



**HAL**  
open science

# Extension de l'approche par la courbe maitresse de la prédiction des durées de vie de réseaux d'indice complexes inscrits par UV dans les fibres

Sylvain Costes

► **To cite this version:**

Sylvain Costes. Extension de l'approche par la courbe maitresse de la prédiction des durées de vie de réseaux d'indice complexes inscrits par UV dans les fibres. Autre. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112102 . tel-00917592

**HAL Id: tel-00917592**

**<https://theses.hal.science/tel-00917592>**

Submitted on 12 Dec 2013

**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.

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE : 470 Chimie Paris-Sud  
Laboratoire: ICMMO

*DISCIPLINE Physique*

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 04/07/2013

par

Sylvain COSTES

***EXTENSION DE L'APPROCHE PAR LA COURBE  
MAITRESSE DE LA PREDICTION DES DUREES DE VIE  
DE RESEAUX D'INDICE COMPLEXES INSCRITS PAR  
UV DANS LES FIBRES OPTIQUES***

**Directeur de thèse :**

Bertrand POUMELLEC

DR1 (Univ Paris-Sud ICMMO)

**Composition du jury :**

*Rapporteurs :*

Marc Douay  
Philippe SIGNORET  
François LARUELLE  
Yves JAOUEN  
Matthieu Lancry

Professeur de 1ère classe (CNRS Univ. Lille1)  
Professeur de 2ème Classe (Univ. Montpellier 2)  
Directeur de recherche (3sphotronics)  
Professeur (Telecom-paristech)  
MCF (Univ. Paris-Sud)  
Directeur de production (3Sphotronics)

*Membres invités :*

Thierry LOPEZ

## Remerciements

Ce travail de thèse, soutenu par une bourse BDI cofinancée CNRS - industrie : 3S Photonics, à été réalisé au sein de l'*Institut de Chimie Moléculaire et des Matériaux d'Orsay* (ICMMO) à l'université Paris sud dans l'équipe de Physicochimie de l'état solide ou LPCES, groupe Matériaux Avancés pour la Photonique.

Je remercie tout d'abord Jean-Pierre Mahy, directeur de l'ICMMO et Patrick Berthet directeur du LPCES au moment de mon recrutement pour leur accueil dans le laboratoire.

Je remercie mon directeur de thèse Bertrand Poumellec pour avoir dirigé cette thèse. Je remercie également Matthieu Lancry qui à pris part à l'encadrement de cette thèse.

Je remercie Marc Douay, Professeur au CNRS - Université Lille1, et Philippe Signoret Professeur à l'université de Montpellier 2 d'avoir accepté la charge de rapporteurs de ce travail de thèse. Je remercie François Laruelle Directeur de recherche, Vice Président R&D à 3sphotronics, Yves Jaouen Professeur à Telecom-Paristech d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie également Thierry Lopez Directeur de production FBG à 3Sphotronics et tous les autres membres de 3S Photonics qui ont pris part, contribué et fourni le matériel nécessaire à cette étude.

Je tiens également à remercier François Brisset, pour les résultats de microscopie.

# **Sommaire**

**Introduction générale**

**Chapitre 1: Théorie des Réseaux de Bragg**

**Chapitre 2: Théorie du vieillissement ou comment prédire la durée de vie de dispositifs**

**Chapitre 3: Montages et techniques expérimentales utilisés pour étudier la durée de vie des réseaux de Bragg**

**Chapitre 4: Etude de la prédiction de durée de vie de Compensateurs de Dispersion Chromatique (CDC)**

**Chapitre 5: Prédiction de la durée de vie de monofiltres égalisateurs de Gain**

**Chapitre 6: Conclusion**

**Annexe**

**Résumé Français**

**Résumé Anglais**

# Introduction générale

0.1	La photosensibilité .....	2
0.2	Augmentation de la photosensibilité par hydrogénation .....	5
0.3	Le vieillissement des réseaux de Bragg photo inscrits et sa modélisation .....	6
0.4	Champ d'étude de ce mémoire .....	8
0.5	Problématiques liées à la prédiction de durée de vie.....	8
0.6	Bibliographie.....	10

## 0.1 La photosensibilité

Sous l'effet d'une insolation lumineuse linéaire (en général ultraviolette), l'indice de réfraction de la plupart des verres de silice se modifie de façon permanente. Cet effet est désigné sous le nom de photosensibilité. Le phénomène se révèle intéressant pour les télécommunications optiques dans la mesure où il permet l'inscription de composants optiques passifs dans le cœur des fibres optiques ou dans des films. Il suffit pour cela de créer une modulation spatiale et périodique de l'indice de réfraction du matériau (un réseau de Bragg) en l'insolant par un champ de franges d'interférences de pas adapté au problème que l'on cherche à résoudre (e.g. un réseau à pas variable pour la compensation de dispersion, un réseau à pas court et constant pour réaliser un filtre sélectif en longueur d'onde, un réseau à pas long pour obtenir des capteurs ou des filtres large bande).

En 1978 ; K.O Hill et ses collaborateurs du centre de recherche sur les communications à Ottawa firent une curieuse observation qui, une dizaine d'année plus tard, devait contribuer significativement au développement des communications optiques, des capteurs et des lasers à fibre [1]. Les chercheurs d'Ottawa injectaient le flux lumineux issu d'un laser continu mono-fréquence ( $\lambda_p = 488 \text{ nm}$  ou  $514,5 \text{ nm}$ ) dans le cœur d'une fibre unimodale de silice dopée à l'oxyde de germanium. La longueur de la fibre était de l'ordre de 1 m. Ils observaient que l'intensité du flux lumineux rétro diffusé par la fibre croissait avec la durée de l'insolation depuis une valeur très faible au début de l'insolation jusqu'à atteindre 100% de l'intensité incidente après plusieurs minutes d'irradiation. Le point important est qu'il s'agit là d'un effet pouvant persister sur des durées de l'ordre de grandeur de l'année, voir théoriquement, du millier d'années à température ambiante (l'objet de cette thèse est l'étude de ces durées): l'efficacité de rétro diffusion se conserve au cours du temps après l'irradiation sans qu'il soit nécessaire d'insoler la fibre à nouveau. K.O. Hill et al donnèrent une interprétation qualitative de cette observation : l'onde lumineuse qui se réfléchit sur la face de sortie de la fibre crée une figure d'ondes stationnaires par interférence avec l'onde incidente. Cette figure correspond à une succession de nœuds et de ventres d'énergie lumineuse distribuée le long de la fibre avec une périodicité  $\Lambda$  égale à  $\lambda_p/(2n_{\text{eff}})$  ( $n_{\text{eff}}$  désigne l'indice effectif de propagation du mode fondamental de la fibre). Bien que le contraste des franges soit dans leur expérience très faible, K.O Hill firent l'hypothèse que la figure d'interférences provoquait une modulation permanente et périodique (période =  $\Lambda$ ) de l'indice de réfraction du cœur de la fibre par le biais d'un effet non linéaire jusque là inconnu : la photosensibilité des fibres germanosilicates induite par absorption à 2 photons. Une modulation périodique de l'indice de réfraction, distribuée le long de l'axe de la fibre optique, crée, en effet, un réseau épais de diffraction de type Bragg de vecteur d'onde  $\vec{k}$ , ( $|\vec{k}| = 2\pi/\Lambda$ ), colinéaire à l'axe de la fibre. Le réseau épais éclairé sous incidence normale réfléchit la lumière incidente à la condition que la longueur d'onde du rayonnement soit proche d'une condition de résonance, appelée condition de Bragg.

$$\lambda \approx 2n_{eff}\Lambda = \lambda_B \quad (0-1)$$

Comme le montre la relation (0-1), la résonance du réseau dans l'expérience de K.O Hill intervient pour des radiations de longueur d'onde voisine de celle du laser de pompe. Cette condition limitait l'intérêt pratique de leur découverte puisque la méthode de photoinscription par pompage longitudinal ne s'avère efficace que pour un nombre restreint de radiations laser du domaine visible. Elle conduit par ailleurs à une amplitude faible de modulation d'indice de réfraction  $\Delta n_{mod} \approx 10^{-6}$  et ne permettait pas d'inscrire des filtres à réponse spectrale maîtrisée nécessaire dans le domaine des communications optiques.

Une avancée décisive, permettant de pallier ces inconvénients, fut proposée par G. Meltz et al. de United Center Technologies [2]. Puisque le réseau se construit par absorption à 2 photons, ces chercheurs eurent l'idée d'insoler le cœur de la fibre latéralement au travers des gaines mécanique et optique par un système de franges d'interférences à deux ondes, d'interfrange  $\Lambda$ . Le point important réside dans le fait que le système de franges est, dans cette expérience, réalisé à l'aide d'un laser accordé à une longueur d'onde voisine de 244 nm, c'est à dire moitié de celle utilisée par K.O. Hill et al.. Le revêtement en polymère qui protège la fibre est enlevé avant l'insolation. Les gaines en silice de la fibre sont transparentes à 244 nm et peuvent être considérées comme n'étant pas photosensibles. Le faisceau ultraviolet est par contre fortement absorbé dans le cœur de la fibre ( $\alpha \approx 100 \text{ cm}^{-1}$ ) car il s'y trouve une bande d'absorption très intense localisée vers 244nm. Cette bande est attribuée à la présence de germanium [3]. Dans l'expérience de G. Meltz et al., le mécanisme précurseur de la photosensibilité procède donc principalement d'une absorption à un photon de pompe. Ce mécanisme s'avère plus efficace que le mécanisme à deux photons intervenant dans l'expérience de K.O. Hill [4]. L'efficacité d'écriture est augmentée par plus de cinq ordres de grandeur [2]. De ce fait, la méthode d'insolation latérale permet d'inscrire des réseaux de pouvoir réflecteur R voisin de 1 en n'insolant qu'une longueur de fibre (typiquement quelques mm) faible en comparaison avec celle du réseau de Hill long de 1 m environ. Elle offre, en outre, un autre avantage : le choix de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_B$  du réseau. En effet, le pas du système de franges fixe la périodicité  $\Lambda$  de la modulation d'indice de réfraction photoinduite. Un réseau à profil d'indice uniforme le long de l'axe de la fibre peut donc être inscrit simplement en utilisant la figure d'interférences formée par deux ondes sensiblement planes. L'angle  $\alpha$  entre les faisceaux qui interfèrent fixe la longueur d'onde de Bragg du réseau Figure 0-1

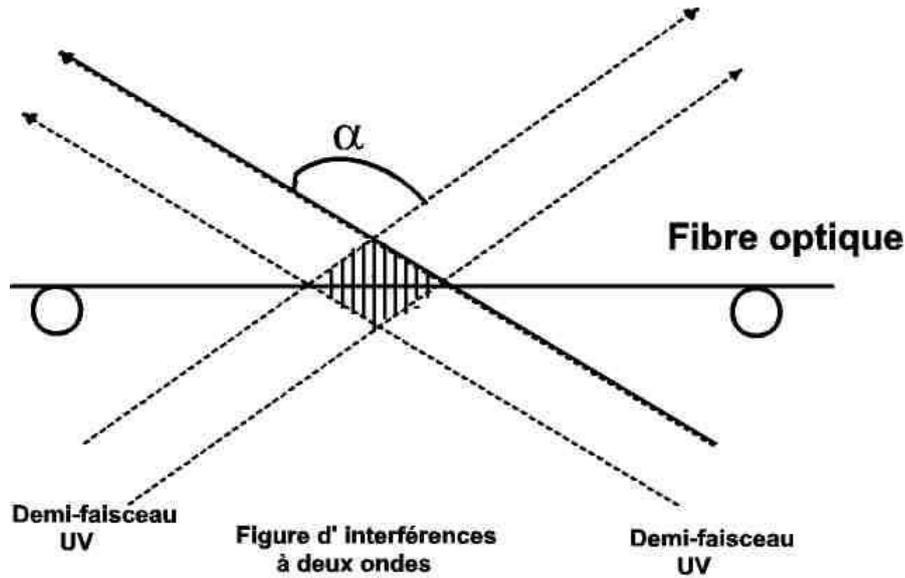


Figure 0-1: Schéma de l'écriture d'un réseau de Bragg par une méthode d'holographie latérale

$$\lambda_B = \frac{n_{eff} \lambda_p}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (0-2)$$

On conçoit également que la méthode d'insolation latérale permet de fabriquer des réseaux à profil d'indice non uniforme dans les directions longitudinale ou (et) radiale. Ainsi, par exemple, des réseaux à pas continûment variables le long de l'axe de la fibre peuvent être inscrits à partir d'une figure d'interférences entre des ondes sphériques. Par ailleurs, la direction de polarisation du faisceau pompe conserve dans la méthode d'insolation latérale une direction fixe alors qu'elle est plus difficilement contrôlée dans la méthode d'insolation longitudinale. Les changements photoinscrits d'indice de réfraction s'accompagnent d'une légère biréfringence dont les caractéristiques dépendent de l'orientation relative de la polarisation des faisceaux UV par rapport à l'axe de la fibre [5].

