



HAL
open science

Dépendance thermique de l'indice de réfraction d'une fibre optique à deux revêtements

Jérmie Pillon, Maxime Rattier, F. Louf, Emmanuelle Peter, Pierre-Alain Boucard, L. Lablonde, Hervé Lefèvre

► **To cite this version:**

Jérmie Pillon, Maxime Rattier, F. Louf, Emmanuelle Peter, Pierre-Alain Boucard, et al.. Dépendance thermique de l'indice de réfraction d'une fibre optique à deux revêtements. CFM 2019 - 24ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2019, BREST, France. hal-02496378

HAL Id: hal-02496378

<https://hal.science/hal-02496378>

Submitted on 2 Mar 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Dépendance thermique de l'indice de réfraction d'une fibre optique à deux revêtements

J. PILLON^{a,b}, M. RATTIER^b, F. LOUF^a, E. PETER^b, P.-A. BOUCARD^a,
L. LABLONDE^c, H.C. LEFÈVRE^b

a. LMT Cachan (ENS Paris Saclay / CNRS / Univ. Paris Saclay) 61 avenue du Président Wilson,
F-94235 Cachan (FRANCE) - jeremie.pillon@ens-paris-saclay.fr

b. iXblue, 34 rue de la Croix de Fer, 78100 Saint-Germain-en-Laye (FRANCE) -
maxime.rattier@ixblue.com, jeremie.pillon@ixblue.com

c. iXblue Photonics, rue Paul Sabatier, 22300 Lannion (FRANCE)

Résumé :

Sous l'effet d'un chargement thermique, l'indice de réfraction d'une fibre optique à deux revêtements est modifié. Dans le cas où la fibre optique est utilisée dans des applications de capteurs, notamment de capteurs de température, la caractérisation de l'indice de réfraction en fonction de la température devient essentielle. Nous proposons dans cet article une nouvelle démarche permettant de déterminer la loi de variation de l'indice de réfraction d'une fibre optique à deux revêtements en fonction de la température en prenant en compte les aspects mécaniques. Cette approche a pour originalité de coupler les résultats donnés par un modèle thermomécanique analytique de fibre optique et des mesures par réseaux de Bragg sur fibre nue, c'est-à-dire une fibre optique sans revêtement. La loi de caractérisation ainsi mise en place est ensuite confrontée à des résultats expérimentaux obtenus par des mesures de fréquences propres optiques.

Abstract :

Under thermal loading, the refractive index of a two-coated optical fibre is modified. In the case where optical fibre is used in sensor applications, in particular temperature sensors, the characterization of the refractive index in dependance on temperature becomes essential. In this paper, we propose a new approach to determine the law of variation of the refractive index of a two-coated optical fibre depending on temperature by considering the mechanical aspects. This approach is original in coupling the results given by an analytical thermomechanical model of optical fibre and measurements by Bragg grating on uncoated optical fibre. The characterization law thus implemented is then compared with experimental results obtained by optical proper frequency measurements.

Mots clefs : Optical Fiber, Refractive Index, Thermomechanical analysis, Fiber Bragg grating

1 Introduction

La fibre optique est composée d'un cœur, où se produit une réflexion totale, d'indice de réfraction n_1 légèrement supérieur à celui de la gaine n_2 qui l'entoure. La gaine est en silice pure SiO_2 , alors que le cœur est en silice dopée au germanium $SiO_2 - GeO_2$ (figure 1a).

Depuis l'utilisation de la fibre optique dans les télécommunications au début des années 1980, elles sont entourées de revêtements (figure 1b). En effet, pour que les fibres optiques remplissent l'ensemble des spécifications requises, il faut qu'elles soient résistantes aux différents types de chargement qui lui sont imposées. Généralement la fibre optique est entourée de deux revêtements, le revêtement primaire qui est souple et le revêtement secondaire qui est plus raide. Ces revêtements sont le plus souvent en matériaux polymères. Historiquement le revêtement primaire avait pour rôle de protéger la fibre des abrasions qui peuvent provoquer des ruptures fragiles et le revêtement secondaire de rigidifier l'ensemble pour le rendre manipulable. Par la suite, le rôle des revêtements s'est avéré bien plus large et leur importance n'est plus remise en cause [1]. Un vaste panorama des sollicitations pour lesquelles les revêtements protègent la fibre est proposé dans [2]. Cependant ces revêtements, sous l'effet d'un chargement thermique, agissent mécaniquement sur la gaine en silice et vont donc venir modifier l'indice de réfraction effectif de la fibre optique. Or dans le cas où la fibre optique à deux revêtements est utilisée dans des applications de capteurs, comme par exemple de capteurs de température, la caractérisation de l'indice de réfraction effectif en fonction de la température devient alors essentielle.

