



HAL
open science

De l'utilisation des capteurs à fibres optiques dans les matériaux composites

Pierre-Antoine Morvan, Yann Lecieux, Dominique Leduc, Romain Guyard, Cyril Lupi, Xavier Chapeleau

► **To cite this version:**

Pierre-Antoine Morvan, Yann Lecieux, Dominique Leduc, Romain Guyard, Cyril Lupi, et al.. De l'utilisation des capteurs à fibres optiques dans les matériaux composites. *Revue des composites et des matériaux avancés = Journal of Composite and Advanced Materials*, 2014, 24 (2), 10.3166/RCMA.24.191-205 . hal-01704377

HAL Id: hal-01704377

<https://hal.science/hal-01704377>

Submitted on 8 Feb 2018

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.

De l'utilisation des capteurs à fibres optiques dans les matériaux composites

**Pierre-Antoine Morvan¹, Yann Lecieux¹, Dominique Leduc¹,
Romain Guyard¹, Cyril Lupi¹, Xavier Chapeleau²**

1. L'UNAM Université, Université de Nantes, GeM - UMR CNRS 6183
UFR Sciences et Techniques, 2 rue de la houssinière, 44322 Nantes
cyril.lupi@univ-nantes.fr

2. IFSTTAR Centre de Nantes
Route de Bouaye CS4, 44344 Bouguenais Cedex

RÉSUMÉ. Les capteurs à réseaux de Bragg sont des outils technologiques de pointe à même de délivrer une information fiable quant à la déformation au cœur d'une structure. Toutefois, leurs performances dépendent beaucoup des méthodes et des modèles d'analyse du signal optique mis en œuvre par l'utilisateur. Or, les relations communément utilisées pour le dépouillement des signaux optiques reposent sur des hypothèses simplificatrices. Le premier objectif de cet article est d'en discuter la validité à travers deux cas d'application : la fibre en traction pure dans l'air et la fibre en traction enfouie dans un matériau homogène et isotrope. La seconde partie de l'article est consacrée à l'étude de cas de chargement pour lesquels il n'est plus possible d'identifier un unique pic de Bragg : une fibre optique soumise à un gradient de déformation axiale puis à un champ de déformations axiales et radiales non uniforme.

ABSTRACT. The optical fiber sensors are high technology devices able to provide the strain at the core of a structure. Nevertheless, their performances depend on methods and models of optical signal analysis applied by users. The relations commonly used for the analysis of optical signals are based on simplifying hypotheses which prove to be efficient in some application cases but lead to substantial errors for different configurations. The first aim of this article is to discuss the validity of such hypotheses by studying two application cases: a single fiber in uniaxial tension and the study of a fiber embedded in a homogenous isotropic material. The second part of the article is dedicated to application cases for which it is no longer possible to identify a single peak of Bragg. We investigate the problem of an optical fiber submitted to a gradient of axial strains and then to non-uniform axial and radial strains.

MOTS-CLÉS : réseaux de Bragg, capteur à fibre optique, déformation, matériaux composites.

KEYWORDS: fiber Bragg grating, optical fiber sensor, strain, composite materials.

Extended abstract

The optical fiber sensors are high technology devices able to provide reliable data about the strain at the core of a structure. Nevertheless, their performances depend on methods and models of optical signal analysis applied by users. The relations commonly used for the analysis of optical signals are based on simplifying hypotheses which prove to be efficient in some application cases but lead to substantial errors for different configurations.

The first aim of this article is to discuss its validity thanks to the study of two application cases: a single fiber in pure tensile strain and a fiber in tensile strain embedded in a homogenous and isotropic or transversally isotropic material. Once the fiber is embedded in a part, there is a mechanical coupling between the sensor and the studied material. The radial strain of the optical fiber depends not only on its mechanical properties but also on the mechanical properties of the host material. For this application, we propose an analytical model taking into account the mechanical coupling. We also emphasize the efficiency of the experimental calibration since it allows to correct simultaneously the effects of the effective index change and those of the mechanical coupling.

The second part of the article is dedicated to measurement of non-uniform strains. When a non-uniform field of axial strains is imposed on the fiber, the period of modulation changes locally. The FBG behaves like a succession of gratings of different periods, each one reflecting a portion of light centered on a particular wavelength. The grating spectrum becomes deformed and several peaks appear. In such a case, it is no longer possible to identify a single Bragg wavelength. Consequently, the measurement of strain using a shift of Bragg wavelength measurement becomes difficult. When it becomes impossible to identify a single peak of Bragg wavelength, we advise to use techniques of measurement based on the reconstruction of the longitudinal refractive index. In order to explain this remark, we have built a two-component test specimen, made of epoxy resin ($E=3,1$ Gpa, $\nu=0,4$) and dental cement ($E=17$ Gpa, $\nu=0,27$) and performed a tensile test.

Finally, we study the response of a FBG in a non-uniform field of axial and radial strains. The application case is the curing process monitoring of a composite material. A test specimen has been manufactured in order to illustrate the measurement using FBG in a multilayer composite material. When the fiber is embedded in a composite material, it can be submitted to anisotropic loads. Such a case occurs if a sensor is placed between two layers whose fibers are oriented in a direction non-parallel to the strain sensor. In such conditions we may observe different levels of strain in the plane of a composite layer or in its normal direction, which would imply that the cross section of the FBG becomes oval and consequently leads to birefringence. Then two situations are possible: either the birefringence is constant along the sensor axis (then the signal can be analyzed by using classical devices associated with a polarizer) or the birefringence axially changes. In the last configuration, there is currently no method allowing to find the sensor axial strain.