Ces propriétés ouvraient le champ à de nombreuses applications puisqu'il devenait possible d'accorder la longueur d'onde de résonance des réflecteurs ou des composants à réseaux sur celle d'une transition d'un laser à fibre ou sur celle d'une porteuse dans une fenêtre des communications optiques. La plupart des laboratoires développant des applications des fibres optiques ont alors initié des programmes de recherche sur les réseaux de Bragg et ceci simultanément dans plusieurs directions.

Par ailleurs, les chercheurs se sont proposé de mieux comprendre les interactions des faisceaux lasers avec les verres. Les études fondamentales ont porté sur l'identification des mécanismes microscopiques et macroscopiques à l'origine des variations d'indice de réfraction. A cet effet, différentes hypothèses ont été formulées pour expliquer

l'origine de la photosensibilité des verres. La mise à l'épreuve de ces hypothèses a fait l'objet de vérifications expérimentales variées à l'aide de techniques de spectroscopie, de microscopie optique et électronique et d'interférométrie. Une analyse détaillée des différents mécanismes de la photosensibilité est présentée dans la thèse de Matthieu Lancry [6] (photosensibilité dans les fibres hydrogénées), [7-9]. Les études fondamentales ont également conduit à l'élaboration de modèles macroscopiques permettant de simuler les dynamiques de croissance des réseaux [10] ou de prédire leur durée de vie [10; 11].

## **0.2 Augmentation de la photosensibilité par hydrogénation**

Cependant, de nombreuses applications (telles que la compensation de dispersion chromatique ou l'égalisation du gain des amplificateurs optiques) nécessitent que des variations d'indice de l'ordre de  $\Delta n = 10^{-3}$  soient créées. Pour obtenir cet ordre de grandeur, il s'avère nécessaire d'augmenter la photosensibilité intrinsèque des verres. La méthode de photosensibilisation la plus couramment utilisée consiste à faire diffuser de l'hydrogène moléculaire sous forte pression (typiquement 100 à 200 bars) dans le cœur de la fibre ou dans le verre germanosilicate avant de l'insoler [12]. Cette méthode présente cependant quelques inconvénients. Ainsi, l'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre germanosilicate hydrogénée s'accompagne de la formation d'espèces chimiques, telles que des hydrures et des hydroxydes, donc de pertes en excès puisque ces espèces présentent des bandes d'absorption dans une région spectrale allant de l'ultraviolet [13] à l'infrarouge [14-16]. De plus la prédiction de la stabilité des caractéristiques spectrales des réseaux fabriqués dans des fibres hydrogénées est plus délicate à effectuer que dans le cas de réseaux inscrits dans des fibres non chargées en hydrogène. En effet, la variation photo-induite d'indice de réfraction en fonction du temps et de la température ne suit pas les lois analytiques établies par Erdogan et al. [17; 18] pour décrire la stabilité de réseaux écrits dans des fibres germanosilicates non hydrogénées, certains réseaux étant destinés à être utilisés dans des systèmes de transmission sous-marins pour une durée de plus de 25 ans à 45°C. Dans ce système de transmission, la stabilité de la longueur d'onde de Bragg doit être meilleure que 0.1nm (intervalle entre porteuses peut être réduit à 25 GHz) et la réflectivité doit évoluer de moins de 1%

### 0.3 Le vieillissement des réseaux de Bragg photo inscrits et sa modélisation

La permanence des réseaux de Bragg constitue un paramètre critique dans le domaine des communications optiques. Rappelons par exemple que les normes des communications sous-marines sont très sévères puisque les composants doivent être conçus pour une utilisation entre  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $80^{\circ}\text{C}$  pendant 25 ans. Curieusement, jusqu'en 1994, les études traitant de la stabilité des réseaux sont restées phénoménologiques. La stabilité de réseaux fabriqués dans diverses conditions était étudiée en fonction du paramètre de fabrication à l'aide de deux méthodes de vieillissement accéléré : la méthode isochrone par pas et la méthode isotherme. La méthode isochrone par pas consiste à élever progressivement la température d'un réseau par paliers de durée fixée. La réflectivité du réseau est mesurée après chaque palier à température ambiante. En général, l'élévation thermique se poursuit jusqu'à destruction complète du réseau. La méthode isotherme consiste à élever la température du réseau à une valeur fixée et à mesurer la réflectivité du réseau de façon répétée au cours de la durée de l'expérience. Les évolutions de la modulation d'indice en fonction du temps et de la température ont tout d'abord été ajustées sur des lois analytiques empiriques [11; 19]. Ces premières études ont permis d'établir que la stabilité des réseaux inscrits dans des fibres germanosilicates hydrogénées ou dans des fibres co-dopées avec du bore est moins bonne que celle des réseaux fabriqués dans des fibres n'ayant pas subi de traitement de photosensibilisation. En 1994, T. Erdogan et al. proposent un modèle qui permet de prédire les variations au cours du temps des changements d'indice photoinduits [11]. Ce modèle permet de rendre compte de certaines lois empiriques utilisées pour représenter les données des expériences de vieillissement accéléré. Il conduit également à une méthode de prédiction de l'évolution des caractéristiques spectrales du réseau à l'aide d'une courbe appelée courbe maîtresse ("master curve" selon la terminologie américaine). La méthode de construction de la courbe maîtresse à partir des données d'expériences de vieillissement accéléré est décrite en détail dans le chapitre 2. Son utilisation pour déterminer les conditions de recuit nécessaires à la passivation des caractéristiques spectrales des réseaux est illustrée par un exemple présenté dans le chapitre 4. En 1998, B. Poumellec propose une nouvelle approche de la description de l'évolution des changements d'indice sous l'effet d'élévation thermique de la fibre (VAREPA, VARIOUS REACTION PATHWAY). Cette approche est plus générale que le modèle d'Erdogan et al., en ce sens qu'elle permet aussi de décrire les cinétiques d'inscription des réseaux et (sous certaines hypothèses) de relier les conditions d'écriture et d'effacement [10]. Une partie du chapitre 2 est consacrée à la présentation de cette approche.

Les théories connues s'appliquant aux variations d'indice ponctuelles, afin de faire des prédictions qui se justifient de manière rigoureuse, ces quantités sont calculées à partir des mesures du spectre de réflectivité dans le cas de réseaux de Bragg dit élémentaires: droits, homogènes, à pas constant. Dans le cas de composants complexes tels que des CDC (Compensateurs de Dispersion Chromatique), cette étape nécessite l'utilisation d'un

programme de simulation de réseaux de Bragg comme Optigratings, ou la vérification de conditions de stabilité particulières pour les GFF (gain flatening filter, en français filtre égalisateur de gain). L'objectif est d'étendre l'approche de la courbe maîtresse aux composants complexes afin de déterminer si une prédiction de durée de vie est possible puisque la théorie cinétique porte sur les variations ponctuelles d'indice photoinscrits. Pour cela on a effectué des études de vieillissement accéléré sur des réseaux de Bragg élémentaires, droits, homogènes, à pas constant, puis des composants complexes. Les enjeux économiques de cette étude sont importants pour l'industrie qui désire des spécifications sur des durées de 25 ans

De nombreux travaux ont été consacrés à la recherche d'applications des réseaux de Bragg et au développement de l'ingénierie nécessaire à leur mise en œuvre. En premier lieu, il a été très vite reconnu que la réflectivité des réseaux de Bragg inscrits par K.O. Hill ou G. Meltz provient du couplage résonnant entre modes particuliers : les modes fondamentaux contra-directifs. Un réseau de Bragg peut aussi constituer un coupleur **entre des modes quelconques** de fibre à condition de l'inscrire dans des conditions telles que le coefficient de couplage entre les modes en interaction soit non nul, selon un pas choisi pour exciter la résonance de ce couplage. Cette dernière condition conduit à la distinction entre les réseaux à pas longs (typiquement  $\Lambda > 100 \mu\text{m}$ ) et les réseaux à pas courts ( $\Lambda = 0,5 \mu\text{m}$ ). Les réseaux à pas longs permettent d'établir un couplage sélectif en longueur d'onde entre modes co-directifs alors que les réseaux à pas courts couplent des modes contra-directifs.

Dans la plupart des articles cités en référence ci-dessus, la modulation d'indice, le pas de cette modulation et la variation photoinduite d'indice moyen sont indépendants de la coordonnée longitudinale  $z$ . Ces réseaux sont désignés sous le vocable de « réseaux uniformes ». Les concepteurs de réseaux de Bragg inscrivent en fait des réseaux appelés « réseaux non uniformes » puisque caractérisés par des profils longitudinaux d'indice de réfraction plus complexes que celui qui correspond à un réseau uniforme. Parmi les réseaux non uniformes nous pouvons citer les Fabry-Perot à réseaux photoinscrits [20], les filtres de Moiré [21], les réseaux apodisés [22; 23], les réseaux à pas variables [24]. Quelques exemples parmi ces réseaux à structure longitudinale complexe sont présentés plus en détail dans les chapitres 4 et 5. Bien que les LPG puissent être inscrits selon des profils longitudinaux complexes, la présentation des réseaux à profil longitudinal non uniforme est limitée à des exemples de réseaux à pas courts

## 0.4 Champ d'étude de ce mémoire

Dans la suite, nos travaux se restreindront à l'étude de réseaux à pas court. En 1993, V. Mizrahi et al montrent qu'un réseau de Bragg à pas court inscrit dans le cœur d'une fibre monomode crée non seulement un couplage entre les deux modes LP01 contra-directifs mais aussi des couplages entre le mode LP01 et des modes de gaine contra-propagatifs de même symétrie azimutale (ou des modes radiatifs) [25]. Les couplages vers les modes de gaine introduisent des pertes résonnantes dans le spectre de transmission de la fibre, ceci est à la base des filtres égaliseurs de gain (GFF).

Un des buts du mémoire présenté est de parvenir à une modélisation de la stabilité thermique de ces réseaux de forme complexe. Les GFF sont la concaténation de réseaux élémentaires à pas variable, apodisés et inclinés. Les GFF ont une variation d'indice variant sur plusieurs ordres de grandeur.

Un autre objectif de ce mémoire est d'étudier un autre type de réseaux à pas courts les CDC : compensateurs de dispersion chromatique. Les CDC sont des réseaux à pas variables de contraste et d'amplitude constant le long de l'axe z.

## 0.5 Problématiques liées à la prédiction de durée de vie

Le fabricant de réseaux de Bragg doit garantir la stabilité des caractéristiques spectrales de ses composants dans les conditions d'utilisation. Un cahier des charges typique pour les applications télécoms consiste à imposer que les caractéristiques spectrales des réseaux maintenus à une température moyenne de 45°C évoluent de moins de 1% pendant 25 ans. Nous présentons le principe utilisé pour réaliser la passivation des composants (déverminage). Le 'déverminage' d'un composant à réseaux photoinscrit consiste donc à lui faire subir un chauffage à une température  $T_2$  ( $T_2 > T_1$ ) pendant un temps  $t_2 < t_1$  afin de garantir sa stabilité (à 1% près) à la température  $T_1$  pendant sa durée d'utilisation  $t_1$ ). Ce 'déverminage' permet l'élimination d'énergie chimique photoinduite responsables de la modulation d'indice de réfraction, pour lesquels les énergies d'activation d'annihilation sont inférieures à une quantité  $E_d = k_B T_2 \ln(k_0 t_2)$ .

Cependant il est important de noter que jusqu'à présent et bien que cette méthode soit largement utilisée dans l'industrie, les conditions de déverminage n'ont jamais fait l'objet d'une étude permettant de les valider. Il se pose ainsi différentes questions qui sont les points principaux qui constituent l'originalité de l'étude. Ces questions auxquelles nous nous sommes proposés de répondre dans la suite sont:

Afin de réduire la complexité du problème, les expériences de vieillissement accéléré ont été réalisées au moyen de réseaux droits, carrés (i.e. homogènes longitudinalement), à pas constant et photoinscrits dans la même fibre que celle utilisée pour les véritables composants. La question pertinente est donc de déterminer dans quelle mesure peut-on généraliser ces résultats aux cas de composants complexes comme les CDC ou les GFF inscrits dans des conditions identiques ?

Une autre question est de cerner l'impact de la méthode de dégazage (dégazage à 20°C, dégazage à température modérée 50-110°C, dégazage à chaud 220°C) et donc de la présence d'hydrogène moléculaire ou lié sur les expériences de vieillissements accélérés. Est-il possible de construire une courbe maîtresse sur des composants quel que soit la méthode de dégazage.