De nombreuses études mécaniques et thermomécaniques de la fibre ont déjà été réalisées. On peut par

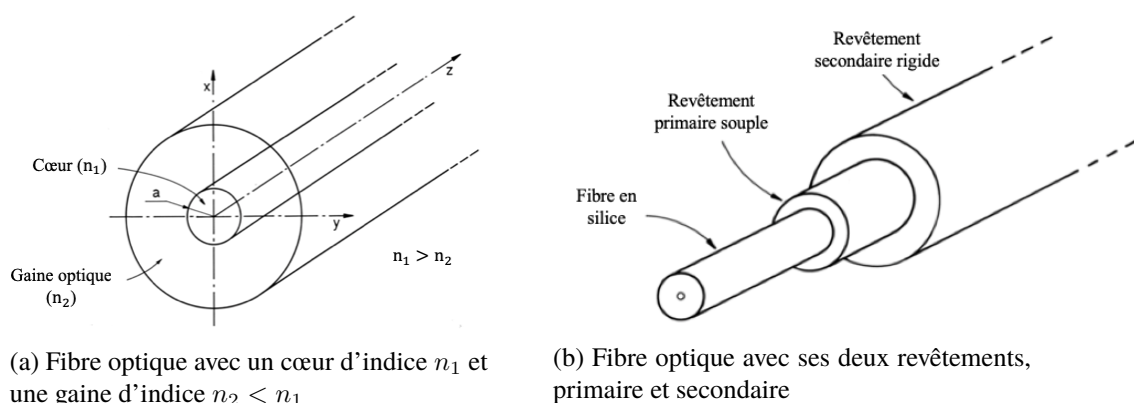


FIGURE 1 – Illustration d'une fibre optique sans revêtements (figure de gauche) et avec deux revêtements (figure de droite)

exemple citer les travaux de H.-W. Lee [3] et W.-J. Chang [4] qui font l'étude de la variation d'indice de réfraction d'une fibre entourée de deux revêtements en polymère sous l'effet d'un chargement mécanique pur (déformation dans l'axe de la fibre et pression hydrostatique). On trouve également dans la littérature des études de fibres optiques sous l'effet d'un chargement thermique, avec comparaison entre modèle analytique et simulation éléments finis [5], ou encore des études sur différents types de revêtement qui peuvent être employés en fonction de leurs propriétés thermomécaniques, et des propriétés optiques voulues pour la fibre optique [6, 7]. L'article de référence traitant de l'impact sur les propriétés optiques d'un chargement thermomécanique fut réalisé par G.W. Scherer dans [8]. Cette étude ne prend cependant pas en compte les effets thermiques intrinsèques dans les études de variation d'indice de réfraction mais seulement les dilatations thermiques. De plus ces travaux ont été menés sur une fibre nue, c'est-à-dire sans présence, et donc influence, des revêtements.

2 Modèle thermomécanique de fibre optique à deux revêtements

On considère une fibre optique monomode à deux revêtements comme présentée figure 2. Le modèle développé dans cet article est axisymétrique. On supposera que la gaine optique et le coeur ont les mêmes propriétés thermomécaniques. La fibre est en silice et les revêtements (ou coating en anglais) sont en polymères. Le revêtement primaire a une zone de transition vitreuse située autour de -55°C , alors que le revêtement secondaire a une zone de transition de vitreuse située autour de 50°C . L'étude se fera sous un chargement thermique uniforme sur l'ensemble de la fibre optique revêtue.

On se place en statique, en HPP (Hypothèse des Petites Perturbations) et on considère que la température de référence est prise à $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$. À cette température, le champ de déplacement et de contrainte sont pris comme référence et considérés comme nuls sur l'ensemble des solides.

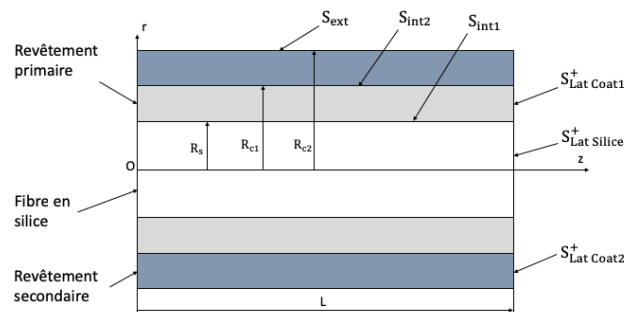


FIGURE 2 – Modèle géométrique de la fibre optique à deux revêtements où S désigne une surface, indiquée int pour une surface intérieure, ext pour une surface extérieure et lat pour une surface latérale

Nous désignerons par :

- $\underline{u}^{c1}, \underline{\underline{\varepsilon}}^{c1}, \underline{\underline{\sigma}}^{c1}, \mu_{c1}, \lambda_{c1}$ respectivement le déplacement, le tenseur des déformations, le tenseur des contraintes et les coefficients de Lamé du revêtement primaire ;
- $\underline{u}^{c2}, \underline{\underline{\varepsilon}}^{c2}, \underline{\underline{\sigma}}^{c2}, \mu_{c2}, \lambda_{c2}$ respectivement le déplacement, le tenseur des déformations, le tenseur des contraintes et les coefficients de Lamé du revêtement secondaire ;
- $\underline{u}^s, \underline{\underline{\varepsilon}}^s, \underline{\underline{\sigma}}^s, \mu_s, \lambda_s$ respectivement le déplacement, le tenseur des déformations, le tenseur des contraintes et les coefficients de Lamé de la fibre en silice.