1. Introduction

À ce jour les capteurs à fibre optique sont très largement employés pour réaliser des mesures de déformation. Il existe deux grandes familles de capteurs à fibres : ceux qui permettent une mesure répartie le long de la fibre optique et ceux dont la mesure est localisée. La première famille est fondée sur le phénomène de diffusion dans la fibre optique : diffusion Rayleigh et Brillouin pour les mesures de températures et déformations, et diffusion Raman pour la mesure de température. Les techniques Brillouin et Raman ont une résolution spatiale de l'ordre du mètre alors que la technique Rayleigh permet d'accéder à des déformations de l'ordre du centimètre (Kreger *et al.*, 2006 ; Froggatt *et al.*, 2006). Les techniques localisées sont basées principalement sur l'emploi de cavités Fabry-Perot (Leng, Asundi, 2002 ; Kalamkarov *et al.*, 1999) ou de réseaux de Bragg Fibrés (FBG) (Dewynter-Marty *et al.*, 1998 ; Sorensen *et al.*, 2006 ; Mulle *et al.*, 2009). Toutes ces techniques mesurent directement ou indirectement l'indice effectif de la fibre optique. Il est donc très important de relier rigoureusement la variation de l'indice effectif à la déformation appliquée à la fibre.

Lorsqu'un matériau est soumis à une sollicitation externe, il se déforme suivant plusieurs directions. Ces déformations induisent par effet photo-élastique une variation de son indice optique :

$$\Delta \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = p_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (i, j, k, l = 1, 2, 3) \quad (1)$$

où p_{ijkl} sont les composantes du tenseur de photoélasticité et ε_{kl} les composantes du tenseur de déformation. En pratique, pour une fibre optique classique, lorsque la déformation est isotrope dans le plan transverse, la variation d'indice effectif se résume à :

$$\frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} = -\frac{n_{\text{eff}}^2}{2} [(p_{11} + p_{12})\varepsilon_r + p_{12}\varepsilon_z] \quad (2)$$

où $\varepsilon_r = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}$ est la déformation radiale et $\varepsilon_z = \varepsilon_{33}$ la déformation axiale (Gafsi, El-Sherif, 2000).

Si la fibre est fixée en deux points sur la structure étudiée, de façon à suivre fidèlement la déformation suivant la direction définie par les deux points d'ancrage tout en restant libre de se déformer radialement, alors la déformation radiale est liée à la déformation longitudinale par le coefficient de Poisson : $\varepsilon_r = -\nu\varepsilon_z$:

$$\frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} = -\frac{n_{\text{eff}}^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]\varepsilon_z \quad (3)$$

Cette relation, utilisée quelle que soit la technologie du capteur à fibre optique, permet de relier la variation d'indice effectif au tenseur des déformations.

Comme pour tout capteur de déformations, il est important de s'assurer que les dimensions du capteur sont telles que le champ de déformation reste constant dans la partie sensible du dispositif de mesure. C'est une condition nécessaire pour effectuer

une mesure localisée du champ de déformation. Dans le cas contraire, l'information délivrée ne sera qu'une valeur moyennée ou pondérée. Ainsi l'utilisation de capteurs à fibre optique répartis (dont la résolution spatiale est de l'ordre de quelques dizaines de centimètres) sera parfois limitée pour des applications de mesures de déformations dans les matériaux composites où l'on rencontre souvent des gradients de déformation importants et très localisés. C'est pourquoi nous étudierons plus particulièrement les capteurs à réseaux de Bragg (FBG) dans le cadre de cet article. Ces derniers reposent sur la modification périodique de l'indice du cœur de la fibre sur une distance de quelques millimètres. Leur dimension est donc mieux adaptée à la mesure de champs de déformations associés aux matériaux composites.

Les FBG réfléchissent une portion de la lumière incidente, étroitement centrée sur la longueur d'onde de Bragg :

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}(\bar{\varepsilon}, T, \lambda_B)\Lambda \quad (4)$$

où Λ est la période du réseau, T la température et $\bar{\varepsilon}$ le tenseur de déformation. Si l'on se place sur une isotherme et que l'on suppose que λ_B évolue peu lorsque l'on sollicite la fibre de sorte que l'indice effectif ne dépend pas de λ_B , alors il est possible d'écrire la variation relative de la longueur de Bragg sous la forme suivante :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}(\bar{\varepsilon})}{n_{\text{eff}}} + \varepsilon_z \quad (5)$$

En utilisant l'équation 3, cette relation se simplifie pour devenir

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}(\varepsilon_z)}{n_{\text{eff}}} + \varepsilon_z \quad (6)$$

Cette équation permet de relier la variation de longueur d'onde de Bragg mesurée avec la quantité d'intérêt : ε_z , la déformation longitudinale du FBG. Toutefois, bien que couramment utilisée, cette relation n'est en fait qu'une approximation. Le premier objectif de cet article est d'en discuter la validité à travers deux cas d'application : l'étude d'une fibre en traction pure dans l'air traitée à la section 2 puis dans la section 3 par l'étude d'une fibre en traction enfouie dans un matériau homogène et isotrope. La seconde partie de l'article est consacrée à l'étude de cas de chargement plus complexes que les deux cas précédents pour lesquels il n'est plus possible d'identifier un unique pic de Bragg. En particulier, la section 4 est consacrée à la mesure d'un gradient de déformation axiale tandis que dans la section 5, nous nous intéressons à l'étude d'une fibre soumise à un champ de déformations axiales et radiales non uniforme. Nous le verrons dans la suite, cette dernière configuration est la plus proche des sollicitations que pourra subir une fibre optique positionnée au cœur d'un matériau composite. Pour chacun de ces cas d'application, les méthodes d'analyse mises en œuvres sont expliquées et illustrées à travers le dépouillement de nos résultats expérimentaux.

