

Étude des propriétés physiques des fibres optiques à partir d'un modèle simple

E. Cassan¹ et S. Cassan²

¹ Institut d'Électronique Fondamentale
Université Paris-Sud Orsay
Bâtiment 220
F-91405 Orsay CEDEX, France

² Département EEA
ENS Cachan
61 avenue du président Wilson
F-94235 Cachan, France

ETUDE DES PROPRIETES PHYSIQUES DES FIBRES OPTIQUES A PARTIR D'UN MODELE SIMPLE

Eric Cassan, Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud Orsay,
Bâtiment 220, 91405 Orsay Cedex, eric.cassan@ief.u-psud.fr
Stéphanie Cassan, Département EEA, ENS Cachan, 61 Av. du Pdt Wilson, 94235 Cachan,
stephanie.cassan@eea.ens-cachan.fr

Résumé :

Les phénomènes de dispersion des fibres optiques ne sont pas faciles à mettre en évidence expérimentalement, en particulier la dispersion chromatique. En revanche, l'origine et les conséquences de ces phénomènes peuvent être assez facilement décrites par des outils de simulation physiques simples. Pour cette raison, nous avons introduit, au sein d'une séance de TP, une application informatique sous l'environnement logiciel Matlab 5.3, en complément du cours du module "Transmission de l'Information" de la maîtrise EEA d'Orsay.

Nous présentons dans cette communication une expérience menée à l'Université d'Orsay et à l'ENS de Cachan, dont l'objectif principal est de donner aux étudiants des ordres de grandeurs relatifs aux phénomènes de guidage, de dispersion et d'atténuation des fibres optiques. L'application proposée prend en compte la variation de l'indice de réfraction des matériaux avec la longueur d'onde, ce qui permet de montrer qu'il est possible de minimiser l'effet de la dispersion chromatique à une longueur d'onde donnée.

Mots clés : Fibre optique, modes guidés, dispersion chromatique, guide d'onde plan, simulation.

1 INTRODUCTION

Les télécommunications optiques se sont beaucoup développées ces dernières années. A partir de 1990, l'utilisation d'amplificateurs à fibre dopée Erbium EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) a permis d'amplifier les signaux directement dans le domaine optique, en évitant les conversions optique/électrique et électrique/optique, coûteuses et complexes. Cette évolution s'est ensuite accélérée depuis l'apparition commerciale de la technique du multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing ou WDM) vers 1997, qui permet d'atteindre des débits binaires de quelques Térabits par seconde transportés par une unique fibre [1].

L'étude de la fibre optique est importante pour comprendre quelques unes des principales limitations de ce type de communications. Nous présentons dans cet article une application informatique sous l'environnement logiciel Matlab 5.3 permettant de caractériser une fibre optique donnée : courbe de dispersion, modes guidés, coefficient de dispersion chromatique, déformation des impulsions lumineuses lors de la propagation.

2 SIMULATIONS

2.1 Courbe de dispersion et modes guidés

Le but est ici de tracer le réseau de courbes de dispersion du guide d'onde. Afin de simplifier le traitement mathématique lié à la résolution des équations de Maxwell dans la fibre optique (guide diélectrique à section cylindrique), celle-ci est assimilée à un guide d'onde plan, dont l'indice de cœur n_1 est supérieur à l'indice n_2 de la gaine afin

d'assurer le guidage de la lumière, et dont l'épaisseur est notée a (cf fig. 1). Ce problème est analogue au calcul d'une fonction d'onde dans un puits de potentiel.