Nous considérerons que tous les matériaux ont le même type de comportement : thermoélastique linéaire isotrope.

Les bords en $z = 0$ sont bloqués en déplacement dans la direction z et à l'autre extrémité de la fibre, en $z = L$, les revêtements et la fibre ont le même déplacement. De plus, nous faisons l'hypothèse que le contact entre le revêtement primaire et la fibre d'une part, et que le contact entre le revêtement primaire et le revêtement secondaire d'autre part se font de manière parfaite, sans dissociation, au niveau respectivement de la surface S_{int1} et de la surface S_{int2} . Cette condition signifie qu'il y a continuité du déplacement et équilibre des efforts au niveau des interfaces. La face extérieure (noté S_{ext}) est considérée comme libre d'effort. Enfin, en $z = L$, on considèrera que la moyenne des efforts de la fibre, du revêtement primaire et du revêtement secondaire suivant la direction z est nulle.

Sous ces conditions, le problème est de trouver pour chaque matériau le couple $(\underline{u}^i, \underline{\sigma}^i)$ satisfaisants les conditions suivantes :

— Admissibilité statique :

$$\begin{aligned}
 \text{Conditions limites : } & \underline{\sigma}_{r=R_{c2}}^{c2} \underline{e}_r = \underline{0} \\
 & \underline{\sigma}_{r=R_S}^s \underline{e}_r + \underline{\sigma}_{r=R_S}^{c1} (-\underline{e}_r) = \underline{0} \\
 & \underline{\sigma}_{r=R_{c1}}^{c1} \underline{e}_r + \underline{\sigma}_{r=R_{c1}}^{c2} (-\underline{e}_r) = \underline{0} \\
 & \iint_{S_{\text{Lat Silice}}^+} \underline{\sigma}_{z=L}^s \underline{e}_z dS + \iint_{S_{\text{Lat Coat1}}^+} \underline{\sigma}_{z=L}^{c1} \underline{e}_z dS \\
 & + \iint_{S_{\text{Lat Coat2}}^+} \underline{\sigma}_{z=L}^{c2} \underline{e}_z dS = \underline{0} \quad (1) \\
 \text{Équilibre statique : } & \text{div}(\underline{\sigma}^i) = \underline{0}
 \end{aligned}$$

— Admissibilité cinématique :

$$\begin{aligned}
 \text{Conditions limites : } & u_r^{c1}(r = R_s) = u_r^s(r = R_s) \\
 & u_r^{c2}(r = R_{c1}) = u_r^{c1}(r = R_{c1}) \\
 & u_z^c(z = 0) = u_z^s(z = 0) = 0 \\
 & u_z^c(z = L) = u_z^s(z = L) \quad (2)
 \end{aligned}$$

$$\text{Déformation linéarisée : } \underline{\underline{\varepsilon}}^i(\underline{u}^i) = \frac{1}{2} \left[\underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{u}^i) + {}^T \underline{\underline{\text{grad}}}(\underline{u}^i) \right] \quad (3)$$

— Relation de comportement :

$$\underline{\underline{\sigma}}^i = \mathbf{K}^i[\underline{\underline{\varepsilon}}_{\text{elast}}^i] = \mathbf{K}^i \left[\underline{\underline{\varepsilon}}^i - \underline{\underline{\varepsilon}}_{\text{th}}^i \right] \quad (4)$$

Avec \mathbf{K}^i l'opérateur de Hooke pour un matériau donné et $\underline{\underline{\varepsilon}}_{\text{th}}^i$ le tenseur de déformation thermique. Dans un premier temps nous considérerons une dilatation isotrope : $\underline{\underline{\varepsilon}}_{\text{th}}^i = \alpha^i(T) \Delta T \underline{\underline{I}}$, où α^i est le coefficient de dilatation thermique du matériau considéré et connu, ΔT est la différence par rapport à la température de référence ($\Delta T = T - T_0$) et $\underline{\underline{I}}$ la matrice identité. On considère que le coefficient de dilatation thermique de la gaine est indépendant de la température, contrairement à ceux des revêtements. La relation de comportement (4) devient alors pour chaque matériau :

$$\underline{\underline{\sigma}}^i(T) = 2\mu^i(T) \underline{\underline{\varepsilon}}^i + \lambda^i(T) \text{tr} [\underline{\underline{\varepsilon}}^i] \underline{\underline{I}} - \underbrace{(2\mu^i(T) + 3\lambda^i(T))\alpha^i(T)}_{=\beta^i(T)} \Delta T \underline{\underline{I}} \quad (5)$$

