16. — Portée limitée par l'atténuation (câble à 3 dB/km).

## 5.2. PORTÉE LIMITÉE PAR LA BANDE PASSANTE DE LA FIBRE (fig. 17).

Quelle est la portée d'une liaison à 140 Mbit/s réalisée avec une fibre de bande passante 100 MHz.km ? Réponse :

$$L(\text{km}) = \frac{2B(1\text{ km})}{C(L)} = 1,43 \text{ km.}$$

Quelle devrait être la bande passante de la fibre pour que la portée d'une liaison à 140 Mbit/s soit 10 km ? Réponse :

$$B(1\text{ km}) = \frac{C(L)}{2} \cdot L = 700 \text{ MHz.km.}$$

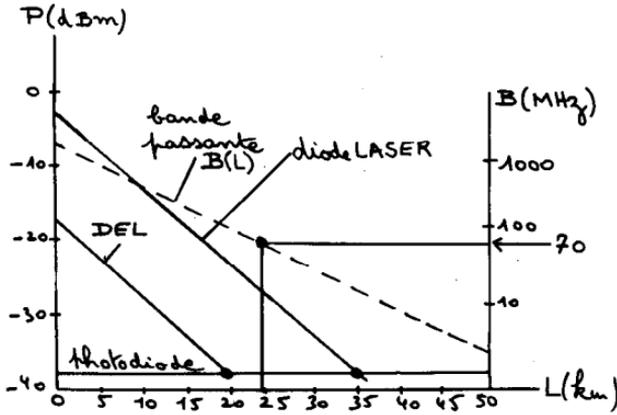


Fig. 17. — Portée limitée par la bande passante (câble à 1 dB/km ; système à 140 Mbit/s).

C'est dans le cas des transmissions à grand débit, sur des fibres présentant une faible atténuation linéique, que la portée est limitée par la bande passante de la fibre. Les meilleures fibres ont une bande passante  $B > 1 \text{ GHz} \cdot \text{km}$ . On voit, sur la fig. 17, que si l'on tenait compte uniquement de l'affaiblissement, la portée serait de 35 km (diode LASER, photodiode à avalanche, fibre  $\alpha = 1 \text{ dB/km}$ ). Mais la courbe représentant la bande passante en fonction de la longueur montre que le débit souhaité de 140 Mbit/s ne peut plus être obtenu au-delà de 25 km.

#### 6) Bilan de liaison sur un réseau de distribution.

Considérons, par exemple, une liaison série comprenant  $N$  stations réceptrices identiques et régulièrement distribuées (fig. 18). Chaque station est reliée à la ligne par l'intermédiaire

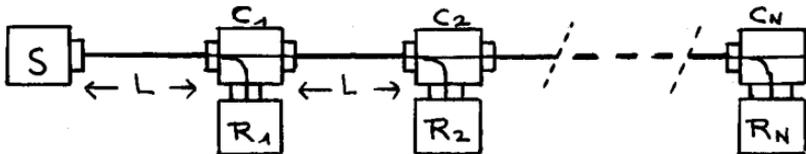


Fig. 18. — Réseau de distribution.

d'un coupleur. Les paramètres caractéristiques d'un coupleur (fig. 19) sont :

- son coefficient de couplage :  $C = 10 \log (P_1/P_2)$ ,
- son coefficient d'insertion :  $I = 10 \log (P_1/P_3)$ .

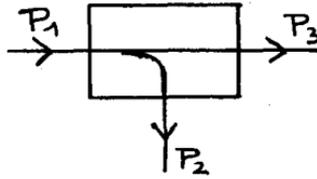


Fig. 19. — Coupleur.

*Données* : source S (diode LASER) :  $P_e = 10$  mW ; récepteur R :  $P_{r\ min} = -47$  dBm ; coupleur :  $C = 6$  dB ;  $I = 2$  dB ; atténuation à chaque connexion :  $A_c = 0,5$  dB ; fibre :  $\alpha = 4$  dB/km ; distance entre deux stations consécutives :  $L = 25$  m.

Le nombre maximum de stations pouvant être couplées au réseau est :

$$N = \frac{[P_e(\text{dBm}) - P_{r\ min}(\text{dBm})] - [A_c + C - I]}{2A_c + I + \alpha L} \approx 17.$$

Cette étude n'épuise évidemment pas le sujet de la transmission par fibres optiques. Nous indiquons une bibliographie susceptible d'intéresser le lecteur qui veut en savoir plus.

## BIBLIOGRAPHIE

- 
- [1] A. COZANNET, J. FLEURET, H. MAÎTRE, M. ROUSSEAU. — *Optique et télécommunications. Transmission et traitement optiques de l'information.* (1981). Editions Eyrolles et C.N.E.T. - E.N.S.T.
- [2] J.-J. CLAIR. — *Télécommunications optiques. Introduction à l'optique intégrée.* (1977). Masson.
- [3] *Commutation et transmission.* Juin 1982. Numéro 2/3, revue trimestrielle publiée par SOTELEC, 16, rue de la Baume, 75008 Paris.
- [4] PUBLICATIONS MASSON.  
a) Actes des conférences opto 80, opto 81, opto 82, opto 84. Masson.  
b) Revue Optoélectronique. 6 numéros par an. Masson.
- [5] *Acta Electronica* (L.E.P.).  
a) vol. 22 - n° 3 - 1979 transmission par fibres optiques (1).  
b) vol. 22 - n° 4 - 1979 transmission par fibres optiques (2).  
c) vol. 24 - n° 1 - 81/82 transmission par fibres optiques (3).
- [6] *Techniques de l'Ingénieur.* Electronique E2910. A. COZANNET, H. TRÉHEUX, C. VASSALLO. — Fibres optiques pour les télécommunications.
- [7] *Fiber Optics Handbook*, C. HENTSCHEL publié par Hewlett Packard, octobre 1983.
- [8] *Transmissions sur fibres optiques. Technologie générale* SUEMATSU et IGA, traduit par Pardieu, 1984, Masson.
- [9] *Télécommunications optiques. Fibres multimodes, composants actifs, systèmes*, par un groupe d'ingénieurs de Thomson-C.S.F., 1982, Masson.
- [10] *L'optique guidée monomode et ses applications*, par un groupe d'ingénieurs de Thomson-C.S.F., 1985, Masson.
-