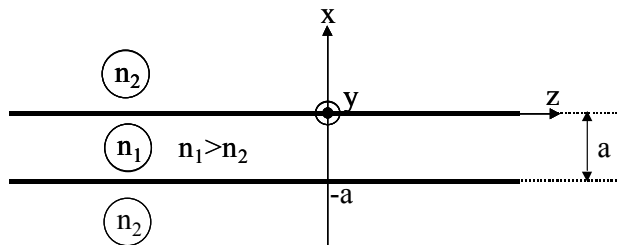


fig. 1 Guide plan

L'équation de Helmholtz, qui décrit les guides d'onde, est alors écrite dans chacun des milieux pour la composante E_y du champ électrique (polarisation TE) :

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + (k_0^2 n(x)^2 - \beta^2) E_y(x) = 0.$$

La résolution de cette équation permet de déterminer une équation transcendante en β , constante effective de propagation des modes. En effet, E_y se décompose comme une somme d'exponentielles réelles dans les deux parties de la gaine, et comme une somme d'exponentielles complexes dans le cœur (6 coefficients inconnus). Un argument simple, lié au caractère fini de l'énergie électromagnétique, permet de réduire le nombre d'inconnues à 4. Enfin, les conditions aux limites aux deux interfaces (E_y et dE_y/dx continues) donnant alors 4 relations. On en déduit donc les différentes valeurs de β possibles, et pour chacune de ces valeurs, on remonte de proche

en proche à chacun des 4 coefficients inconnus, ce qui permet au final de reconstruire la composante E_y du champ électrique, et donc le champ magnétique. De plus, le calcul est mené longueur d'onde par longueur d'onde ce qui permet, en réitérant le calcul pour une suite de longueurs d'onde donnée, d'en déduire la courbe de dispersion (cf. fig. 2), c'est-à-dire β en fonction de la pulsation ω ou de la fréquence normalisée V définie par la relation suivante :

$$V = 2\pi \frac{a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

où λ représente la longueur d'onde. La courbe de dispersion peut aussi être représentée par la variation de l'indice effectif du mode, n_{eff} , en fonction de V ($n_{\text{eff}} = \beta \lambda / 2\pi$).

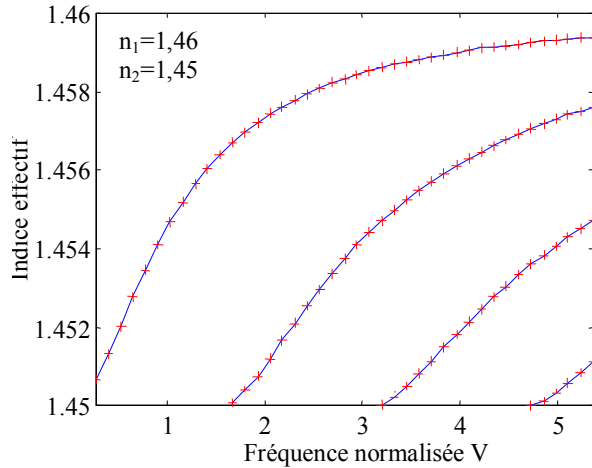


fig. 2 Courbe de dispersion du guide plan (TE)

Il est à noter que ce calcul est applicable au cas de matériaux non dispersifs (n_1 et n_2 sont des constantes) et au cas des matériaux dispersifs ($n_1(\lambda)$ et $n_2(\lambda)$).

La courbe de dispersion permet de statuer sur le nombre de modes guidés. Si pour une longueur d'onde donnée ce nombre est égal à 1, la fibre est monomode à cette longueur d'onde. Dans le cas contraire, la fibre est multimode et les problèmes de dispersion intermodale vont se poser.

Comme vu précédemment, la résolution de l'équation d'Helmholtz permet aussi de représenter le profil des modes obtenus. Par exemple dans le cas d'un guide d'épaisseur $20 \mu\text{m}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, on fait apparaître l'existence de 5 modes (modes pairs et impairs), ainsi que l'orthogonalité des modes pris deux à deux.

2.2 Estimation du coefficient de dispersion chromatique

Si l'on se restreint à un développement limité à l'ordre 2, la constante de propagation β autour d'une pulsation ω_0 donnée s'écrit selon l'expression :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2$$

La dérivée première apparaissant dans le deuxième terme n'est rien d'autre que l'inverse de la vitesse de groupe de la lumière à la pulsation ω_0 . La dérivée

seconde est quant à elle à l'origine de la dispersion chromatique des fibres optiques. Ce phénomène est lié à la variation de la vitesse de groupe de la lumière en fonction de la longueur d'onde, et se traduit par un étalement temporel des impulsions lumineuses injectées dans la fibre, porteuses d'une information. Dans le cas des modulations numériques, il s'agit d'une succession d'impulsions codant les niveaux logiques "0" et "1".