2. Fibre en traction pure dans l'air

La fibre en traction pure dans l'air, libre donc de se déformer transversalement, constitue le cas d'école, où les déformations radiales et axiales sont liées par le coefficient de Poisson. Cependant, même dans ce cas, la relation (3) est une approximation. Elle est rigoureusement juste pour l'indice du cœur n_1 et l'indice de la gaine n_2 , mais pas pour n_{eff} . En effet, n_{eff} n'est pas l'indice de réfraction d'un matériau brut, mais un indice effectif. Plus précisément, dans une fibre optique, la lumière se propage à la fois dans le cœur de la fibre et dans la gaine optique. Elle est donc sensible à un indice de réfraction qui n'est pas complètement celui du cœur (n_1), ni celui de la gaine (n_2), mais quelque part entre les deux. On parle alors d'indice effectif.

Pour déterminer n_{eff} , on résout les équations de Maxwell dans la fibre optique. On montre alors qu'il est solution de :

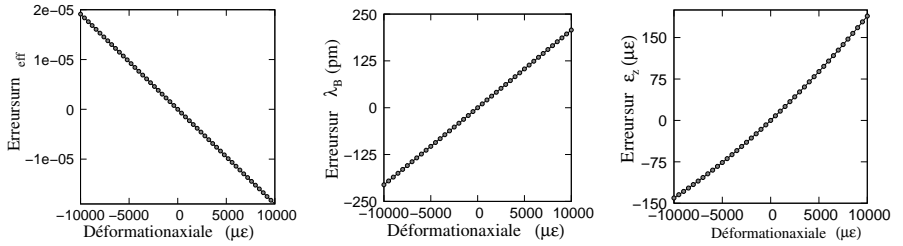
$$qK_0(q)J_1(h) - hJ_0(h)K_1(q) = 0 \quad (7)$$

où J et K sont les fonctions de Bessels, a_1 le rayon du cœur, et

$$h = \frac{2\pi a_1}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2} \quad ; \quad q = \frac{2\pi a_1}{\lambda} \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2} \quad (8)$$

Ainsi, l'indice effectif dépend à la fois des matériaux constituant la fibre et de la géométrie de la fibre.

Lorsque la fibre est contrainte, les indices des matériaux de cœur et de gaine changent par effet photo-élastique et suivent une évolution donnée par une relation similaire à l'équation (3). Le rayon du cœur évolue quant à lui comme : $\Delta a_1/a_1 = -\nu \varepsilon_z$. En toute rigueur, la variation d'indice effectif correspondante se déduit de la relation (7), avec les indices de cœur et de gaine modifiés. La figure 1 (a) montre l'écart entre l'indice effectif calculé rigoureusement et celui donné par l'approximation (3), pour une fibre optique de type SMF28 ($n_1 = 1,4496$; $n_2 = 1,4444$; $a_1 = 4,2 \mu\text{m}$) à 1550 nm. Elle est au maximum de l'ordre de $2 \cdot 10^{-5}$ pour une déformation axiale de 10000 $\mu\varepsilon$.



(a) Erreur sur l'indice effectif (b) Erreur sur la longueur d'onde de Bragg (c) Erreur sur la déformation axiale

Figure 1. Fibre en traction pure dans l'air

Dans le cas d'un réseau de Bragg, une erreur de 10^{-5} sur l'indice effectif correspond typiquement à une erreur d'une dizaine de picomètres sur la longueur d'onde de Bragg, soit une dizaine de $\mu\epsilon$ sur la déformation selon (6). Mais en réalité la condition de résonance de Bragg (4) est une équation transcendante car n_{eff} dépend de λ_B via l'équation de dispersion. Pour déterminer correctement la longueur d'onde de Bragg, il convient donc d'affiner la description de la fibre et en particulier de tenir compte de la variation de n_1 et n_2 avec la longueur d'onde. Dans la zone de transparence, cette variation est bien décrite par une loi de Sellmeier :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^N \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (9)$$

où A_j et λ_j sont des caractéristiques du matériau. En pratique, on utilisera pour n_2 les coefficients de Sellmeier relatifs au verre trempé donnés dans la thèse de Bhatia (Bhatia, 1996), et on supposera que $n_1 = 1,0036 n_2$ comme c'est généralement le cas pour les fibres de type SMF28.

Initialement, le réseau est au repos. Dans ce qui suit on affecte d'un indice « 0 » les quantités relatives à cet état. Pour déterminer la longueur d'onde de Bragg, λ_{B0} , du réseau au repos, on utilise la relation de résonance (4) pour substituer $n_{\text{eff}0}$ par sa valeur en fonction de λ_{B0} dans (8). On obtient des expressions de h et q en fonction de λ_{B0} uniquement :

$$h = 2\pi \sqrt{\frac{n_{10}^2(\lambda_{B0})}{\lambda_{B0}^2} - \frac{1}{4\Lambda_0^2}} \quad ; \quad q = 2\pi \sqrt{\frac{1}{4\Lambda_0^2} - \frac{n_{20}^2(\lambda_{B0})}{\lambda_{B0}^2}} \quad (10)$$

qu'on utilise pour résoudre (7) en λ_{B0} par dichotomie.