Quel est l'impact des conditions de déverminage et du protocole de déverminage (couple (tps, T) fixe ou couple variable jusqu'à effacement partiel du réseau typ. 50%) sur la précision de la prédiction de durée de vie réalisée avant le déverminage ? La prédiction de la durée de vie d'un composant déverminé au moyen d'une «courbe maîtresse» construite à partir d'un composant non déverminé mais dégazé est elle en accord avec la prédiction de durée de vie déduite d'une «courbe maîtresse» réalisée sur le composant déverminé ?

## 0.6 Bibliographie

- [1] Hill K, Fujii Y, Johnson D & Kawasaki B. Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters* (1978) **32**: pp. 647-649.
- [2] Meltz G, Morey W & Glenn W. Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics letters* (1989) **14**: pp. 823-825.
- [3] Garino-Canina V. Oxyde de germanium vitreux; silice vitreuse. *Verres et rÉfractaires* (1958) **6**: pp. 313-323.
- [4] Lam D & Garside B. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Applied Optics* (1981) **20**: pp. 440-445.
- [5] Russell PS, Poyntz-Wright L & Hand DP. Frequency doubling, absorption, and grating formation in glass fibers: effective defects or defective effects?. (1991) : pp. 126-139.
- [6] Lancry M. Contribution à l'étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés. (2004)
- [7] Leconte B & Niay P. Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à arf. (1998)
- [8] Ramecourt D & Douay M. Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées. (2001)
- [9] Hidayat A & Douay M. Contribution à l'étude de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates à l'aide d'un laser à arf ou d'un laser titane-saphire fonctionnant en régime femtoseconde. (2001) : .
- [10] Poumellec B. Links between writing and erasure (or stability) of bragg gratings in disordered media. *Journal of non-crystalline solids* (1998) **239**: pp. 108-115.
- [11] Erdogan T, Mizrahi V, Lemaire P & Monroe D. Decay of ultraviolet   induced fi bragg gratings. *Journal of Applied Physics* (1994) **76**: pp. 73-80.
- [12] Lemaire P, Atkins R, Mizrahi V & Reed W. High pressure h2 loading as a technique for achieving ultrahigh uv photosensitivity and thermal sensitivity in geo2 doped optical fibres. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 1191-1193.
- [13] Atkins R, Lemaire P, Erdogan T & Mizrahi V. Mechanisms of enhanced uv photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 1234-1235.

- [14] Atkins R & Lemaire P. Effects of elevated temperature hydrogen exposure on short-wavelength optical losses and defect concentrations in germanosilicate optical fibers. *Journal of applied physics* (1992) **72**: pp. 344-348.
- [15] Iino A, Kuwabara M & Kokura K. Mechanisms of hydrogen-induced losses in silica-based optical fibers. *Lightwave Technology, Journal of* (1990) **8**: pp. 1675-1679.
- [16] Grubsky V, Starodubov D & Feinberg J. Photochemical reaction of hydrogen with germanosilicate glass initiated by 3.4 5.4-ev ultraviolet light. *Optics letters* (1999) **24**: pp. 729-731.
- [17] Prohaska J, Machewirth D & Snitzer E. Quenching of neodymium fluorescence by molecular hydrogen. *Optics letters* (1995) **20**: pp. 719-721.
- [18] Yan Y, Faber AJ & De Waal H. Luminescence quenching by oh groups in highly er-doped phosphate glasses. *Journal of non-crystalline solids* (1995) **181**: pp. 283-290.
- [19] Baker S, Rourke H, Baker V & Goodchild D. Thermal decay of fiber bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber. *Lightwave Technology, Journal of* (1997) **15**: pp. 1470-1477.
- [20] Morey W, Bailey T, Glenn W & Meltz G. . *Proceedings of Conference on optical fiber Communications* (1992) : pp. 96.
- [21] Legoubin S, Douay M, Bernage P, Niay P, Bayon J & Georges T. Photoinscription de filtres de bragg dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium. *Journal of optics* (1992) **23**: pp. 143-156.
- [22] Matsuhara M & Hill K. Optical-waveguide band-rejection filters: design. *Applied Optics* (1974) **13**: pp. 2886-2888.
- [23] Malo B, Theriault S, Johnson D, Bilodeau F, Albert J & Hill K. Apodised in-fibre bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask. *Electronics Letters* (1995) **31**: pp. 223-225.
- [24] Byron K, Sugden K, Bricheno T & Bennion I. Fabrication of chirped bragg gratings in photosensitive fibre. *Electronics letters* (1993) **29**: pp. 1659-1660.
- [25] Mizrahi V & Sipe JE. Optical properties of photosensitive fiber phase gratings. *Lightwave Technology, Journal of* (1993) **11**: pp. 1513-1517.

# 1 Chapitre 1: Théorie des Réseaux de Bragg

1.1 Introduction .....	13
1.2 Théorie des modes couplés .....	13
1.3 Eléments sur la théorie des modes couplés : Coefficients de couplage entre modes et condition d'adaptation des vitesses de phase. ....	15
1.3.1 Introduction .....	15
1.3.2 Introduction d'une perturbation sinusoïdale d'indice dans le cœur; théorie des modes couplés .....	17
1.4 Réseaux à profils d'indice de réfraction uniforme le long de l'axe de la fibre unimodale... ..	19
1.4.1 Les réseaux à pas courts : filtres utilisés le plus souvent en réflexion.....	19
1.4.2 Les réseaux de Bragg à traits inclinés .....	20
1.5 Réseaux à profil d'indice de réfraction non uniforme le long de l'axe de la fibre.....	24
1.5.1 Introduction .....	24
1.5.2 Réseau apodisé.....	25
1.5.3 Réseaux à pas variables le long de l'axe de la fibre .....	28
1.6 Conclusion .....	31
1.7 Bibliographie.....	32

## 1.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'introduire les relations fondamentales des réseaux de Bragg et leurs hypothèses d'applicabilité qui seront utilisés tout au long du mémoire.

## 1.2 Théorie des modes couplés

Les composants à réseaux de Bragg sont caractérisés par une fonction de transfert  $\hat{H}(\omega)$ . Cette fonction de transfert est spécifique de l'application visée pour le composant. Les concepteurs de filtres à réseaux de Bragg doivent donc réaliser la synthèse du filtre, c'est à dire déterminer le coefficient complexe de couplage

$$\hat{\Omega}_{ac} \cong \Delta \widehat{n_{mod}}(z) e^{j\Phi(z)} \text{ qui conduit à } \hat{H}(\omega)$$

.Les notions de fonction de transfert et de coefficient complexe de couplage sont définies dans ce chapitre.

Une première approche au problème de la synthèse des filtres utilise l'approximation selon laquelle le profil longitudinal de modulation et la réflectivité spectrale du réseau sont des quantités conjuguées par transformation de Fourier. Cette approche ne conduit à des résultats satisfaisants que si la réflectivité du réseau est faible [1].

La simulation de la fonction de transfert  $\hat{H}(\omega)$  des filtres est le plus souvent effectuée grâce à la **théorie des modes couplés**.

Les principes de cette théorie sont présentés dans le chapitre 3 [1]. Le succès de la théorie des modes couplés s'explique par le fait que lorsque l'on se limite au cas particulier d'un couplage introduit entre deux modes de fibre par un réseau uniforme, ce traitement mathématique permet de calculer  $\hat{H}(\omega)$  sous une forme analytique. Le cas d'un réseau non uniforme peut se traiter simplement si les variables caractéristiques du réseau évoluent lentement sur des distances de l'ordre de  $\Lambda$ . Le filtre peut, en effet, être considéré comme le résultat d'une concaténation de sections courtes contenant un nombre entier de périodes pour lesquelles les paramètres (pas, modulation, indice moyen) peuvent être considérés comme constants. Chaque section se comporte comme un réseau localement uniforme. La simulation numérique de la fonction de transfert du filtre non uniforme s'effectue alors à l'aide d'une méthode matricielle. Chaque section est caractérisée par une matrice 2x2 dont les coefficients sont calculés de façon analytique à l'aide de la théorie des modes couplés appliquée à un réseau uniforme [2]. Cette méthode de simulation est utilisée dans le chapitre 3 pour calculer les spectres de réflexion ou de transmission de réseaux non uniformes.

Des méthodes de caractérisation expérimentale des réseaux adaptées soit à la mesure de la fonction de transfert soit à celle du coefficient de couplage (ou tout au moins à une partie de ces fonctions) sont présentées dans la section 5 du chapitre 3.

Des exemples d'applications des réseaux de Bragg ou de composants à réseaux de Bragg sont présentés dans les chapitres 4 et 5. Cette partie du mémoire s'inspire surtout d'expériences effectuées en milieu industriel et ne couvre donc pas toute l'étendue du domaine.

La Figure 1-1, caractéristique d'un réseau de réflectivité voisine de 1, laisse entrevoir une propriété importante : *le spectre de réflexion n'est pas complémentaire de celui observé en transmission.*

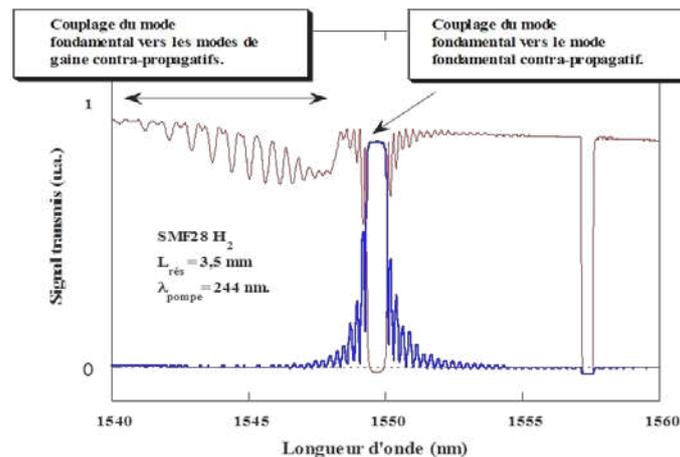


Figure 1-1: Enregistrement des spectres de transmission et de réflexion d'un réseau uniforme de Bragg à pas courts.

En effet, il apparaît sur le spectre en transmission du côté des longueurs d'onde inférieures à  $\lambda_B$ , une série d'oscillations non décelées sur le spectre obtenu en réflexion. La présence de ces pics s'interprète qualitativement par l'existence d'un mécanisme de perte de la puissance optique guidée dans la fibre. V. Mizrahi et al. ont analysé l'origine de ces pertes de la façon suivante : la présence d'un réseau à pas courts dans le cœur de la fibre conduit à l'excitation par le mode fondamental de modes de gaine qui se propagent dans la direction contradictoire de celle du mode fondamental [3] (voir section 3 pour la définition des modes de gaine). L'atténuation subie par chaque mode de gaine s'avère très importante dès que la propagation guidée rencontre l'interface entre la fibre et le polymère si bien que l'énergie optique correspondante est absente du spectre enregistré dans la direction contradictoire à celle du mode fondamental transmis (c'est-à-dire dans la direction qui correspond à

l'enregistrement du spectre en réflexion). La Figure 1-2 illustre le principe de l'excitation de modes de gaine par le mode fondamental qui se propage dans un réseau à pas courts. L'utilisation de la théorie des modes couplés permet de préciser les conditions d'obtention du couplage entre deux modes propres d'une fibre optique.

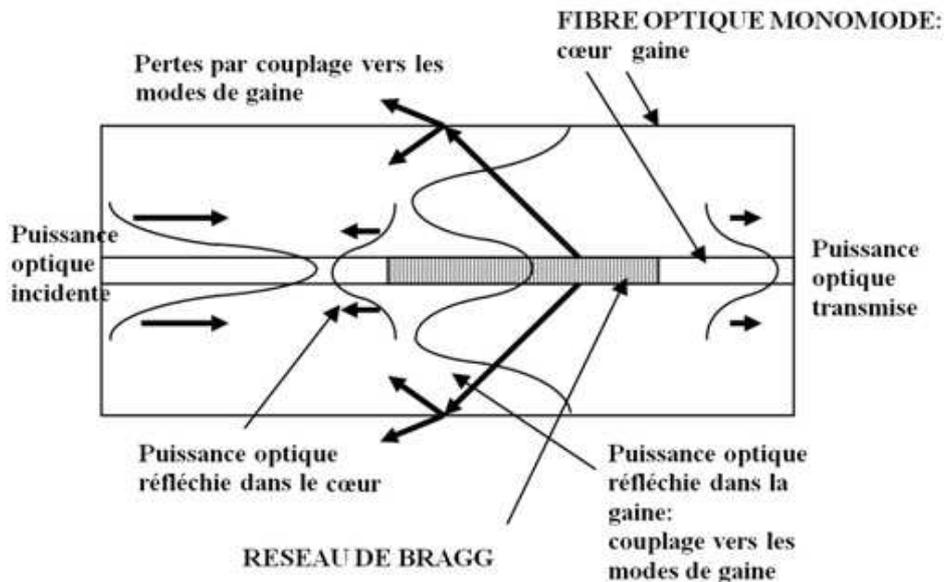


Figure 1-2: Illustration de l'excitation de modes de gaine par le mode fondamental qui se propage dans un réseau de Bragg à pas courts. La direction de propagation des modes de gaine est contradictoire à celle du mode fondamental.