Nous exploitons ce résultat de la manière suivante : à partir de la courbe $\beta = \beta(\omega)$ obtenue sans approximation par la méthode exposée au paragraphe 2.1, nous pouvons procéder au calcul numérique des dérivées première et seconde de β , desquelles nous déduisons la vitesse de groupe v_G et le coefficient de dispersion chromatique D_λ en fonction de la longueur d'onde :

$$v_G = \frac{d\omega}{d\beta} \text{ et } D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \text{ où } \beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}.$$

Il est à noter que dans cette approche, v_G et D_λ sont issus d'une modélisation physique du guide considéré (épaisseur, couple de matériaux cœur/guide, variation des indices en fonction de la longueur d'onde). Le calcul des dérivées doit être effectué avec suffisamment de précision pour s'affranchir des problèmes de bruit numérique.

2.3 Déformation des impulsions lumineuses au cours de la propagation

La propagation d'une impulsion temporelle de lumière dans une fibre optique monomode selon l'axe z , peut s'exprimer sous la forme :

$$E(z, t) = A(z, t) \exp(j\omega_0 t - \beta_0 z)$$

avec $A(z, t)$ qui représente la fonction enveloppe de l'impulsion, ω_0 la pulsation centrale (de l'ordre de $2\pi \cdot 10^4$ à $2\pi \cdot 10^5 \text{ rad.s}^{-1}$) et β_0 la constante de propagation prise en ω_0 . En décrivant la propagation de chacune des raies spectrales (passage à la transformée de Fourier de $A(z, t)$), il est possible de « reconstituer » la forme de l'impulsion en sortie de la fibre optique par transformée de Fourier inverse : ce type de description fait appel à la notion de fonction enveloppe « lentement » variable par rapport à la pulsation ω_0 de la porteuse [1]. Ce type d'approche n'étant pas aisé à mettre en œuvre dans le cas général, nous avons choisi de nous placer dans le cas particulier d'impulsions temporelles de forme gaussienne [2]. La fonction enveloppe en $z = 0$ est alors :

$$A(0, t) = A_0 \exp\left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right].$$

Les coefficients A_0 , C et T_0 caractérisent la forme initiale de l'impulsion temporelle : C est un coefficient sans dimension, T_0 est homogène à un temps et représente la largeur à mi-hauteur à $1/e$ de l'impulsion.

En un point z après propagation, la fonction enveloppe prend alors la forme suivante :

$$A(z, t) = A_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{2 \times 4,34} z\right) \frac{T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]^{1/2}}$$

$$\times \exp\left(-\frac{(1+iC)^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]}\right)$$

où α représente les pertes de propagation en dB/km, z est exprimé en kilomètres. α est déduit de la courbe expérimentale des pertes de propagation des fibres optiques monomodes standard (cœur silice dopée / gaine silice non dopée), et dépend de la longueur d'onde ($\alpha \approx 0,2$ dB/km au voisinage de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, valeur proche du minimum que l'on peut atteindre). β_2 , en revanche, est déduit du calcul développé dans la partie 2.2.

3 CONTENU PEDAGOGIQUE

3.1 Influence du matériau

3.1.1 Matériaux non dispersifs

Considérant pour commencer un couple d'indices de réfraction n_1/n_2 caractéristique d'une fibre optique en silice (par exemple 1,46/1,45), on demande dans un premier temps aux étudiants d'évaluer l'ordre de grandeur de l'épaisseur de coupure du guide nécessaire pour assurer le caractère monomode de la propagation à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. L'analyse est ensuite poursuivie pour plusieurs épaisseurs du guide par l'examen de la vitesse de groupe et du coefficient de dispersion chromatique D_λ , dont on observe systématiquement le signe négatif. Les indices n_1 et n_2 étant constants, la dispersion chromatique observée dans ce cas n'est liée qu'à la contribution du guide d'onde.