La même procédure est utilisée lorsque le réseau subit une déformation axiale avec les paramètres : $\Lambda = \Lambda_0(1 + \epsilon_z)$, $a_1 = a_{10}(1 - \nu\epsilon_z)$ et

$$n_i(\lambda) = n_{i0}(\lambda) - \frac{n_{i0}^3(\lambda)}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \epsilon_z \quad \text{où } i = \{1, 2\} \quad (11)$$

La figure 1b montre l'erreur commise sur λ_B en fonction de ϵ_z . Cette erreur peut atteindre plusieurs centaines de picomètres. Cela est dû au fait que lorsque que la longueur d'onde varie de quelques nanomètres, n_1 et n_2 varient de 10^{-4} et donc n_{eff} aussi. En termes de déformations cela a des conséquences importantes. La figure 1 (c) montre l'erreur commise sur la déformation lorsqu'on analyse le décalage de longueur d'onde de Bragg avec la relation (6). Cette erreur s'élève à près de 200 $\mu\epsilon$ pour une déformation de 10 000 $\mu\epsilon$.

En conclusion, la relation (6) est bien une relation approchée. Sa précision relative est de l'ordre de 2 %. Si l'on veut s'affranchir de cette source d'erreur sans avoir à connaître les caractéristiques intrinsèques de la fibre, il n'y a pas d'autre choix que de procéder à un étalonnage de la réponse de la fibre en fonction de la déformation.

3. Fibre en traction pure enfouie dans un matériau homogène et isotrope

Lorsque la fibre est enfouie, il se produit un couplage mécanique avec le milieu hôte. Sa déformation radiale ne dépend plus seulement de ses caractéristiques mécaniques intrinsèques mais aussi de celles du matériau environnant. Ainsi, la relation (3) n'est plus valable dans cette configuration puisque $\varepsilon_r \neq -\nu\varepsilon_z$.

Pour déterminer la façon dont la fibre se déforme, on étudie le problème de deux cylindres concentriques en traction (voir figure 2). Le cylindre central de rayon R_i correspond au capteur tandis que le cylindre évidé de rayon extérieur R_e représente le matériau hôte. Enfin, dans la suite les quantités indicées d'un f se rapportent au FBG, tandis que celles indicées d'un h sont liées au matériau hôte.

Le champ de déplacement \vec{u} dans la fibre optique et dans le matériau hôte s'écrit sous la forme suivante cite Timoshenko 1969 :

$$\vec{u}^{f,h} = \begin{cases} u_r^{f,h} \vec{e}_r \\ u_z^{f,h} \vec{e}_z \end{cases} = \begin{cases} C^{f,h} r + \frac{D^{f,h}}{K^{f,h}} \frac{\vec{e}_r}{z} \end{cases} \quad (12)$$

où r désigne la coordonnée radiale courante dans le cylindre tandis que $C^{f,h}$, $D^{f,h}$ et $K^{f,h}$ sont des constantes déterminées à l'aide des conditions aux limites du problème. À partir du champ de déplacements, on calcule le tenseur des déformations tel que : $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)$ puis le tenseur des contraintes avec : $\bar{\sigma} = \lambda \text{tr}(\bar{\varepsilon}) \bar{I} + 2\mu \bar{\varepsilon}$ où $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ et $\lambda = \frac{\nu E}{(1-2\nu)(1+\nu)}$ sont les coefficients de Lamé.

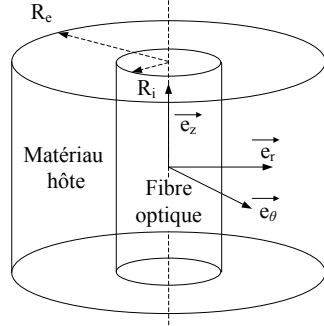
On suppose que l'éprouvette instrumentée est soumise à une sollicitation de traction uniforme $\varepsilon_z \approx \sigma_z^h/E^h$ et reste libre de se déformer radialement. Les conditions aux limites du problème nous permettant de calculer les six constantes inconnues sont alors les suivantes : déplacement radial nul au centre de l'éprouvette, continuité des déplacements axiaux et radiaux à l'interface entre le capteur et le milieu, équilibre des contraintes radiales à l'interface entre le capteur et le milieu et contrainte radiale nulle sur le bord extérieur.

La déformation radiale de la fibre optique ε_r^f que l'on calcule ainsi fait intervenir le rayon extérieur R_e de la structure hôte, et le rayon du capteur R_i . Afin de généraliser notre résultat à n'importe quelle géométrie de la structure hôte, on fait l'hypothèse suivante : $R_i^2/R_e^2 \simeq 0$.

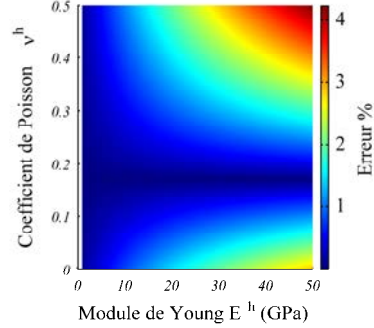
On trouve alors $\varepsilon_r^f = -\kappa\varepsilon_z$ avec :

$$\kappa = \frac{-\nu^f E^f - \nu^f E^f \nu^h - \nu^h E^h + \nu^h E^h \nu^f + 2\nu^h E^h (\nu^f)^2}{-E^f - E^f \nu^h - E^h + E^h \nu^f + 2E^h (\nu^f)^2} \quad (13)$$

On le voit dans l'expression précédente, la déformation radiale $\varepsilon_r^f = C^f \approx -\kappa\varepsilon_z$ est effectivement constante dans le capteur, mais celle-ci n'est pas égale à $-\nu^f\varepsilon_z$. Ainsi, utiliser la relation (2) en considérant $\varepsilon_r^f = -\nu^f\varepsilon_z$ revient à commettre une erreur sur ε_z dépendante du couple de matériaux constitutifs de la fibre optique et de



(a) Éprouvette instrumentée d'une fibre optique : géométrie.