## 1.3 Eléments sur la théorie des modes couplés : Coefficients de couplage entre modes et condition d'adaptation des vitesses de phase.

### 1.3.1 Introduction

D'une façon générale, la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les fibres optiques parfaites rectilignes à faible différence d'indice ( $n_1 - n_2$ ) entre le cœur et la gaine s'appuie sur la **notion de base de modes orthogonaux, guidés dans le cœur, polarisés linéairement transversalement** qui se propagent chacun avec une constante de propagation longitudinale  $\beta$  (**approximation des modes LP**) [4]. La constante de propagation longitudinale  $\beta$  est définie par  $\beta = k_0 \cos(\theta)$ ,  $k_0$  étant le module du vecteur d'onde, et  $\theta$  l'angle qui existe entre le vecteur d'onde et l'axe de la fibre. Dans le cas du mode fondamental  $\theta$  est nul ou vaut  $\pi$ .

Lorsque les **dimensions transversales de la fibre sont infinies** (situation simulée par une fibre optique plongée dans un liquide d'indice égal à celui de la gaine) la base des modes est, en fait, constituée des modes guidés qui se propagent dans le cœur (et une partie de la gaine optique) ( $\frac{2\pi n_2}{\lambda} < |\beta| < \frac{2\pi n_1}{\lambda}$ )

et de modes radiatifs ( $0 < |\beta| < \frac{2\pi n_2}{\lambda}$ ).

Les modes radiatifs, rassemblés dans un continuum, sont relatifs à des ondes non guidées qui s'échappent de la fibre. Les modes guidés sont rassemblés dans un ensemble discret. Les modes sont orthogonaux au sens mathématique du terme, ce qui se traduit, physiquement par le fait qu'ils n'échangent pas d'énergie entre eux au cours de la propagation dans la fibre rectiligne.

Si l'on tient compte des dimensions transversales finies de la fibre ( $\Phi \approx 125\mu m$  supposée plongée dans l'air ( $n = 1$ ) ou dans un milieu d'indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, il est nécessaire d'introduire la notion de **modes de gaine**, rassemblés dans un ensemble discret. Ces modes sont relatifs à la propagation guidée dans la fibre que constitue la structure cylindrique limitée par l'interface entre la gaine et l'air. La fibre peut alors être assimilée à une structure cylindrique à trois couches d'indices différents (cœur, gaine, milieu extérieur). Les champs ne sont pas linéairement polarisés et doivent être décrits par une théorie vectorielle. Cependant de nombreux articles traitent le problème du couplage aux modes de gaine en assimilant ces derniers à des modes LP. Afin de simplifier notre présentation, nous supposons, dans la suite, que cette approximation est justifiée en adoptant un modèle scalaire pour représenter les modes guidés dans le cœur et dans la gaine.

Le caractère unimodal ou multimodal de la propagation guidée dans le cœur est fixé par la valeur numérique du paramètre V (V= fréquence normalisée de la fibre).

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-1)$$

Dans la relation (1-1), a,  $n_1$  et  $n_2$  désignent respectivement le rayon du cœur, l'indice de réfraction du cœur et celui de la gaine optique.

Si  $V \leq 2,405$ , la propagation est unimodale, le mode guidé dans le cœur est désigné sous le vocable de mode fondamental LP<sub>01</sub>

### 1.3.2 Introduction d'une perturbation sinusoïdale d'indice dans le cœur; théorie des modes couplés

L'hypothèse fondamentale formulée dans la théorie des modes couplés consiste à supposer que la perturbation d'indice créée par l'insolation ne modifie pas la répartition transverse des champs électriques des modes. Elle modifie, par contre, l'amplitude des modes au cours de leur propagation ainsi que les indices effectifs associés à ces modes.

$$(\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda})$$

Nous supposons que l'insolation provoque une **variation d'indice uniforme et isotrope sur la section transverse du cœur et nulle en dehors, et que cette variation d'indice  $\delta n(z)$  est parfaitement sinusoïdale le long de  $z$**  (hypothèse du réseau sinusoïdal uniforme). On suppose par ailleurs que la fibre **n'introduit ni perte ni gain**. Bien que restrictives, ces hypothèses permettent de rendre compte de propriétés importantes qui se déduisent de la théorie des modes couplés.

$$\delta n(z) = \Delta n_{moy} (1 + C \cdot \cos \frac{2\pi z}{\Lambda}) \quad (1-2)$$

$$\delta n(z) = 0 \quad \text{si } r > a$$

Dans (1-2),  $\Delta n_{moy}$  désigne la variation d'indice produite par l'insolation après une prise de moyenne sur une période  $\Lambda$  du réseau ;  $C$  le contraste de modulation.

$$C = \frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{moy}} \quad (1-3)$$

Dans (1-3),  $\Delta n_{mod}$  représente l'amplitude de modulation d'indice (c'est-à-dire la moitié de la modulation pic à pic). La variation d'indice effectif  $\Delta n_{eff}$  (correspondant à un mode guidé dans le cœur) se déduit de la relation (1-4) dans laquelle  $\eta(V)$  désigne la proportion de la puissance optique véhiculée par ce mode dans le cœur en référence à la puissance optique totale.

$$\delta n_{eff} \approx \eta(V) \Delta n_{moy} \quad (1-4)$$

On suppose également que le couplage est suffisamment faible pour que l'approximation de l'enveloppe variant lentement soit vérifiée.

La condition d'orthogonalité entre les modes est écrite dans le cas particulier des modes guidés sous la forme (1-5).

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi_j \xi_{j'}^* = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_j} \delta_{jj'} \quad (1-5)$$

où  $\delta_{jj'} = 0$  si  $j$  et  $j'$  désignent des modes différents et  $\delta_{jj'} = 1$  si  $j$  et  $j'$  désignent des modes de même numéro.

On procède alors à l'approximation synchrone : les termes caractérisés par une loi d'oscillation qui évoluent périodiquement rapidement le long du réseau en  $z$ . En effet, ils correspondent à des termes de perte ou de gain si bien que l'effet moyen est nul.

On considère tout d'abord un couplage limité à **deux modes contrapropagatifs particuliers de numéros  $j$  et  $k$** . Le mode  $j$  injecté dans la fibre se propage vers les  $z > 0$ .

avec la condition d'adaptation des vitesses de phase.

$$\beta_k + \beta_j \approx \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1-6)$$

Sur ces figures, la fibre dénudée est supposée être placée dans l'air. La constante de propagation correspondant à un mode guidé dans le cœur est telle que,  $\frac{2\pi n_2}{\lambda} < \beta < \frac{2\pi n_1}{\lambda}$

Les conditions (1-6) constituent des **conditions nécessaires** pour obtenir le transfert d'énergie du mode  $k$  vers le mode  $j$ .

Une autre condition doit être nécessairement vérifiée : les coefficients de couplages croisés  $\Omega_{ac}$  doivent être différents de zéros. Les deux conditions d'obtention d'un couplage efficace s'écrivent donc

$$\Omega_{ac}^{jk} \neq 0 \quad (1-7)$$

$$\Delta\beta' \approx 0 \quad (1-8)$$

## 1.4 Réseaux à profils d'indice de réfraction uniforme le long de l'axe de la fibre unimodale.

### 1.4.1 Les réseaux à pas courts : filtres utilisés le plus souvent en réflexion.

Au voisinage de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ , le réseau joue le rôle d'un réflecteur distribué en réalisant un couplage entre les 2 modes fondamentaux contradictifs  $LP_{01}$ . Dans ce qui suit, les numéros des modes ne sont donc plus spécifiés.

On désigne par  $L$  la longueur du réseau

$$z = 0 \quad F(z=0) = A_0 \quad (1-9)$$

$$z = L \quad B(z=L) = 0 \quad (1-10)$$

$F_j(z)$  et  $B_{j'}(z)$  représentent les amplitudes des modes (repérés par les numéros  $j$  et  $j'$ ) qui se propagent dans les directions  $+z$  et  $-z$  respectivement

Les relations (1-11) et (1-12) ont été établies en supposant que la propagation dans la fibre ne s'accompagne ni de perte (par absorption ou par diffusion) ni de gain (fibre passive).

La Figure 1-3 représente l'évolution, autour de la longueur d'onde de Bragg, du facteur  $R$  correspondant à un réseau long de 4 mm. L'amplitude de  $\Delta n_{\text{mod}}$  a été dans le calcul fixée à  $4 \times 10^{-4}$ . L'aspect de  $R(\lambda)$  est sur cette figure similaire à celui de l'enregistrement présenté sur la Figure 1-1. La réflectivité du réseau est saturée autour de  $\lambda_B$ . Les nombreuses oscillations situées de part et d'autre de  $\lambda_B$  correspondent à des « pieds » qui peuvent s'avérer gênants dans de nombreuses applications.

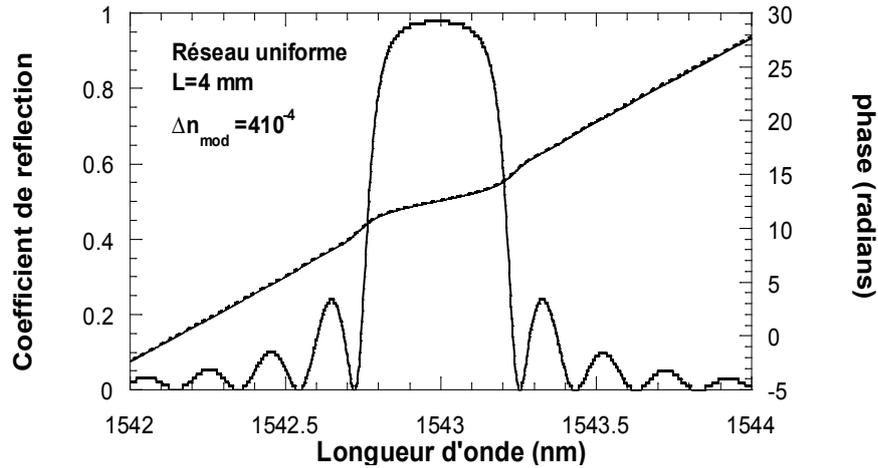


Figure 1-3: Réflectivité spectrale et spectre de phase d'un réseau uniforme (hypothèses du calcul :  $L=4$  mm et  $\Delta n_{mod} = 4.10^{-4}$ )

La longueur d'onde de résonance  $\lambda_B$  du réseau correspond à la valeur maximale de R

$$\lambda_B = \left(1 + \frac{\delta n_{eff}}{n_{eff}}\right) \lambda_D = 2(n_{eff} + \delta n_{eff})\Lambda \quad (1-11)$$

$$R_{max} = R(\lambda_B) = \tanh^2\left(\frac{\pi \Delta n_{mod} \eta(V)L}{\lambda_B}\right) \quad (1-12)$$

### 1.4.2 Les réseaux de Bragg à traits inclinés

Les réseaux de Bragg à traits inclinés sont des réseaux de Bragg à pas courts inscrits de façon à ce que la direction des franges rectilignes fasse un angle  $\theta$  ( $\theta \neq 0^\circ$ ) avec la normale à l'axe de la fibre. Le schéma d'un tel réseau est représenté sur la Figure 1-1, dans le cas particulier d'une inscription réalisée dans une fibre à cœur et gaine photosensibles.