Au vu de la symétrie de la géométrie et du chargement, on peut faire l'hypothèse que l'on se place dans le cas d'un problème axisymétrique et le champ de déplacement de chaque matériau peut alors se mettre classiquement sous la forme :

$$\underline{u}^i = u_r^i(r)\underline{e}_r + u_z^i(z)\underline{e}_z \quad (6)$$

A partir de l'équation d'équilibre statique, on en déduit l'expression du champ de déplacement en fonc-

tion des constantes d'intégration (qui seront déterminées grâce aux conditions limites) de la gaine :

$$\begin{aligned} u_r^s(r) &= A_s r + \frac{B_s}{r} \\ u_z^s(z) &= D_s z + K_c \end{aligned} \quad (7)$$

On en déduit que $B_s = 0$ car le déplacement ne peut pas être infini au centre ($r = 0$) de la fibre. Le champ de déplacement des revêtements se formule :

$$\begin{aligned} u_r^{ci}(r) &= A_{ci} r + \frac{B_{ci}}{r} \\ u_z^{ci}(z) &= D_{ci} z + K_{ci} \end{aligned} \quad (8)$$

avec $i = \{1, 2\}$.

En résolvant le système de 11 équations à 11 inconnues ainsi formé, nous déterminons les constantes d'intégration, ce qui nous permet d'en déduire l'expression analytique du champ de déplacement sur les trois zones considérées. Les expressions analytiques ne sont pas détaillées ici. Étant donné que seule la déformation de la fibre a un impact sur les propriétés optiques, nous ne nous focaliserons plus que sur cette grandeur. Pour ce faire, on introduit un coefficient de dilatation thermique longitudinal homogénéisé α_{zz}^h (figure 3a) et un coefficient de dilatation de dilatation radial homogénéisé α_{rr}^{h-s} (figure 3b) de la gaine.

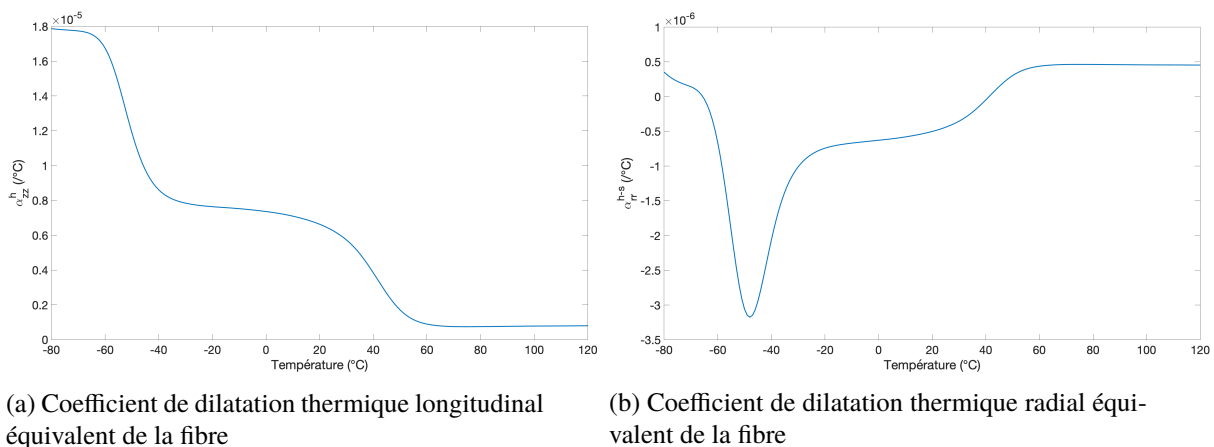


FIGURE 3 – Coefficients de dilatation équivalents de la gaine entourée de deux revêtements en polymère

Il est à noter que les coefficients de dilatation thermique (longitudinal et radial) homogénéisés de la gaine ne sont pas égaux. Ce qui signifie que même si le comportement de chaque matériau pris indépendamment est isotrope, le comportement de la gaine incluant l'influence thermomécanique des revêtements ne l'est plus.

De plus, la figure 3 met également en évidence le fait que les coefficients de dilatation thermique homogénéisés de la gaine présentent des ruptures de pente qui correspondent aux températures de transition vitreuse du revêtement primaire et du revêtement secondaire.

Enfin, il est intéressant de souligner le fait qu'il existe un ordre de grandeur entre le coefficient de dilatation thermique longitudinal homogénéisé α_{zz}^h et coefficient de dilatation de dilatation radial homogénéisé α_{rr}^{h-s} .

3 Variation de l'indice de réfraction pour un chargement thermique

Il n'existe pas de moyen de mesure direct simple de l'indice de réfraction effectif d'une fibre optique monomode. En revanche, il est possible de mesurer des quantités proportionnelles au chemin optique, qui est le produit de l'indice de réfraction effectif (noté n) par la longueur de fibre optique (noté L). Il sera exploité deux types de mesure de chemin optique :

1. Mesures par réseaux de Bragg qui ne peut se faire que sur fibre optique dénudée (sans revêtement) ;
2. Mesures de temps de vol du signal lumineux qui ne peut se faire que sur des grandes longueurs de fibre optique donc nécessairement revêtue.