(b) Écart entre le modèle prenant en compte le couplage mécanique FBG-milieu hôte et le modèle usuel (fibre en traction pure dans l'air) selon les propriétés mécaniques du matériau hôte.

Figure 2. Analyse de la déformation axiale d'un FBG en prenant en compte l'effet du couplage mécanique sur sa déformation radiale

la structure hôte. La figure 2 permet de la quantifier. Elle montre l'écart en pourcentage sur ε_z obtenue pour un $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ fixé (calculé avec $p_{11} = 0,113$, $p_{12} = 0,252$, $n_{\text{eff}} = 1,447467$ (Bertholds, Dandliker, 1988)) lorsque l'on remplace ε_r^f par $-\nu^f \varepsilon_z$ en lieu et place de $-\kappa \varepsilon_z$ dans (2). Pour tracer cette figure, nous avons imposé les coefficients d'élasticité de la fibre optique : $\nu^f = 0,17$ et $E^f = 70\,000$ MPa. Ces valeurs sont celles proposées dans la littérature (Ferdinand, 1999).

Lorsque le coefficient de Poisson ν^f de la fibre optique est égal à celui du matériau hôte ν^h , l'écart entre le modèle classique et le modèle prenant en compte la déformation transverse est nul. Comme le montre la formule 13, si $\nu^f = \nu^h$ alors $\kappa = \nu^f$. La figure 2 montre également que pour un coefficient de Poisson donné, plus le module d'élasticité du matériau hôte est élevé et plus la prise en compte de la déformation transverse est importante. Ainsi, l'effet des déformations transverses sur la mesure de la déformation axiale d'un FBG soumis à une sollicitation de traction sera quasiment négligeable si ce dernier est noyé dans une résine polyester non chargée. À l'inverse, on peut s'attendre à des erreurs liées à une mauvaise prise en compte des déformations transverses de l'ordre de quelques pourcents si un FBG est noyé dans le sens des fibres d'un composite isotrope transverse (par exemple un composite époxy carbone haut module).

Pour déterminer avec précision la déformation axiale d'un capteur à fibre optique enfoui, il est primordial de prendre en compte l'influence de la déformation radiale du capteur sur le déplacement du pic de Bragg. Différentes manières de le faire sont envisageables :

- disposer de ε_r et utiliser la formule (2);

- utiliser le modèle analytique précédent, ce qui implique de connaître précisément E^h et ν^h ;
- procéder à un étalonnage expérimental du capteur (Khoun *et al.*, 2011).

L'étalonnage, s'il est réalisable, est particulièrement intéressant puisqu'il permet de corriger simultanément l'effet du couplage mécanique et celui de la variation de l'indice effectif.

4. Fibre soumise à un champ de déformations axiales non uniformes

Lorsque la fibre est soumise à un champ de déformations axiales non uniformes, le pas du réseau se modifie localement. Tout se passe comme s'il y avait dans la fibre une succession de réseaux de pas différents, réfléchissant chacun une portion de lumière centrée sur une longueur d'onde particulière. Le spectre du réseau de Bragg se déforme alors complètement et plusieurs pics apparaissent, un pour chaque pas, comme sur la figure 3. Dans ces conditions, il n'est plus possible d'identifier une longueur d'onde de Bragg unique et la détermination de la déformation basée sur la mesure du décalage de la longueur d'onde de Bragg (relation 4) devient délicate. La littérature fait alors état de techniques d'analyse qui visent à pondérer le poids de chaque longueur d'onde réfléchies où à lisser le spectre afin d'en extraire la réponse moyenne du FBG (Bosia *et al.*, 2002).

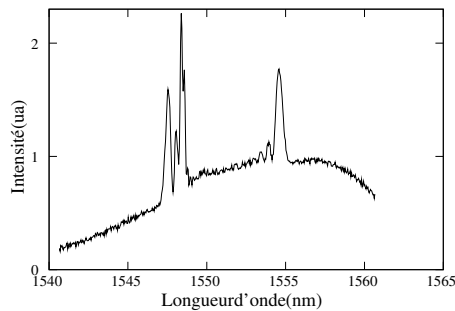


Figure 3. Réponse spectrale d'un FBG dans un champ de déformations hétérogène

Dans ce cas de figure, nous préconisons d'employer des techniques plus sophistiquées basées sur la reconstruction du profil d'indice. Pour illustrer notre propos, nous avons fabriqué une éprouvette bi-composant résine epoxy ($E = 3,1$ GPa, $\nu = 0,4$) et ciment dentaire ($E = 17$ GPa, $\nu = 0,27$), de section $5 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$, au cœur de laquelle a été noyé un réseau. Ces résines ont été sélectionnées pour leur relative facilité de mise en œuvre et leur compatibilité chimique. Le module d'élasticité du ciment dentaire, plus élevé que celui de la résine, permet de prédire un état de déformation non uniforme au voisinage de la frontière entre les deux matériaux.

Une mesure préliminaire de la réponse du FBG a été réalisée à l'analyseur de spectre optique (Optical Spectrum Analyzer), après son insertion au cœur de l'éprou-

vette (figure 3). Puis nous avons employé un interféromètre à faible cohérence qui relève un interférogramme dont la transformée de Fourier donne le coefficient de réflexion complexe du FBG (cf figure 4). Contrairement à la mesure réalisée avec un analyseur de spectre, la mesure issue de l'interférogramme ne contient que le spectre réfléchi par le FBG et n'est pas polluée par les réflexions parasites en amont et en aval.