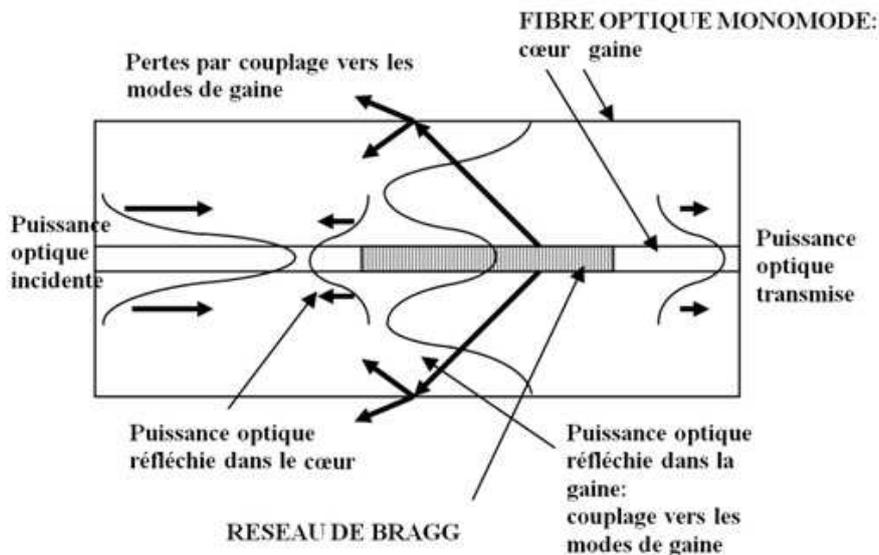


Figure 1-4: Schéma d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit dans une fibre à gaine photosensible.

Ces réseaux constituent l'équivalent des réseaux « blazés » de l'optique massive. L'inclinaison des traits se traduit par 1) une augmentation de l'efficacité du couplage entre le mode fondamental guidé dans le cœur et des modes de gaine (ou des modes radiatifs) et 2) par une diminution de l'efficacité du couplage entre les deux modes fondamentaux contrapropagatifs. En raison de l'asymétrie du changement d'indice le mode fondamental peut en effet se coupler maintenant à des modes de gaine de symétrie azimutale élevée. [5].

Le spectre de transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés est représenté sur la Figure 1-5.

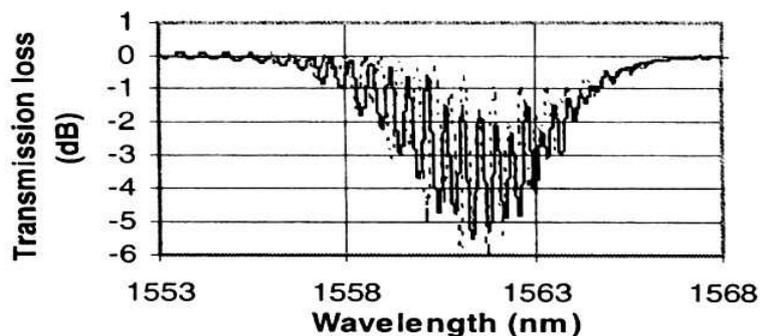


Figure 1-5: Spectre de transmission d'un réseau à traits inclinés écrits dans une fibre à gaine photosensible.  $\Theta = 2,5^\circ$ .  $L=3$  mm. En traits pleins: spectre expérimental. En traits pointillés: spectre calculé. [6]

Le réseau long de 3mm a été écrit dans une fibre à gaine photosensible chargée en hydrogène (140 bars). L'angle d'inclinaison des traits est égal à  $\Theta = 2,5^\circ$ . L'enregistrement a été effectué en plaçant la fibre optique (sans polymère protecteur) dans l'air. Les résonances visibles sur cette figure sont caractéristiques de couplages entre le mode fondamental  $LP_{01}$  et un ensemble discret de modes de gaine

Si l'indice de réfraction du milieu extérieur  $n_{ext}$  entourant la gaine de la fibre est progressivement élevé depuis 1 jusqu'à une valeur supérieure à l'indice de gaine, le spectre caractéristique du couplage vers les modes de gaine évolue de la façon suivante [7; 8]: lorsque l'indice augmente de  $n_{ext} = 1$  à  $n_{ext} \approx 1,3$ , la longueur d'onde centrale des résonances se translate de façon bathochrome  $\delta\lambda \approx +200pm$  sans que l'atténuation des pics soit sensiblement modifiée. De  $n_{ext} = 1,3$  à  $n_{ext} \approx n_2$ , le contraste des pics diminue jusqu'à l'obtention d'un spectre d'atténuation lisse caractéristique d'un couplage vers les modes radiatifs. Lorsque  $n_{ext}$  est augmenté au-delà de  $n_2$ , des résonances attribuées à des réflexions de Fresnel apparaissent [9].

Ces différentes observations peuvent être modélisées à l'aide de **la théorie des modes couplés**. Il est, pour cela, nécessaire de modifier la forme de la relation (1-2) afin de prendre en compte l'inclinaison des traits du réseau. Avec les notations de la Figure 1-4, la relation (1-2) se met sous la forme:

$$\delta n(z') = \left( 1 + C \cdot \cos \frac{2\pi z'}{\Lambda} \right) W(r) \quad (1-13)$$

où  $W(r)$  représente une fonction « fenêtre » qui prend en compte la variation transverse de la variation d'indice.

$$z' = z \cdot \cos \theta - x \cdot \sin \theta \quad (1-14)$$

$$\Lambda_{eff} = \frac{\Lambda}{\cos \theta} \quad (1-15)$$

$\Lambda_{eff}$  représente la période du réseau le long de l'axe de la fibre.

Si le couplage s'effectue entre les 2 modes fondamentaux contradictifs:  $\beta_j = \beta_{01}$ . La longueur d'onde du pic de réflexion est  $\lambda_B \approx \frac{2n_{eff}\Lambda}{\cos\theta} \therefore$

Si le couplage s'effectue entre le mode fondamental  $LP_{01}$  et un mode de gaine particulier:  $\frac{2\pi}{\lambda} < \beta_j < \frac{2\pi n_2}{\lambda}$

L'existence des **pics de résonance** provenant du couplage entre le mode fondamental et des modes de gaine ou du couplage entre modes fondamentaux contradictifs s'avère gênante pour certaines applications (par exemple lorsque l'on utilise un réseau à traits inclinés pour aplatir la courbe spectrale de gain d'un amplificateur à fibre optique dopée par de l'erbium). Un choix convenable de l'angle d'inclinaison des traits et du profil transverse de photosensibilité de la fibre permet de minimiser l'amplitude du pic de réflexion ( $LP^+_{01} \rightarrow$

$LP_{01}^-$ ) gênant lorsque l'on cherche à réaliser un filtre de pertes. En effet, le coefficient de couplage correspondant à la réflexion du mode  $LP_{01}$  s'exprime à l'aide de la relation (1-16):

$$\Omega_{ac}^{01,01} \approx \int_{r=0}^{\infty} rW(r)|\xi_{01}(r)|^2 J_0\left(\frac{2\pi r \sin\theta}{\Lambda}\right) dr \quad (1-16)$$

Dans (1-16)  $\xi_{01}(r)$  représente la forme transverse du champ correspondant au mode  $LP_{01}$  et  $J_0$  la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0 [10].

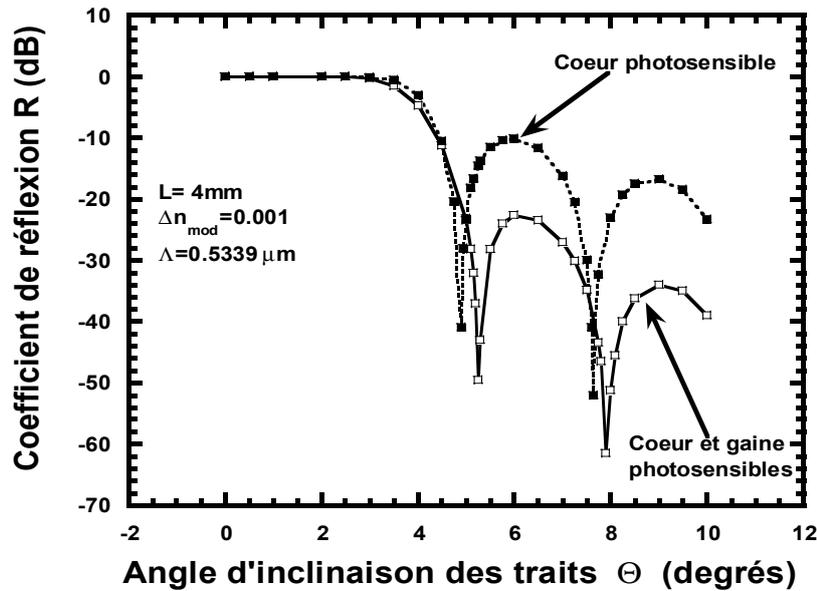


Figure 1-6: Réflectivité en dB, en dessous du signal transmis, correspondant à la réflexion de Bragg en fonction de l'angle  $\Theta$ . ( $a = 4,9 \mu\text{m}$ ;  $\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-3}$ ;  $L = 4 \text{ mm}$ ). Deux cas sont étudiés: fibre à cœur photosensible, fibre à cœur et gaine photosensibles.

La Figure 1-6 représente l'évolution du coefficient de couplage correspondant à la réflexion de Bragg en fonction de l'angle d'inclinaison des traits du réseau. Deux situations sont simulées. Dans la première, seul le cœur de la fibre est photosensible  $W(r) = 1$  si  $r \leq a$ ,  $W(r) = 0$  si  $r > a$ . Le deuxième cas étudié correspond à un réseau, de mêmes caractéristiques que le précédent, écrit dans une fibre dont le cœur et la gaine optique sont photosensibles ( $W(r) = 1, r \leq b, b = 14,9 \mu\text{m}$ ;  $W(r) = 0$  si  $r > b$ )

Dans le premier cas, le coefficient de couplage passe par un minimum pour une valeur de  $\theta = 4,9^\circ$  ( $R = -41 \text{ dB}$ ). Le fait d'utiliser une fibre à cœur et gaine photosensibles permet d'augmenter l'efficacité de réjection du pic de réflectivité sans modifier sensiblement la valeur de l'angle  $\theta$  pour lequel  $R$  passe par un minimum. Dans le deuxième cas, en effet,  $R$  passe par un minimum ( $R = -49.5 \text{ dB}$ ) pour  $\theta = 5,2^\circ$ . Une solution pour supprimer les résonances provoquées par l'excitation des modes de gaine consiste à plonger le réseau dans un liquide d'indice de réfraction égal à celui de la gaine (voir la Figure 1-7). L'utilisation d'un liquide d'indice conduit cependant à des problèmes de fiabilité à long terme.

Par ailleurs, M.J. Holmes et al ont montré que le fait d'écrire le réseau à traits inclinés dans une fibre dont seule la gaine est photosensible permet aussi d'obtenir des filtres de pertes. La largeur spectrale de ces filtres est plus faible que celle de réseaux écrits dans le cœur [11]. Ces résultats ont été généralisés par I. Riant et al.. Ces auteurs ont, en effet, défini les caractéristiques d'une fibre dont le profil transverse de photosensibilité permet 1) d'ajuster la largeur spectrale des filtres de pertes de façon à aplatir la courbe de gain d'un amplificateur à fibre dopée par de l'erbium et 2) de minimiser l'amplitude du pic de réflexion [12].

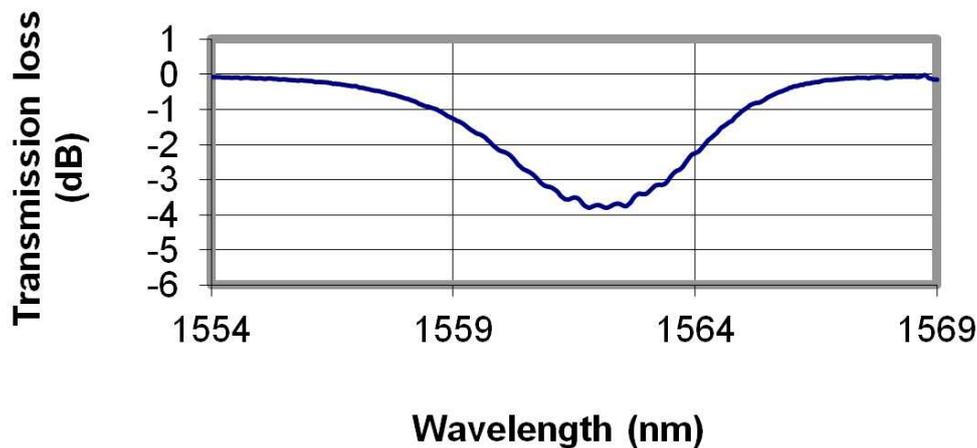


Figure 1-7: Spectre de transmission d'un réseau de longueur  $L = 3 \text{ mm}$  à traits inclinés ( $\theta = 2,5^\circ$ ) écrit dans une fibre à gaine photosensible. Le réseau est immergé dans un liquide d'indice [6]

En outre, grâce à la forte sensibilité de la fibre, la longueur des réseaux à traits inclinés peut être réduite à  $L = 700 \mu\text{m}$ . La largeur des pics de résonance est d'autant plus grande que  $L$  est petit. Les résonances ne sont dans ce cas plus résolues et le spectre de perte devient lisse sans qu'il soit nécessaire d'entourer le réseau à traits inclinés par un liquide d'indice [6]. D'autres solutions pour lisser le spectre de pertes sont présentées dans la suite.