3.1.2 Matériaux dispersifs

Dans un second temps, le caractère dispersif des matériaux de cœur (silice dopée GeO_2) et de gaine (silice non dopée) est pris en compte. On observe alors que la vitesse de groupe de la lumière présente un maximum pour une longueur d'onde donnée. On en déduit donc qu'à cette longueur d'onde, la dispersion chromatique globale (effets du guide et des matériaux) s'annule. Ceci peut être illustré avec l'exemple suivant : on considère une fibre optique monomode dont le cœur est constitué de silice dopée GeO_2 (dopage 0,7 %), et la gaine est constituée de silice non dopée (cf. fig. 3).

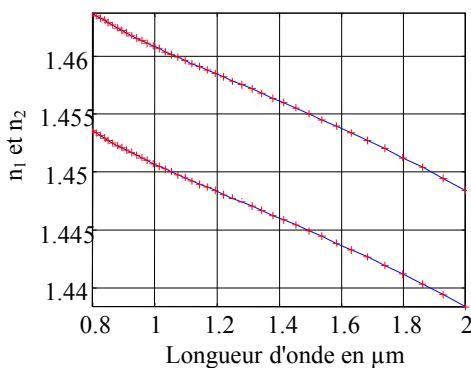


fig. 3 Indices du cœur et de la gaine en fonction de λ

On obtient alors la vitesse de groupe en fonction de la longueur d'onde (cf. fig. 4) de laquelle on en déduit la courbe de dispersion chromatique (cf. fig. 5).

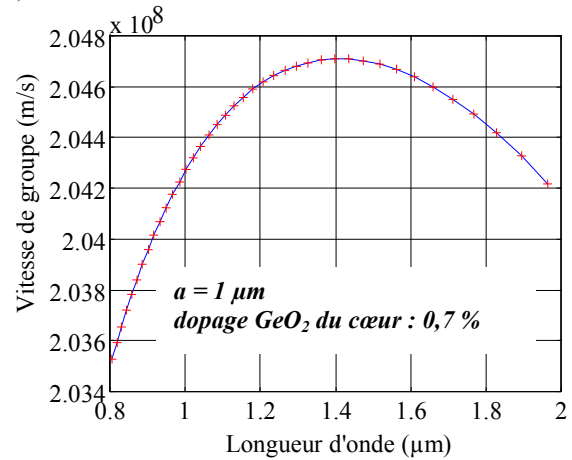


fig. 4 Vitesse de groupe en fonction de λ

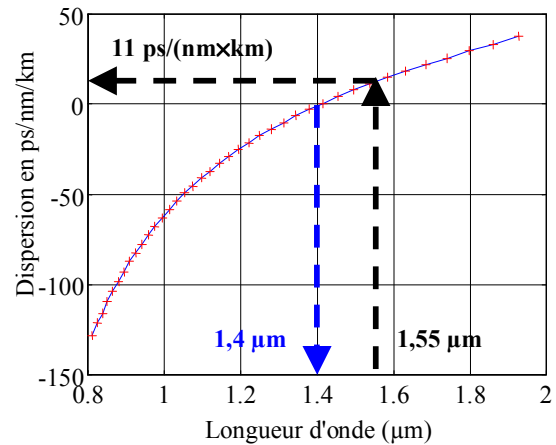


fig. 5 Coefficient de dispersion chromatique

On constate qu'il y a annulation de la dispersion chromatique autour de $\lambda = 1,4 \mu\text{m}$. D_λ permet d'évaluer l'étalement temporel ΔT (en ps) d'une impulsion lumineuse émise par une source (diode laser par exemple) de largeur spectrale effective $\Delta\lambda$ (en nm), au bout d'une distance L (en km), par la relation approchée [1] :

$$\Delta T = D_\lambda \times \Delta\lambda \times L$$

D_λ est de l'ordre de $17 \text{ ps}/(\text{nm} \times \text{km})$ pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ dans le cas des fibres monomodes standard (G652). L'étude menée en guide plan donne le même ordre de grandeur ($11 \text{ ps}/(\text{nm} \times \text{km})$ pour $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$).