3.1 Mesure d'indice sur fibre sans revêtement par réseaux de Bragg

On se place ici sur une fibre optique monomode dénudée, c'est à dire sans revêtement. Un réseau de Bragg est une modification permanente de l'indice de réfraction du coeur de la fibre optique comme présentée en figure 4. La modulation de l'indice ainsi obtenue, de pas Λ , constitue un réflecteur sélectif en longueur d'onde [9]. Les mesures par réseau de Bragg, effectuées à différentes températures sur fibre sans revêtement, permettront d'accéder à la longueur d'onde de réflexion. Cette longueur d'onde λ est celle qui satisfait la relation [10] :

$$\lambda(T) = 2n(T) \Lambda(T) \quad (9)$$

où n est l'indice effectif de la fibre.

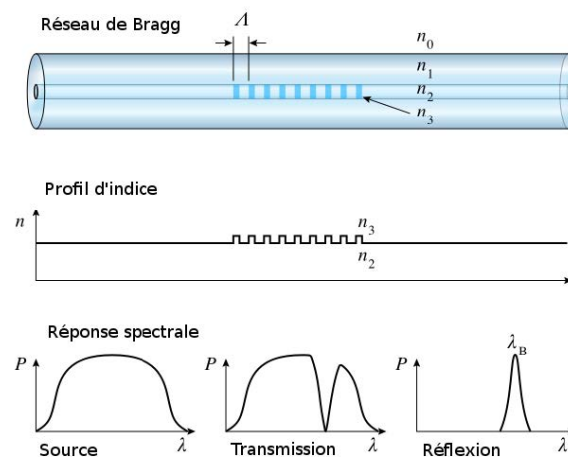


FIGURE 4 – Schématisation de la modulation de l'indice de réfraction effectif et de la réponse spectrale d'une fibre optique monomode par réseaux de Bragg [11]

On considère dans ce cas aussi qu'il n'y a qu'un chargement d'origine thermique et que la fibre est libre de se dilater. On peut alors faire l'hypothèse que le comportement de la fibre optique nue peut se mettre sous la forme $\underline{\underline{\epsilon}} = \underline{\underline{\epsilon}}_{th} = \alpha_{SiO_2} \Delta T \underline{\underline{1d}}$, ce qui implique que la longueur Λ est parfaitement déterminée en fonction de la température :

$$\Lambda(T) = \Lambda_0(1 + \alpha_{SiO_2} \Delta T) \quad (10)$$

En dérivant la variation relative de longueur d'onde de Bragg par rapport à la température, il est aisé de la relier à la dérivée de chemin optique par rapport à la température :

$$\frac{d\lambda}{\lambda dT} = \frac{1}{nL} \frac{D(nL)}{DT} = \frac{\partial L}{L \partial T} + \frac{1}{n} \frac{Dn}{DT} \quad (11)$$

où $\frac{D}{DT}$ est la dérivée totale par rapport à la température.

En faisant l'hypothèse que la température T est indépendante de l'abscisse curviligne s , ce qui suppose de faire l'hypothèse d'homogénéité spatiale de la température, et sachant que la forme du champ de déplacement choisie implique que l'homogénéité spatiale du tenseur de déformation, on peut alors exprimer le produit nL simplement en fonction de deux grandeurs :

$$nL = n(\underline{\varepsilon}(T), T) \times L(\underline{\varepsilon}(T)) \quad (12)$$

Avec $L = L_0(1 + \varepsilon_{zz}(T))$ et L_0 est la longueur initiale de la fibre, pour une température donnée.

A partir de l'équation (11), on en déduit alors l'expression suivante faisant intervenir $\alpha_{SiO_2} = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [12], le coefficient de dilatation thermique de la silice :

$$\frac{d\lambda}{\lambda dT} = \underbrace{\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}}_{\text{Effet thermique pur}} + \underbrace{\frac{\partial L}{L \partial T}}_{\alpha_{SiO_2}} + \underbrace{\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial \underline{\varepsilon}} : \alpha_{SiO_2} \underline{Id}}_{\text{Effet de dilatation thermique}} \quad (13)$$

D'après les analyses faites dans [13], les relations de photoélasticité permettent de relier la variation d'indice de réfraction en fonction des déformations. Cette relation peut se mettre sous la forme [14] :

$$-\frac{2}{n_{ij}^3} \cdot \delta n_{ij} = p_{ijkl} d\varepsilon_{kl} \quad (14)$$

On utilise les notations de Voigt pour écrire le tenseur de photoélasticité. Dans le cas de la silice, qui a une structure amorphe, il a été montré [15] que le tenseur de photoélasticité pouvait s'écrire en fonction de seulement deux coefficients :

$$p_{ij} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (p_{11} - p_{12})/2 \end{bmatrix} \quad (15)$$

D'après [14], $p_{11} = 0.121$ et $p_{12} = 0.270$.