## 1.5 Réseaux à profil d'indice de réfraction non uniforme le long de l'axe de la fibre.

### 1.5.1 Introduction

L'exploitation du degré de liberté longitudinal (le long de  $\vec{o}_z$ ) offert par les fibres optiques conduit à des fonctions de transfert originales. Nous présentons quelques exemples de fonctions de transfert obtenues avec des réseaux à pas courts à profil d'indice de réfraction non uniforme le long de l'axe  $\vec{o}_z$ . Des exemples de fonctions de transfert obtenues avec des réseaux LPG à profil d'indice non uniforme le long de  $\vec{o}_z$  sont présentées dans la littérature

scientifique (voir par exemple [13]). Par souci de clarté, nous avons choisi de séparer les résultats obtenus avec chaque profil en insistant cependant sur le fait que plusieurs profils sont souvent réalisés simultanément sur la même fibre (par exemple réseau apodisé à pas variables).

### 1.5.2 Réseau apodisé

L'existence de pieds, tels que ceux qui apparaissent sur les spectres de la Figure 1-3, est une caractéristique des réseaux de longueur finie  $L$  à profil de modulation sinusoïdale et uniforme. Cette propriété peut être approximativement interprétée de la façon suivante : la transformée de Fourier de  $\delta n(z)$  est proportionnelle à  $\rho(\lambda)$  à condition que la réflectivité du réseau reste faible ( $R_{\max} < 0,2$ ) [14]. La variation d'indice  $\delta n(z)$  se met dans l'exemple traité sous la forme du produit d'une fonction porte, de largeur  $L$ , par une fonction sinusoïdale. La transformée de Fourier de  $\delta n(z)$  s'obtient comme convolution d'une fonction  $(\sin x/x)$  par un pic de Dirac. L'existence des pieds dans le spectre de  $R(\lambda)$  est donc caractéristique des ondulations de la fonction  $(\sin x/x)^2$  de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg. Elle s'avère donc gênante lorsque l'on utilise le réseau à des fins de filtrage ou de compensation de dispersion chromatique (voir chapitre 4 pour plus de précision sur ces notions).

Après cette analyse, on peut donc penser obtenir une apodisation du spectre de réflexion du réseau, en réalisant un profil de variation d'indice de forme gaussienne tel que celui représenté sur la Figure 1-8. En effet la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne et donc ne présente pas d'oscillation.

Le spectre, représenté sur la Figure 1-9, présente, cependant, encore plusieurs oscillations du côté des courtes longueurs d'onde. Comme le montre la Figure 1-8, l'indice moyen du cœur de la fibre croît depuis un bord du réseau jusqu'au centre et décroît à mesure que l'on se déplace vers l'autre bord du réseau.

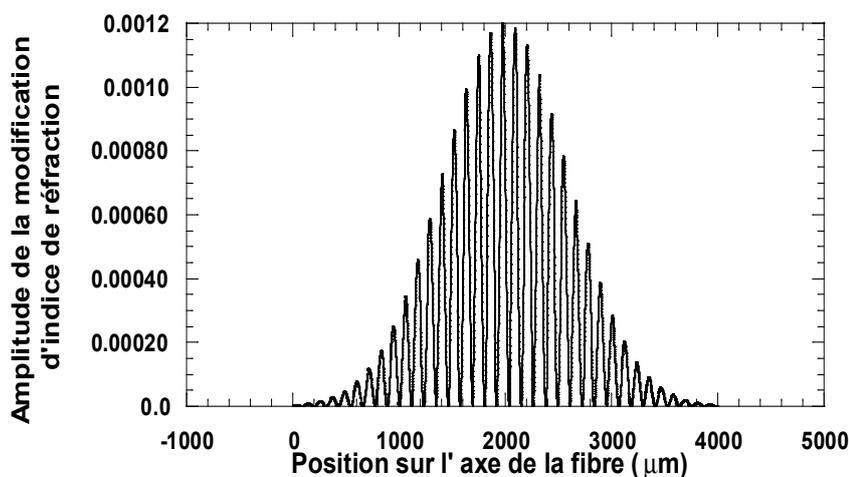


Figure 1-8: Profil longitudinal d'indice de réfraction de forme gaussienne, utilisé pour calculer le spectre de la figure Figure 1-9. Le pas de la modulation pseudo-sinusoïdale a été grossi par souci de clarté

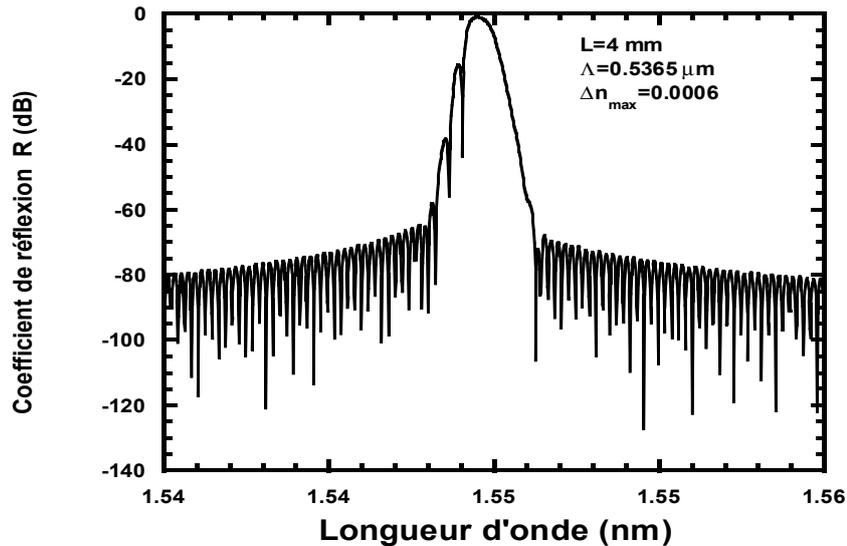


Figure 1-9: Réflectivité spectrale calculée à partir du profil d'indice de la Figure 1-8

V. Mizrahi et J. Sipe ont établi qu'en raison de cette évolution, les extrémités du réseau se comportent comme des miroirs et créent des résonances de type Fabry-Pérot à l'origine des oscillations observées sur le spectre de la Figure 1-3, [3].

Une façon de s'affranchir de ces oscillations consiste à réaliser le profil de modulation d'indice représenté sur la Figure 1-10. L'insolation de la fibre est effectuée de façon à ce que le profil de la modulation d'indice soit de forme gaussienne alors que l'indice moyen du cœur de la fibre reste constant dans la zone insolée. Le spectre correspondant représenté sur la Figure 1-11 est alors correctement apodisé.

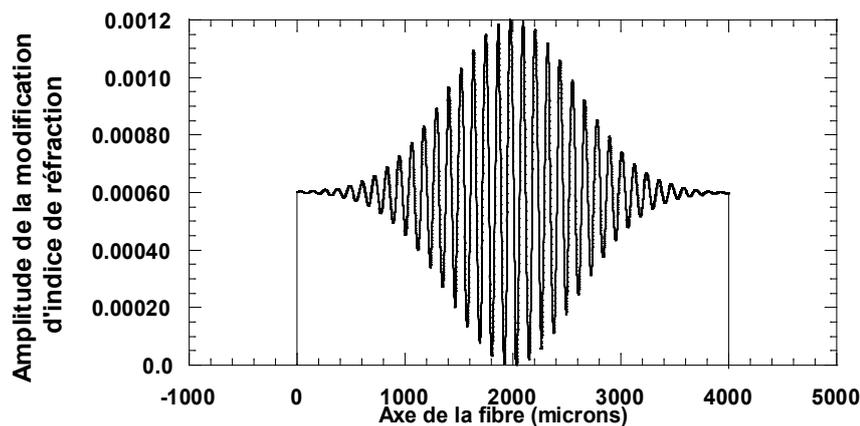


Figure 1-10: Profil longitudinal de modulation d'indice de forme gaussienne et à indice moyen constant. Ce profil est utilisé pour calculer le spectre de la figure (3-18-b). Le pas de la modulation a été grossi par souci de clarté.

D'une façon générale, le fait d'apodiser un réseau se traduit par un élargissement de sa bande spectrale. Ce résultat est en accord avec celui obtenu en optique massive. Il est illustré sur la Figure 1-11 où le spectre d'un réseau à profil de modulation uniforme est représenté à

des fins de comparaison avec le spectre du réseau apodisé. Les amplitudes maximales de modulation et les longueurs retenues pour calculer les spectres de ces deux réseaux sont identiques ( $\Delta n_{\text{mod}} = 0,0006$  ,  $L = 4$  mm). Des fonctions autres que la fonction gaussienne peuvent être utilisées pour procéder à l'apodisation du spectre d'un réseau. Un inventaire de ces fonctions et une comparaison de leurs avantages et inconvénients sont fournis par R. Kashyap [15].

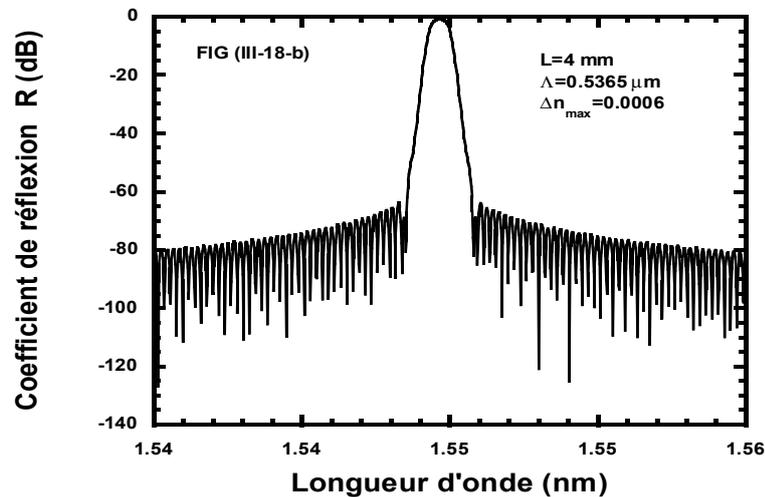


Figure 1-11: Spectre de réflexion correspondant au profil de la Figure 1-10

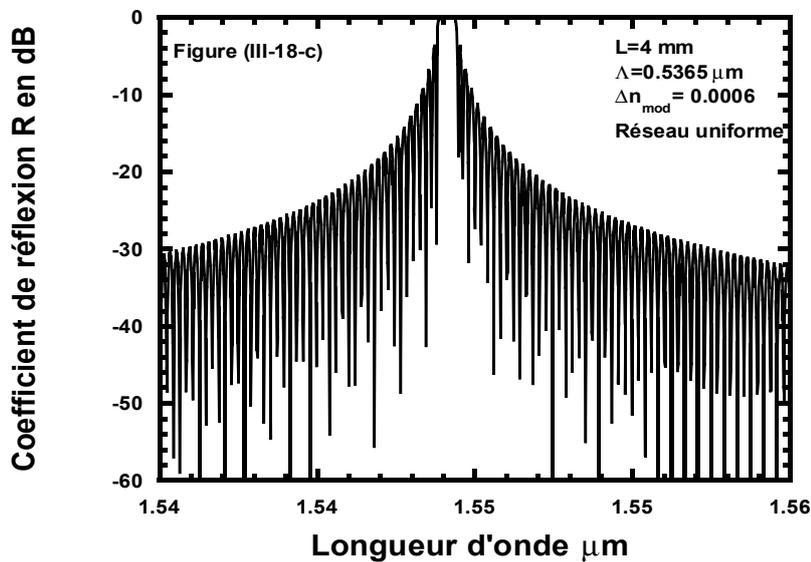


Figure 1-12: Le spectre d'un réseau à profil uniforme est présenté pour comparaison. Les amplitudes maximales de modulation et les longueurs des deux réseaux sont identiques.

### 1.5.3 Réseaux à pas variables le long de l'axe de la fibre

Il existe différents types de réseaux à pas variables le long de l'axe de la fibre. Le réseau peut en effet être inscrit de façon à ce que la période de la modulation d'indice varie de façon continue ou varie par pas. La loi de variation de  $\Lambda$ , le long de l'axe de la fibre, peut selon les applications prendre des formes variées : la période peut, par exemple, croître linéairement ou quadratiquement avec la cote  $z$ . La condition de Bragg  $\lambda_B(z) = 2n_{\text{eff}}(z)\Lambda(z)$  montre qu'il est équivalent de faire varier  $\Lambda$  ou  $n_{\text{eff}}$  avec la position sur la fibre.