3.1.3 Conclusion

La comparaison avec le cas non-dispersif permet de montrer que les contributions du guide d'onde et des matériaux jouent en sens opposés. On demande alors aux étudiants d'ajuster la concentration en dopage GeO_2 du cœur de la fibre afin d'annuler D_λ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. On illustre ainsi la possibilité de concevoir des fibres optiques à dispersion décalée (pertes et dispersion simultanément minimales) [1].

3.2 Déformation des impulsions de lumière au cours de la propagation

Pour finir, les étudiants sont invités à exploiter le programme à leur disposition pour observer la déformation temporelle en $z = +L$ d'impulsions gaussiennes injectées dans la fibre en $z = 0$. On demande en particulier, pour un type de fibre donné, de considérer la propagation à plusieurs longueurs d'onde (les pertes, mais aussi la dispersion chromatique, tirée des simulations effectuées au préalable, dépendent de la longueur d'onde), et de faire varier la largeur des impulsions temporelles injectées. Ces manipulations permettent de se rendre compte des distances typiques sur lesquelles l'information optique peut se propager sans altération notable.

La figure 6 représente la forme de l'impulsion injectée en $z = 0$ ($C=0$), et celle recueillie après 30 km de propagation dans une fibre optique monomode. Les paramètres choisis sont les suivants : $\alpha = 0,2$ dB/km, $D_\lambda = 17$ ps/(nm×km), et une source de largeur spectrale 0,5 nm ($T_0 \sim 16$ ps). Comme indiqué sur la figure 6, le temps de propagation de groupe est de l'ordre de 150 μ s.

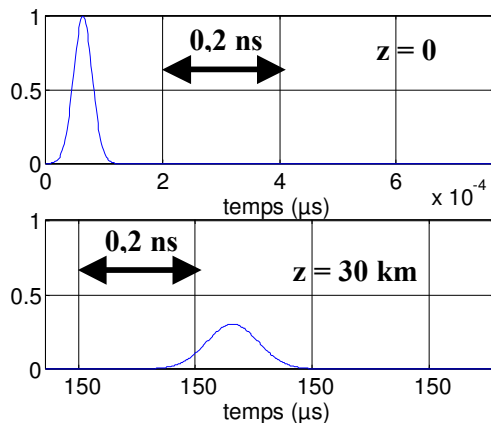


fig. 6 Propagation d'une impulsion gaussienne

On observe que l'impulsion injectée en $z = 0$ dans la fibre optique est atténuée et qu'elle subit un étalement. Dans le cas d'une communication numérique, la limitation du débit est due soit à un niveau de signal reçu trop faible pour être extrait du bruit (atténuation), soit au recouvrement temporel des impulsions codant les deux niveaux logiques (dispersion chromatique). Cette illustration permet de sensibiliser les étudiants aux problèmes de limitation en terme de débit.

4. CONCLUSION

Cette introduction aux propriétés des fibres au sein de la maîtrise EEA d'Orsay est complétée par une manipulation, au cours de laquelle les étudiants mesurent l'ouverture numérique et les pertes d'une fibre silice multimode à gradient d'indice [3]. Nous envisageons d'organiser une séance de cours/TP, consacrée aux propriétés physiques des fibres optiques, durant laquelle le modèle de guide plan présenté dans cette communication pourrait être utilisé.

Bibliographie

1. Harry J. R. Dutton, "Understanding Optical Communications", presses IBM, première édition (1998).
2. Govind P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", WILEY, deuxième édition (1997).
3. Eric Cassan, "Etude expérimentale d'une liaison par fibre optique", CETSIS'03, Toulouse.