Ayant une invariance par rotation, les axes x et y jouent le même rôle. On peut alors écrire la relation (14) en projection sur l'axe x ou y , et il vient alors la relation :

$$\frac{d\lambda}{\lambda dT} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} + \left(1 - \frac{n^2}{2} (p_{11} + 2p_{12})\right) \alpha_{SiO_2} \quad (16)$$

Il sera fait par la suite l'hypothèse que le terme correspondant à l'effet thermique pur $\frac{\partial n}{\partial T}$ est indépendant de la présence ou non de revêtements sur la fibre optique.

3.2 Variation d'indice de réfraction sur une fibre avec deux revêtements

On considère ici la fibre optique monomode avec ses deux revêtements. Le chargement pris en compte est un chargement purement thermique et la fibre est libre de se dilater. Le tenseur des déformations peut se mettre sous la forme :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}(T) = \underline{\underline{\alpha}}^{eq}(T) \Delta T \quad (17)$$

Avec $\underline{\underline{\alpha}}^{eq}$ le tenseur des dilatations équivalent de la gaine, c'est-à-dire le tenseur des dilatations de la gaine qui prend en compte l'influence sur celle-ci des deux revêtements.

La variation d'indice de réfraction effectif peut alors s'écrire :

$$\left(\frac{Dn}{DT}\right)_{\text{fibre complète}} = \frac{\partial n}{\partial T} - \frac{n^3}{2} [p_{11}\alpha_{yy}^{eq-s} + p_{12}(\alpha_{xx}^{eq-s} + \alpha_{zz}^{eq})] \quad (18)$$

En utilisant les valeurs de $\frac{\partial n}{\partial T}$ déterminées grâce aux mesures par réseaux de Bragg, puis en intégrant cette relation par un schéma d'Euler, on obtient la courbe présentée figure 5. La valeur de référence prise à $T = 23,4^\circ\text{C}$ est $n = 1,4508$.

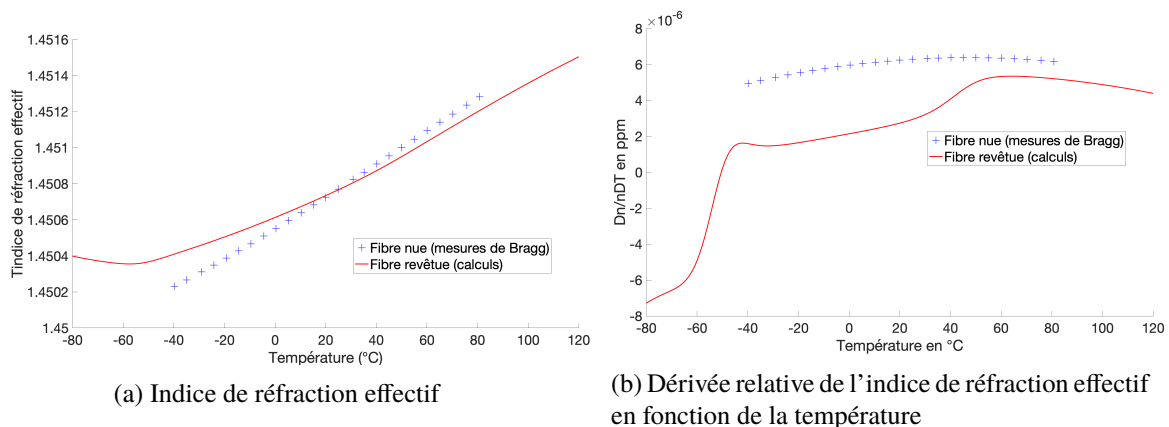


FIGURE 5 – Variation de l'indice de réfraction et de sa dérivée d'une fibre monomode en fonction de la température

Lorsque l'on passe en dessous de la température de transition vitreuse du revêtement primaire, celui-ci se rigidifie et son module d'Young est alors du même ordre de grandeur que celui du revêtement secondaire. Le comportement thermomécanique global de la fibre optique revêtue est alors fortement impacté. Ainsi, à basse température, comme mis en évidence par la courbe rouge de la figure 5, l'influence des revêtements sur l'indice de réfraction effectif devient non négligeable.

3.3 Corrélation entre modèle et essais par mesures de fréquence propre optique

Le temps de vol du signal lumineux τ s'exprime en fonction de la célérité c de la lumière dans le vide, de l'indice de réfraction effectif de la fibre optique n et de la longueur totale de la fibre L :

$$\tau = \frac{n(T) L(T)}{c} \quad (19)$$

Comme il est plus aisé expérimentalement de mesurer une fréquence, la grandeur mesurée est :

$$f(T) = \frac{1}{2\tau} = \frac{c}{2n(T) L(T)} \quad (20)$$

Mesures de fréquence du temps de vol sur une fibre à un seul revêtement

La mesure de fréquence de temps de vol a été menée sur une fibre monomode qui a seulement un revêtement primaire. Aux températures considérées, c'est-à-dire au dessus de la zone de transition vitreuse du revêtement primaire, le polymère constitutif du revêtement primaire est souple. Ainsi le comportement global de cette fibre à une seul revêtement est proche de celui d'une fibre nue.