Les réseaux à pas variables possèdent de nombreuses applications.

- Une application courante est relative à l'obtention de réseaux caractérisés par une réflectivité spectrale voisine de 1 sur une bande spectrale large ( $\Delta\lambda \approx 100$  nm).
- L'inscription de réseaux à pas variables permet de supprimer les oscillations introduites par le couplage vers les modes de gaine dans les réseaux à traits inclinés et ceci sans qu'il soit nécessaire de les recouvrir par un liquide d'indice ou de réaliser un réseau de courte longueur  $L \approx 700\mu\text{m}$ . Un exemple de cette application est présenté sur la Figure 1-13 [6].

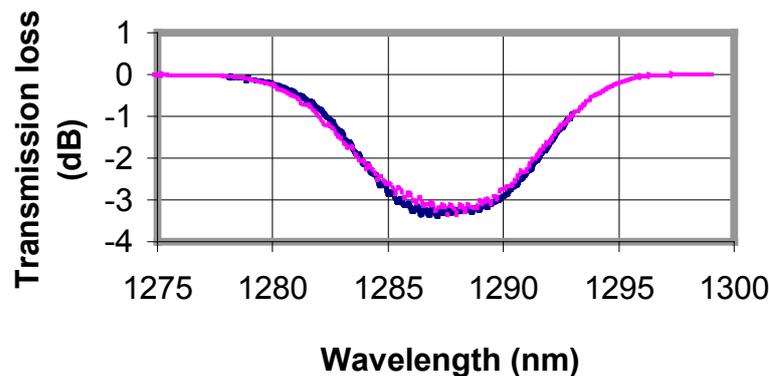


Figure 1-13: Spectres expérimental ou calculé d'un réseau à traits inclinés à pas variables. Longueur du réseau = 6 mm,  $\theta = 2,5^\circ$ , vitesse d'augmentation du pas 5 nm/mm [6]

- L'utilisation la plus connue des réseaux à pas variables concerne la compensation de la dispersion de vitesse de groupe [16] Dans cette application, les réseaux à pas variables sont utilisés **en réflexion**.

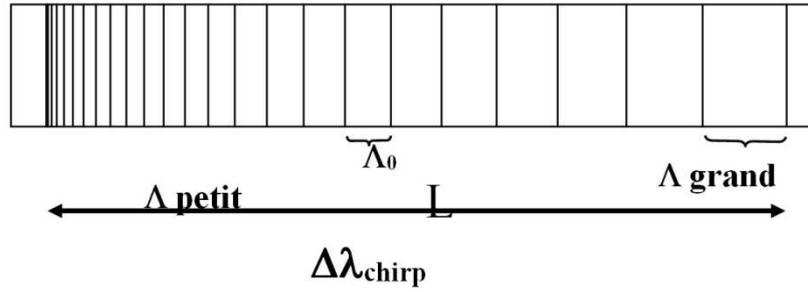


Figure 1-14: Schéma d'un réseau à pas variable

La Figure 1-14 représente schématiquement un réseau de longueur dont le pas augmente linéairement de  $\Lambda_{\text{petit}}$  à  $\Lambda_{\text{grand}}$  d'un bord à l'autre. La variation de longueur d'onde de Bragg  $\Delta\lambda_{\text{chirp}}$  pour les réflexions d'un bord à l'autre du réseau s'écrit :

$$\Delta\lambda_{\text{chirp}} = 2n_{\text{eff}}(\Lambda_{\text{grand}} - \Lambda_{\text{petit}}) \quad (1-17)$$

Le réseau réfléchit donc des radiations de longueur d'onde  $\lambda$  en des points différents selon la valeur de  $\lambda$ .

$$2n\Lambda_{\text{petit}} < \lambda < 2n\Lambda_{\text{grand}} \quad (1-18)$$

Le réseau introduit un retard égal  $\approx \frac{2L}{v_g}$  ( $v_g$  vitesse moyenne de groupe sur la bande spectrale du réseau) entre les radiations réfléchies de longueur d'onde la plus grande et la plus petite. Le retard  $\tau(\lambda)$  pris par une radiation réfléchie dont la longueur d'onde vérifie (1-18) en référence à la radiation de longueur d'onde  $\lambda_{\text{petit}}$  se déduit de (1-19):

$$\tau(\lambda) \approx (\lambda - \lambda_{\text{petit}}) \cdot D \quad D \approx \frac{2n_{\text{eff}}L}{c\Delta\lambda_{\text{chirp}}} \quad (1-19)$$

où  $D$  représente la dispersion de temps de groupe introduite par le réseau.

L'exemple numérique suivant illustre les potentialités des réseaux à pas variables: la dispersion introduite par 200 km de fibre à 1550 nm (dispersion  $\approx 17$  ps/km/nm) peut être compensée sur une bande de 0,2 nm par un réseau de longueur 7,2 cm à pas variable linéairement.

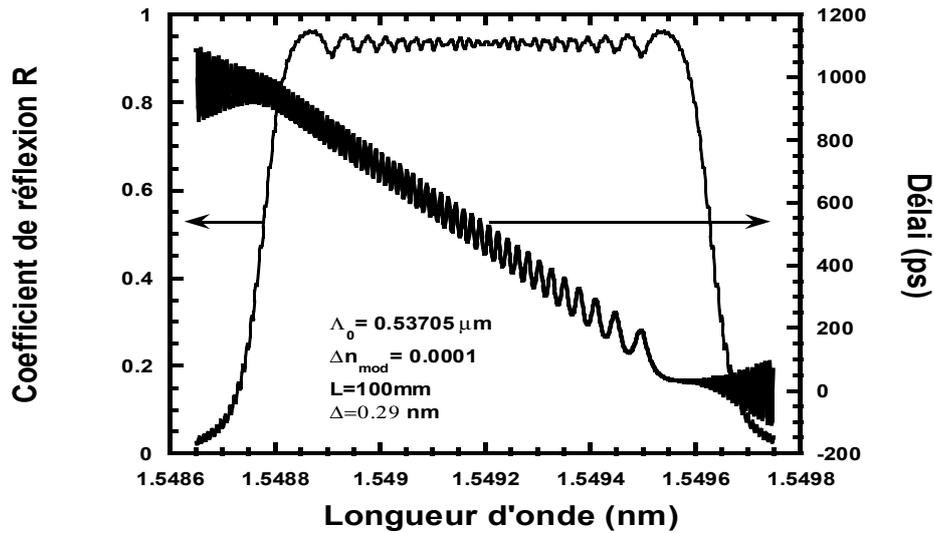


Figure 1-15: Spectre de réflexion et délai calculés d'un réseau à pas variables selon une fonction linéaire de  $z$  :  $\Lambda(z) = \Lambda_0 - \left(\frac{z-L}{L}\right)\Delta$ : Le réseau n'est pas apodisé.

La Figure 1-15 représente le spectre d'un réseau non apodisé à pas variables selon une fonction linéaire de  $z$  ainsi que le délai introduit par ce réseau en fonction de la longueur d'onde. La courbe de délai présente des oscillations de fréquence variable avec la longueur d'onde. L'origine de ces oscillations s'explique par des effets d'interférences entre la radiation (de longueur d'onde  $\lambda$ ) réfléchi au point du réseau de longueur d'onde de Bragg  $\lambda$  et la radiation réfléchi par le bord d'entrée du réseau.. Il s'avère donc indispensable dans les applications de compensation de dispersion d'apodiser le réseau à pas variables.

Un exemple de spectre de réflexion et de délai d'un réseau à pas variables, apodisé par une fonction gaussienne (symétrique par rapport au centre du réseau) est fourni sur la Figure 1-16. Les oscillations visibles sur la Figure 1-15 n'apparaissent plus sur la Figure 1-16.

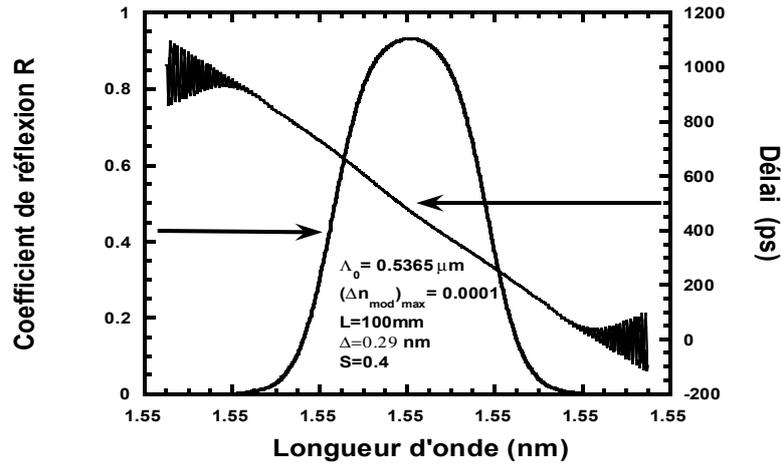


Figure 1-16: Spectre calculé d'un réseau à pas variables de caractéristiques similaires à celles du réseau de la figure (3-21), le réseau est apodisé

$$\Delta n_{mod}(z) = (\Delta n_{mod})_{max} \exp\left(-\ln 2 \left(2 \frac{(z - \frac{L}{2})^2}{SL}\right)\right)$$

## 1.6 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des propriétés des réseaux de Bragg uniformes photoinscrits dans une fibre optique pour réaliser des coupleurs entre modes de la fibre. L'efficacité des couplages entre modes est sélective en longueur d'onde. Cette propriété est exploitée pour réaliser des réflecteurs à réponse spectrale fine ou des filtres de perte. La notion de réseau de Bragg uniforme a été généralisée à des profils d'indice plus complexes permettant d'obtenir des réponses spectrales adaptées à des problèmes concrets : apodisation, compensation de dispersion, réalisation de peigne de fréquences, réalisation de lasers à fibre. Les réseaux peuvent également être inscrits dans des fibres constituant les ports (ou le cœur) de composants tels que coupleur 2x2 ou circulateurs. Il devient alors possible de réaliser des interféromètres à fibre de type Michelson ou Mach-Zehnder, des brasseurs et des multiplexeurs à insertion-extraction. Certains, parmi ces dispositifs sont utilisés dans les réseaux de télécommunication. Ils sont décrits dans le chapitre 4.

## 1.7 Bibliographie

- [1] Kogelnik H & Shank C. Coupled wave theory of distributed feedback lasers. *Journal of applied Physics* (1972) **43**: pp. 2327-2335.
- [2] Yamada M & Sakuda K. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. *Appl. Opt* (1987) **26**: pp. 3474-3478.
- [3] Mizrahi V & Sipe JE. Optical properties of photosensitive fiber phase gratings. *Lightwave Technology, Journal of* (1993) **11**: pp. 1513-1517.
- [4] Marcuse D. Single-channel operation in very long nonlinear fibers with optical amplifiers at zero dispersion. *Lightwave Technology, Journal of* (1991) **9**: pp. 356-361.
- [5] Hewlett S, Love J, Meltz G, Bailey T & Morey W. Cladding-mode coupling characteristics of bragg gratings in depressed-cladding fibre. *electronics Letters* (1995) **31**: pp. 820-822.
- [6] Riant I, Muller C, Lopez T, Croz V & Sansonetti P. New and efficient technique for suppressing the peaks induced by discrete cladding mode coupling in fiber slanted bragg grating spectrum. *Optical Fiber Communication Conference* (2000) : .
- [7] Erdogan T. Fiber grating spectra. *Lightwave Technology, Journal of* (1997) **15**: pp. 1277-1294.
- [8] Laffont G. Thèse université lille 1. (2001)
- [9] Laffont G & Ferdinand P. . *proceedings of the 14 th International Conference o, Optical Fiber Sensors Venise* (2000) : pp. p 216-218.
- [10] Erdogan T & Sipe J. Tilted fiber phase gratings. *JOSA A* (1996) **13**: pp. 296-313.
- [11] Holmes M, Kashyap R, Wyatt R & Smith R. Ultra narrow-band optical fibre sidetap filters. *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on* (1998) 1: pp. 137-138 vol. 1.
- [12] Riant I, Gasca L, Sansonetti P, Bourret G & Chesnoy J. Gain equalisation with optimised slanted bragg grating on adapted fibre for multi-channel long-haul submarine transmission. *Wavelength Division Multiplexing Components* (1999) : .
- [13] Qian J & Chen H. Gain flattening fibre filters using phase-shifted long period fibre gratings. *Electronics Letters* (1998) **34**: pp. 1132-1133.
- [14] Kogelnik H. Filter response of nonuniform almost-periodic structures. *Bell Syst. Tech. J* (1976) **55**: pp. 109-126.