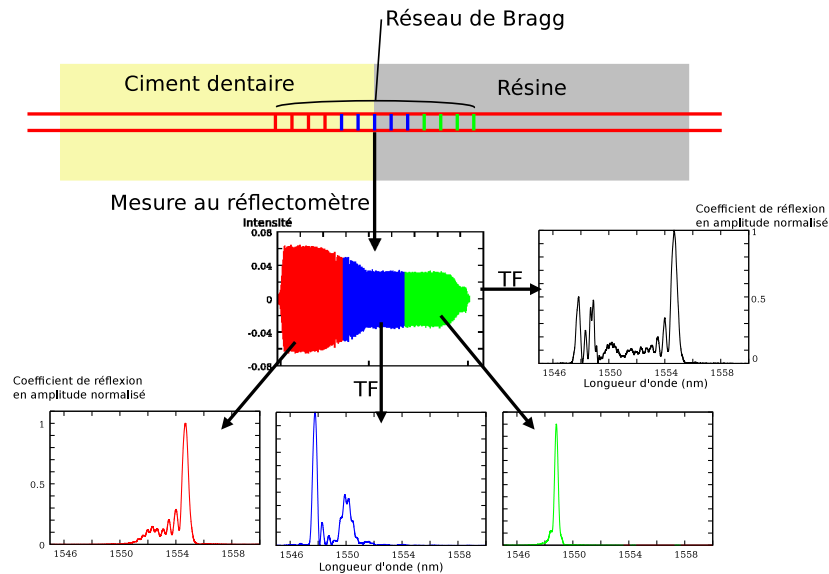


Figure 4. Analyse spectrale d'interférogrammes effectuée sur un FBG inséré dans une éprouvette en résine bi-composant

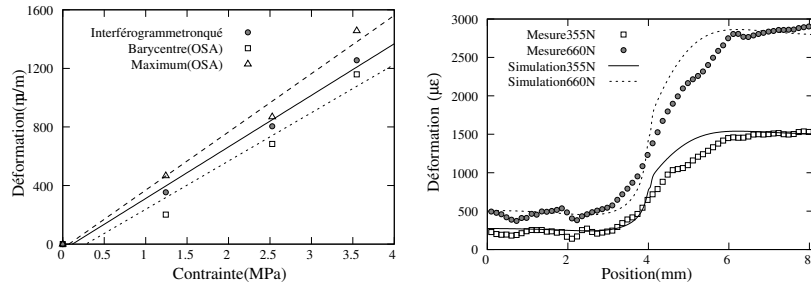
Afin d'illustrer le comportement du FBG dans le matériau, nous avons fait le choix arbitraire de décomposer l'interférogramme en trois zones correspondant aux deux zones plutôt homogènes de matériaux (résine dentaire et résine époxy) et à la zone de transition, siège d'une déformation non uniforme (cf figure 4). L'analyse des spectres de ces différentes parties d'interférogrammes montre que l'on peut considérer les champs de déformations dans les deux zones extrêmes comme homogènes. En effet une longueur d'onde de Bragg est bien identifiable sur ces deux zones. Par contre, pour la zone de transition, cette analyse n'est pas possible et c'est bien cette zone qui perturbe la réponse globale du réseau.

Il est possible d'aller plus loin dans l'analyse en utilisant une méthode inverse dite du *Layer Peeling* (Skaar *et al.*, 2001) qui permet de reconstruire le profil d'indice du réseau à partir de son coefficient de réflexion complexe mesuré par interférométrie en lumière faiblement cohérente. On obtient par cette méthode le coefficient de couplage du réseau dont la phase $\Psi(z)$ est liée à la déformation par :

$$\varepsilon_z(z) = K_\varepsilon \frac{\partial [\Psi(z) - \Psi_0(z)]}{\partial z} \quad (14)$$

où $\Psi_0(z)$ est la phase du réseau au repos, et K_ε un facteur de proportionnalité dépendant des caractéristiques du réseau (Chapeleau *et al.*, 2006). Il est donc nécessaire avec cette technique d'effectuer une mesure préliminaire du réseau au repos. Cette technique possède une résolution spatiale de $20 \mu\text{m}$. Cela revient alors à disposer d'une jauge de déformation tous les $20 \mu\text{m}$ le long du réseau. Dans ces conditions, il est bien évident que l'on peut considérer chaque jauge dans un champ de déformation homogène et procéder par la suite à la reconstruction d'un champ de déformation inhomogène à l'échelle du réseau de Bragg qui fait 10 mm de long dans notre cas.

Nous avons effectué des essais de tractions sur cette éprouvette et avons extrait les données du capteur suivant les deux techniques exposées préalablement (OSA et interféromètre). Avec l'analyseur de spectre, il n'est pas possible d'identifier un unique pic de Bragg pour la plage de longueurs d'onde situées entre 1546 nm and 1550 nm . Nous avons tout de même, testé deux méthodes d'analyse du signal pour être capable de suivre l'évolution des déformations selon le chargement : identifier le maximum du spectre, ou procéder à une pondération barycentrique du signal. Les résultats de cette analyse sont donnés sur la figure 5a et comparés avec le signal issu de l'interféromètre. Pour nos valeurs de chargement, une différence moyenne de 11% est relevée entre la mesure de l'interféromètre et celle issue de l'OSA en procédant à une pondération barycentrique du signal. Cet écart atteint 13% si c'est le maximum du spectre relevé à l'OSA qui est utilisé lors de l'analyse.