La figure 6 présentent les résultats expérimentaux qui sont comparés avec des modèles. Dans les modèles, la longueur de la fibre optique est calculée à partir du modèle thermomécanique développé précédemment, en considérant que les propriétés thermomécaniques du revêtement secondaire sont les mêmes que celles du revêtement primaire. Ensuite nous utilisons, d'une part, la loi de variation de l'indice de réfraction effectif de la fibre nue, et d'autre part la loi de variation de l'indice de réfraction effectif de la fibre revêtue déterminée par l'étude précédente afin d'en évaluer sa pertinence. Les mesures présentées dans la figure 7 sont des mesures différentielles, avec une référence prise à 20°C. Ceci explique le fait que toutes les courbes passent par le même point à cette température.

On remarque que les deux modèles ont des écarts très faibles (écarts absolus sur la variation relative de fréquence inférieurs à $5 \cdot 10^{-6}$). Ces deux modèles sont également très proches de la courbe expérimentale. Cette constatation permet de valider la pertinence du modèle thermomécanique présenté précédemment et l'allongement en fonction de la température qui en découle.

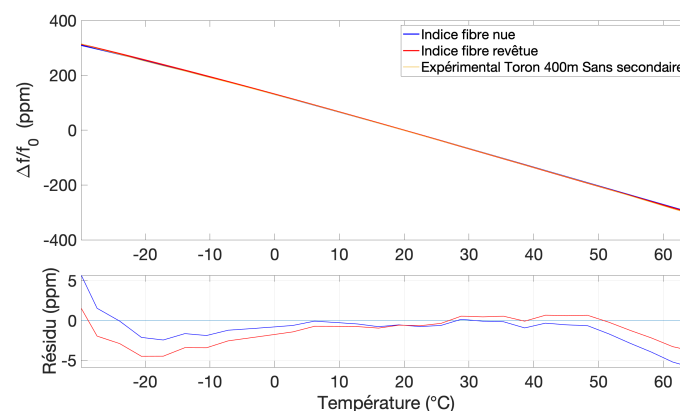


FIGURE 6 – Fréquence du temps de vol de la lumière et différence entre mesures et modèle en fonction de la température pour une fibre monomode sans revêtement secondaire

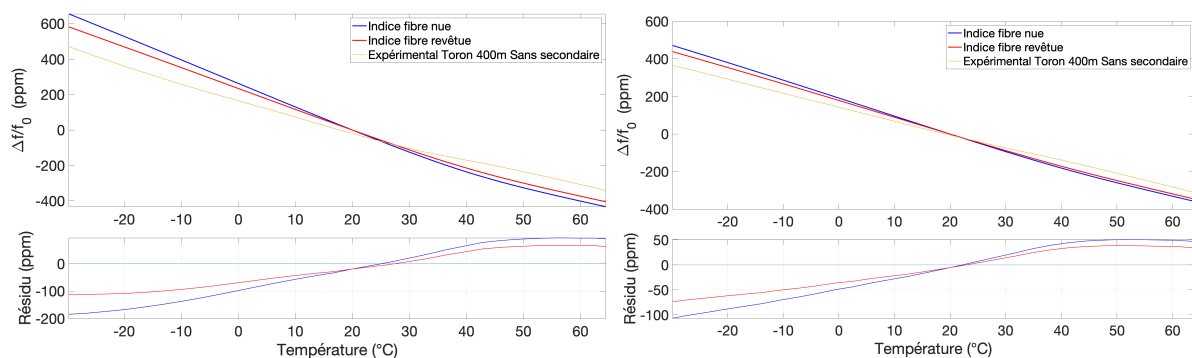
Mesures de fréquence du temps de vol sur des fibres à deux revêtement

Les mesures de fréquence de temps de vol ont été menées sur deux fibres différentes : deux fibres revêtues, mais avec des épaisseurs de revêtements différents. La figure 7 présente les résultats expérimentaux qui sont comparés avec des modèles. En utilisant une approche analogue au paragraphe ci-dessus, dans les modèles, la longueur de la fibre optique est calculée à partir du modèle thermomécanique développé précédemment. Ensuite nous utilisons, d'une part, la loi de variation de l'indice de réfraction effectif de la fibre nue, et d'autre part la loi de variation de l'indice de réfraction effectif de la fibre revêtue déterminée par l'étude précédente afin d'en évaluer sa pertinence. Les mesures présentées dans la figure 7 sont des mesures différentielles, avec une référence prise à 20°C. Ceci explique le fait que toutes les courbes passent par le même point à cette température.

En comparant les figures 6 et 7, le rôle thermomécanique du revêtement secondaire est clairement mis en évidence.