(a) Comparaison de différentes méthodes de détermination de λ_B (b) Profil des déformations axiales dans l'éprouvette

Figure 5. Analyse des mesures optiques effectuées dans une éprouvette en résine bi-composant

La figure 5b présente les profils de déformations obtenus par la technique de Layer Peeling en comparaison aux simulations par éléments finis réalisées au cœur de la fibre optique insérée dans l'éprouvette. Des écarts entre simulations sont notés et peuvent être attribués à une hétérogénéité due à la réalisation de l'éprouvette, ou à des décohésions ou pertes d'adhérence entre le capteur et le matériau hôte. Ces profils confirment l'existence de deux zones de déformation à peu près homogènes séparées par une zone de transition abrupte.

5. Fibre soumise à un champ de déformations axiales et radiales non-uniformes

Lorsque la fibre est placée dans un matériau composite, elle peut être soumise à des sollicitations anisotropes. Supposons par exemple qu'elle soit placée dans un pli entre deux nappes d'un renfort avec des fibres tissées dans une direction non-parallèle à la fibre optique. Dans cette configuration, on s'attend à ce que les déformations soient différentes dans le plan des plis ou suivant la direction perpendiculaire aux plis. Cela se traduit par une ovalisation de la fibre induisant une biréfringence. À partir de là, deux situations sont possibles : soit la biréfringence est constante le long de l'axe, on peut alors procéder à des mesures classiques en ajoutant des polariseurs ; soit la biréfringence évolue axialement et dans ce cas, il n'existe pas à notre connaissance de techniques permettant de retrouver la déformation axiale du capteur dans de telles conditions.

Notre éprouvette est constituée d'un matériau composite comportant huit plis avec un renfort en fibres de carbone et une résine RTM6. L'ensemble est placé dans un moule cylindrique. La résine est injectée à 80 °C. La polymérisation est obtenue en deux temps : une première cuisson est réalisée à 150 °C, et un recuit est effectué à 180 °C. Le réseau est mesuré avant et après chaque étape de cuisson, une fois le système revenu à sa température initiale.

5.1. Directions propres de déformations radiales constantes axialement

Après le premier palier de cuisson, l'interférogramme produit par le réseau de Bragg présente des ondulations caractéristiques d'une ovalisation de la fibre optique (cf figure 6a). En plaçant un polariseur dans deux orientations perpendiculaires, il est possible d'éteindre ces ondulations (cf figure 6 b et c). Cela signifie que les directions des axes propres de l'ellipse sont constantes le long de la fibre. On peut alors estimer la biréfringence de la fibre induite par la déformation anisotrope à partir de la longueur des battements. On trouve ici une biréfringence de $4,31 \cdot 10^{-4}$. Tout se passe donc comme s'il y avait deux réseaux dans la fibre, dont on peut étudier les réponses indépendamment avec le polariseur.

La reconstruction du profil d'indice effectif est possible selon les deux directions que sont le grand axe et le petit axe de l'ellipse correspondant à la section de la fibre optique. Ces indices de réfraction n_{ii} sont liés aux quantités suivantes :

$$\frac{\Delta n_{11}}{n_{11}} = -\frac{n_{11}^2}{2} [p_{11}\varepsilon_{11} + p_{12}(\varepsilon_{22} + \varepsilon_{33})] \quad (15)$$

$$\frac{\Delta n_{22}}{n_{22}} = -\frac{n_{22}^2}{2} [p_{11}\varepsilon_{22} + p_{12}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{33})] \quad (16)$$

Il est alors possible d'obtenir la mesure de la différence des deux déformations radiales $\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}$, comme affiché sur la figure 6d.

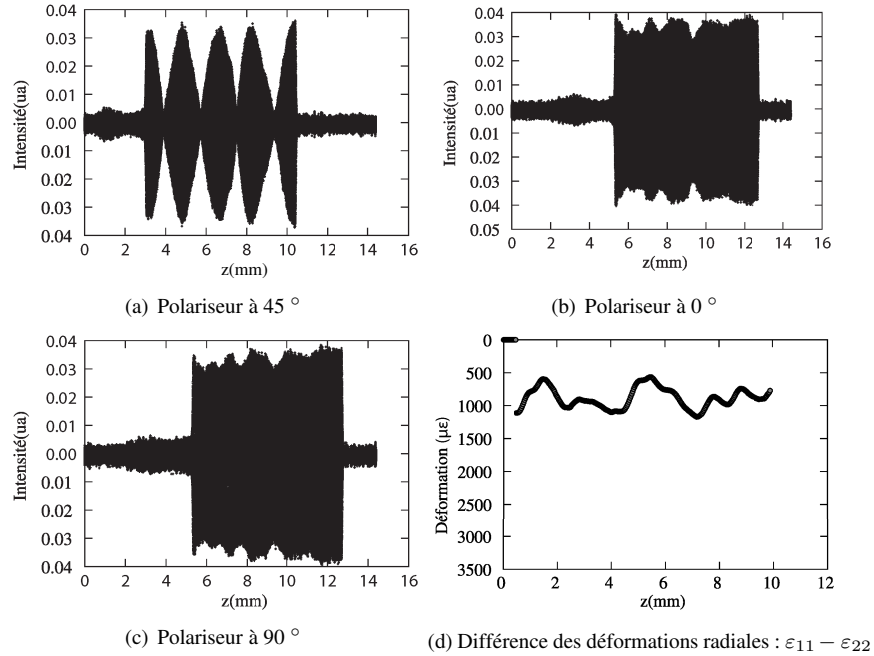


Figure 6. Réponse du réseau de Bragg après une première cuisson

5.2. Directions propres de déformations radiales variables axialement

Après le second palier de cuisson, on obtient un interférogramme présentant toujours des battements, mais il n'est plus possible dans ce cas de trouver des positions du polariseur pour lesquelles ces battements s'annulent. Cela signifie que l'orientation des axes propres évolue le long du réseau. Dans ce cas de figure, il faudrait employer une technique de *Layer Peeling* en ondes polarisées qui n'a pas encore été développée pour l'interférométrie en lumière faiblement cohérente.