Les écarts à la courbe expérimentale sont moins grands avec la loi de variation de l'indice de réfraction effectif prenant en compte les revêtements, ce qui confirme la pertinence de ce modèle. Les épaisseurs des revêtements de la fibre de type 2 sont plus faibles que celle de type 1, ce qui peut expliquer le fait que les écarts à la courbe expérimentale sont moins grands pour la fibre de type 2 que celle de type 1.

Les écarts qu'il reste entre la courbe expérimentale et les deux modèles peuvent être dus aux incertitudes sur les propriétés thermomécaniques des polymères utilisés pour les revêtements. Plus particulièrement les propriétés thermomécaniques du revêtement secondaire, ce revêtement qui, comme cela a été mis en évidence, joue un rôle prépondérant dans le comportement global de la fibre.



(a) Fibre optique monomode avec deux revêtements type 1

(b) Fibre optique monomode avec deux revêtements type 2

FIGURE 7 – Fréquence du temps de vol de la lumière et différence entre mesures et modèle en fonction de la température dans deux types de fibres optiques monomodes différentes

4 Conclusion

Dans cette étude, il a été mis en place un modèle thermomécanique analytique d'une fibre optique. Des coefficients de dilatation thermique homogénéisés de la gaine avec prise en compte de l'influence des revêtements ont été déterminés. Cela a permis de mettre en évidence le comportement anisotrope de la gaine lorsqu'il y a des revêtements.

À travers cette étude, l'influence des revêtements en fonction de la température sur l'indice de réfraction effectif d'une fibre optique monomode a été mis en évidence, et en particulier à basse température lorsque l'on passe en dessous de la température de transition vitreuse du revêtement primaire.

Par la corrélation avec la fréquence propre optique, la pertinence de la loi de variation de l'indice effectif d'une fibre optique à deux revêtements en fonction de la température a été prouvée. Cependant, il subsiste des écarts avec les courbes expérimentales. Pour avoir une meilleure précision de notre loi de variation de l'indice effectif, il est nécessaire d'avoir une meilleure connaissance, et donc de réduire les incertitudes sur les propriétés thermomécaniques des polymères utilisés pour les revêtements et en particulier pour le revêtement secondaire.

Références

- [1] Dasgupta, Abhijit and Sirkis, James S, Importance of coatings to optical fiber sensors embedded in smart structures, *AIAA journal*, 30.5 (1992) : 1337-1343.
- [2] Schmid, Steven R and Toussaint, Anthony F and Mendez, A and Morse, T, Optical fiber coatings, *Specialty Optical Fibers Handbook*, (2007) : 95-122.
- [3] Lee, Haw-Long and Chang, Win-Jin and Yang, Yu-Ching, Viscoelastic analysis of optical effects in double-coated optical fibers induced by axial strain and hydrostatic pressure, *Materials chemistry and physics*, 91.1 (2005) : 80-87.
- [4] Chang, Win-Jin, Viscoelastic analysis of hydrostatic pressure induced optical effects in double-coated optical fibers, *Journal of applied physics*, 93.1 (2003) : 270-273.
- [5] Her, Shih-Chuan and Huang, Chih-Ying, Thermal strain analysis of optic fiber sensors, *Sensors*, 13.2 (2013) : 1846-1855.
- [6] Nakajima, Yasuo and Tanaka, Hiroki and Mochizuki, Kouji and Fuse, Kazuyuki and Arashitani, Yoshihiro and Nishimoto, Takuya and Seno, Atsuyoshi and Okada, Mitsunori, A study for estimating thermal strain and thermal stress in optical fiber coatings, *Furukawa Rev.*, 34 (2008) : 8-12.
- [7] King, WW and Aloisio, CJ, Thermomechanical mechanism for delamination of polymer coatings from optical fibers, *Journal of Electronic Packaging*, 119.2 (1997) : 133-137.
- [8] Scherer, George W, Stress-induced index profile distortion in optical waveguides, *Applied Optics*, 19.12 (1980) : 2000-2006.
- [9] Hill, Kenneth O and Meltz, Gerald, Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview, *Journal of lightwave technology*, 15.8 (1997) : 1263-1276.
- [10] Kashyap, Raman, *Fiber bragg gratings*, Academic press, (2009).
- [11] Lanticq, Vincent, *Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin : de la fibre optique au capteur pour le génie civil*, PhD Télécom ParisTech, (2009).
- [12] Roy, Rustom and Agrawal, Dinesh K and McKinstry, Herbert A, Very low thermal expansion coefficient materials, *Annual Review of Materials Science*, 21.1 (1991) : 27-33.
- [13] Mueller, Hans, The theory of photoelasticity, *Journal of the American Ceramic Society*, 19.1 (1989) : 59-81.
- [14] Hocker, GB, Fiber-optic sensing of pressure and temperature, *Applied optics*, 18.9 (1979) : 1445-1448.
- [15] Sapriel, Jacques, *L'acousto-optique*, Ed. Techniques Ingénieur, 11 (1976).