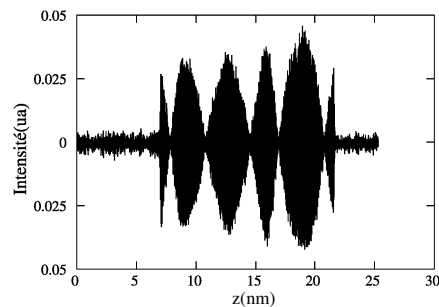


Figure 7. Interférogramme obtenu après une post-cuisson à 180°C

6. Conclusion

Nous avons examiné différentes configurations d'utilisation d'un capteur de déformations à fibre optique. Il apparaît que même dans les cas les plus simples, il convient de bien faire attention au cadre dans lequel la mesure est effectuée pour utiliser les relations appropriées lors de l'analyse des mesures. Il apparaît en outre qu'il est difficile d'analyser les données en partant des caractéristiques intrinsèques seules de la fibre et qu'il est préférable dans la majorité des cas de procéder à un étalonnage de la réponse de la fibre insérée dans son milieu hôte avant d'effectuer la mesure. Lorsque les dimensions du capteur ne permettent pas de garantir la mesure du champ de déformation inhomogène, la mesure reste réalisable sous certaines hypothèses : si le champ de déformation est uniforme radialement ou en présence de directions de déformations propres constantes radialement. À ce jour la mesure en champ totalement inhomogène n'est pas possible. Nous avons ainsi listé les mises en garde de rigueur pour réaliser une mesure absolue de la déformation axiale d'un FBG suivant les différents cas d'application.

Remerciements

Les auteurs remercient Pascal Casari pour la réalisation de l'éprouvette bi-composant.

Bibliographie

- Bertholds A., Dandliker R. (1988). Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, p. 17.
- Bhatia V. (1996). *Properties and sensing applications of long-period gratings*. Thèse de doctorat non publiée, Virginia Tech. Blackburg. Consulté sur <http://scholar.lib.vt.edu/theses/available/etd-11082006-133634/>
- Bosia F., Botsis J., Facchini M., Giaccari P. (2002). Deformation characteristics of composite laminates?part i: speckle interferometry and embedded bragg grating sensor measurements. *Composites Science and Technology*, vol. 62, n° 1, p. 41 - 54. Consulté sur <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S026635380100183X>
- Chapeleau X., Casari P., Leduc D., Scudeller Y., Lupi C., Ny R. L. *et al.* (2006). *Determination of strain distribution and temperature gradient profiles from phase measurements of embedded fibre Bragg gratings*. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, vol. 8, p. 775-781.
- Dewynter-Marty V., Ferdinand P., Bocherens E., Carbone R., Beranger H., Bourasseau S. *et al.* (1998). Embedded fiber bragg grating sensors for industrial composite cure monitoring. *Journal of intelligent material systems and structures*, vol. 9, n° 10, p. 785-787.
- Ferdinand P. (1999). Capteurs à fibres optiques à réseaux de bragg. *Techniques de l'ingénieur*, vol. TI673.
- Froggatt M. E., Gifford D. K., Kreger S. T., Wolfe M. S., Soller B. J. (2006). Distributed strain and temperature discrimination in unaltered polarization maintaining fiber. In *Optical fiber*

sensors, p. ThC5. Optical Society of America. Consulté sur <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=OFS-2006-ThC5>

- Gafsi R., El-Sherif M. (2000). Analysis of induced-birefringence effects on fiber bragg gratings. *Optical Fiber Technology*, vol. 6, n° 3, p. 299–323.
- Kalamkarov A., Fitzgerald S., MacDonald D. (1999). The use of fabry perot fiber optic sensors to monitor residual strains during pultrusion of frp composites. *Composites Part B: Engineering*, vol. 30, n° 2, p. 167–175.
- Khoun L., Oliveira R., Michaud V., Hubert P. (2011). Investigation of process-induced strains development by fibre bragg grating sensors in resin transfer moulded composites. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 42, n° 3, p. 274–282.
- Kreger S. T., Gifford D. K., Froggatt M. E., Soller B. J., Wolfe M. S. (2006). High resolution distributed strain or temperature measurements in single- and multi-mode fiber using swept-wavelength interferometry. In *Optical fiber sensors*, p. ThE42. Optical Society of America. Consulté sur <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=OFS-2006-ThE42>
- Leng J. S., Asundi A. (2002, avril). Real-time cure monitoring of smart composite materials using extrinsic Fabry-Perot interferometer and fiber Bragg grating sensors. *Smart Material and Structures*, vol. 11, p. 249-255.
- Mulle M., Collombet F., Olivier P., Grunevald Y. (2009). Assessment of cure residual strains through the thickness of carbon–epoxy laminates using fbgs, part i: Elementary specimen. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 40, n° 1, p. 94–104.
- Skaar J., Wang L., Erdogan T. (2001). On the synthesis of fiber Bragg gratings by layer peeling. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, n° 2, p. 165-173.
- Sorensen L., Gmür T., Botsis J. (2006). Residual strain development in an as4/pps thermoplastic composite measured using fibre bragg grating sensors. *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 37, n° 2, p. 270–281.
- Timoshenko S., Goodier J. N. (1969). *Theory of elasticity*. McGraw-Hill.