[15] Kashyap R. Fiber bragg gratings. . Academic Pr, 1999.

[16] Ouellette F. Dispersion cancellation using linearly chirped bragg grating filters in optical waveguides. *Optics letters* (1987) **12**: pp. 847-849.

## 2 Chapitre 2: Théorie du vieillissement ou comment prédire la durée de vie de dispositifs

2.1	Introduction.....	35
2.2	Introduction à VAREPA, le cadre de travail développé par Bertrand Poumellec: historique des travaux menés pour modéliser une cinétique de réaction à énergie d'activation distribuée.....	37
2.3	Le cadre de travail VAREPA (VARIABLE REaction PATHway) .....	39
2.3.1	Passage de la théorie portant sur des transformations à l'échelle microscopique, à des grandeurs macroscopiques.....	39
2.3.2	Dans l'approche VAREPA, les hypothèses de départ sont les suivantes :.....	39
2.3.3	Expression du degré d'avancement de la réaction .....	40
2.3.4	La distribution d'énergie E peut avoir des origines très diverses. ....	40
2.3.5	Introduction de la notion d'énergie de démarcation.....	41
2.3.6	Fonctions analytiques usuelles utilisées pour modéliser les courbes maîtresses .....	43
2.3.7	Détermination de la fonction de distribution au moyen des expériences de recuits .....	46
2.4	La méthode de passivation ou de « déverminage ».....	50
2.4.1	Changement d'origine des temps et re-normalisation .....	51
2.5	Amélioration du cadre de travail en corrigeant l'erreur commise en assimilant le degré d'avancement à une commutation de 0 vers 1 quand $E_a$ dépasse la valeur de l'énergie de démarcation.....	54
2.5.1	Introduction.....	54
2.5.2	Approximation de second ordre et sa validité.....	55
2.5.3	Introduction de la notion de distribution expérimentale.....	56
2.5.4	Méthode proposée pour exploiter les données du vieillissement accéléré dans le cadre du modèle corrigé.....	56
2.5.5	Conclusion .....	61
2.6	Vieillessement accéléré des réseaux : discussion sur la validité des prédictions. ....	61
2.6.1	Discussion autour de la validité des hypothèses .....	61
2.6.2	Choix des paramètres du cadre de travail .....	62
2.6.3	Discussion autour des problèmes expérimentaux .....	64
2.7	Conclusions.....	65
2.8	Bibliographie.....	66

## 2.1 Introduction

Le fabricant de réseaux de Bragg doit garantir la stabilité des caractéristiques spectrales de ses composants dans les conditions d'utilisation. Un cahier des charges typique pour les applications télécom consiste à imposer que la réflectivité des réseaux maintenus à une température moyenne de 45°C évolue de moins de 1% pendant 25 ans. De la même manière, dans les systèmes de transmission basés sur le multiplexage en longueur d'onde (WDM en anglais), l'intervalle entre porteuses peut être réduit à 25 GHz, la stabilité de la longueur d'onde de Bragg doit donc être meilleure que 0.1nm pendant la durée d'utilisation du composant.

On pourrait imaginer étudier sans extrapolation le vieillissement en temps réel des composants à l'aide d'une expérience qui reproduit les pires conditions d'utilisation (température, durée d'utilisation...). Cependant, cette approche n'est pas réaliste, étant donné l'importance des durées à étudier. Il a donc été nécessaire de mettre en place des expériences de vieillissement accéléré des réseaux de Bragg.

Curieusement, jusqu'en 1994, les études traitant de la stabilité des réseaux sont restées phénoménologiques. La stabilité de réseaux fabriqués dans diverses conditions était étudiée en fonction du paramètre de fabrication, par exemple la longueur d'onde du laser utilisé pour procéder à l'inscription à l'aide de l'une des deux méthodes de vieillissement accéléré : la méthode isochrone par pas ou la méthode isotherme. La méthode isochrone par pas consiste à élever progressivement la température d'un réseau par paliers de durée fixée. La réflectivité du réseau est mesurée après chaque palier à température ambiante. En général, l'élévation thermique se poursuit jusqu'à destruction complète du réseau. La méthode isotherme consiste à élever la température du réseau à une valeur fixée et à mesurer la réflectivité du réseau de façon répétée au cours de la durée de l'expérience. La méthode de vieillissement accéléré utilisée le plus souvent est la méthode isochrone par pas en raison de sa rapidité (si un seul réseau est détruit) et du fait qu'une gamme étendue de température est explorée.

Les évolutions de la modulation d'indice en fonction du temps et de la température ont tout d'abord été réduites à des ajustement sur des lois analytiques empiriques [1 ; 2]. Ces lois sont par exemple de la forme loi de puissance :

$$1 - at^\alpha \tag{2-1}$$

fonction exponentielle étirée ( $\exp(-at^\alpha)$ ), dérivée de sigmoïde ( $\frac{1}{1+at^\alpha}$ ) ou d'autres [1]. Une extrapolation (à la température d'utilisation du réseau) des lois obtenues à plus haute température permet de prédire l'évolution à long terme de la réflectivité. Des exemples de cette démarche nous sont fournis par T. Erdogan *et al* (1994) puis par S.R. Baker *et al* (1997) et enfin par S. Ishikawa *et al* (1998). Cependant, ces lois peuvent être issues de processus microscopiques très différents et une approche empirique n'a de valeur prédictive qu'à la condition d'être étayée par un **modèle microscopique** qui fixe les conditions de son application.

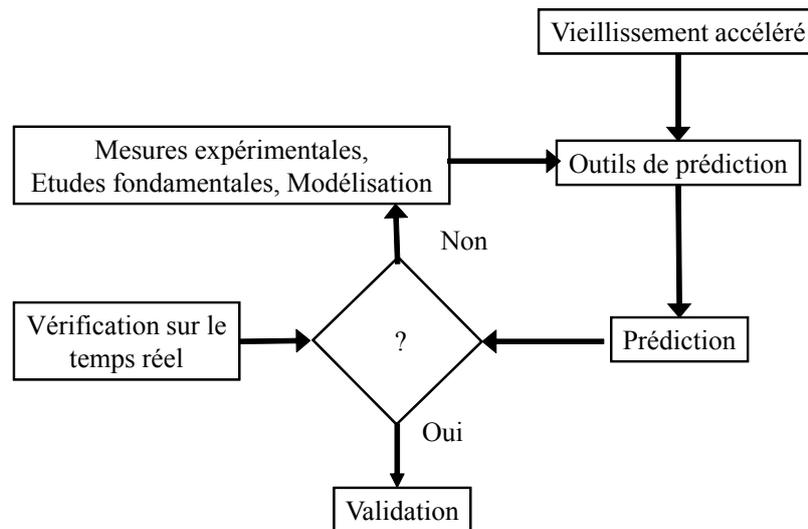
Les chercheurs se sont ainsi proposés de mieux comprendre les interactions des faisceaux lasers avec les verres afin d'être en mesure de prédire la durée de vie de ces composants. Les études fondamentales ont porté sur l'identification des mécanismes microscopiques et macroscopiques à l'origine des variations d'indice de réfraction. A cet effet, différentes hypothèses ont été formulées pour interpréter l'origine de la photosensibilité des verres. La mise à l'épreuve de ces hypothèses a fait l'objet de vérifications expérimentales variées à l'aide de techniques de spectroscopie, de microscopie optique et électronique et d'interférométrie. Ces études fondamentales ont ainsi conduit à l'élaboration de modèles macroscopiques permettant de simuler les dynamiques de croissance des réseaux [2] ou de prédire leur durée de vie [1; 4].

En 1994, T. Erdogan et al. proposent ainsi un modèle qui permet de prédire les variations au cours du temps des changements d'indice photoinduits [3]. Ce modèle permet de rendre compte de certaines lois empiriques utilisées pour représenter les données des expériences de vieillissement accéléré. Il conduit également à une méthode de prédiction de l'évolution des caractéristiques spectrales du réseau à l'aide d'une courbe appelée courbe maîtresse ("Master Curve" selon la terminologie américaine). La méthode de construction de la courbe maîtresse à partir des données d'expériences de vieillissement accéléré est décrite en détails dans ce chapitre. Son utilisation pour déterminer les conditions de recuit nécessaires à la passivation des caractéristiques spectrales des réseaux est illustrée par un exemple présenté dans le chapitre 5.

En 1998, B. Poumellec propose un cadre de travail plus général permettant la description de l'évolution des changements d'indice sous l'effet d'élévation thermique de la fibre (VAREPA, VARIable Reaction PATHway). Cette approche rationalise les différents modèles empiriques (Erdogan, Baker, Ishikawa) permettant de révéler leurs hypothèses sous-jacentes. Elle permet aussi de décrire les cinétiques d'inscription des réseaux et (sous certaines hypothèses) de relier les conditions d'écriture et d'effacement [2]. La suite de cette étude se concentrera sur cette approche phénoménologique (VAREPA) qui est fondée sur l'existence d'une distribution d'énergies d'activation. Cette façon de procéder permet de systématiser les comportements et d'utiliser les résultats pour des prédictions de durée de vie des composants à réseaux.

Le problème des essais accélérés est qu'ils reposent sur un ensemble de données prises sur une période de temps et un domaine de température limités. L'objectif est la prédiction de l'évolution de  $(t, T)$  c'est à dire pour des temps plus longs et à plus basse température que les conditions du vieillissement accéléré, car les processus sont thermiquement activés. Du point de vue fondamental: si le système était complètement connu à partir des mécanismes de base, tout le passé et l'avenir du système serait connu aussi à partir d'un ensemble de paramètres lié à un ensemble restreint de variables. Du point de vue de l'ingénieur: il est agréable d'avoir un cadre, une boîte à outils qui permet l'ajustement des données expérimentales pour prévoir l'évolution du système. *La validité de la boîte à outils ne peut pas être vérifiée, car ce ne sont que des mathématiques et non de la physico-chimie. Enfin, la validité de l'application d'une série d'outils à un problème réel est définie par l'étude fondamentale qui seule*

*garantit un pouvoir de prédiction, mais parfois pas la précision souhaitée alors que les outils mathématiques ont une précision, mais pas de pouvoir de prédiction.*



*Figure 2-1: Processus de choix du modèle prédictif et validation des résultats qui en découlent.*

## **2.2 Introduction à VAREPA, le cadre de travail développé par Bertrand Poumellec: historique des travaux menés pour modéliser une cinétique de réaction à énergie d'activation distribuée.**

Erdogan et al en 1994 [3] proposent une méthode empirique pour décrire la stabilité des réseaux de Bragg qui sont supposés être des systèmes à énergie d'activation distribuée. Cette méthode est basée sur de nombreux travaux précédents. Les premières études dans ce sens sont dues à Kohlrausch en 1847 [4] qui avait étudié la décharge électrique dans une bouteille de Leyde. Il trouva un comportement en exponentielle étirée avec un exposant de 0.43. Plus tard en 1876, Hopkinson proposa une autre fonction de relaxation dans les milieux diélectriques en  $B.t^{-n}$ . En 1893 Wiechert suggère que l'énergie de relaxation dans les solides est distribuée selon une fonction gaussienne. En 1907, Von Schweidler introduit le concept de temps de relaxation. En 1913, Wagner suggère que le temps de relaxation est distribué selon une loi de probabilité gaussienne.

Tous les outils théoriques accumulés ont permis ensuite à Vand [5] de développer deux méthodes expérimentales pour étudier la barrière d'énergie d'activation: la méthode isotherme et la méthode de recuit par *tempering*. Vand a défini une énergie de coupure à partir d'une cinétique de réaction du premier ordre. Il a montré que la fonction de distribution est la dérivée de la quantité physique considérée par rapport à cette énergie de coupure. Il étudie également l'erreur amenée par cette approximation. Ce fut une étape importante dans l'étude des matériaux désordonnés.

En 1955 Primak [6] applique l'approche de Vand aux cinétiques d'ordre plus élevé que un, mais il remarque que les cinétique d'ordre un sont les plus fréquentes dans les solides. En 1960 Primak [7] poursuit l'étude de la méthode isochrone. Il fit de nombreuses expériences dans la silice, en particulier sur les compressions et dilatations induites par irradiation avec des neutrons, des électrons entre 40 et 100 keV, des particules H<sup>+</sup>, D<sup>+</sup>, He<sup>+</sup> d'énergie 140keV et des rayons gamma. Il améliora ainsi l'approche de Vand.

Après cette date plusieurs publications liées aux cinétiques à énergie d'activation distribuée paraissent mais sans en mentionner l'origine. Tiedje et Orenstein (1980) [8] parlent d'une d'énergie de démarcation qui est l'énergie de coupure de Vand. En 1986, Don Monroe et al. [9] utilisent les travaux précédents pour interpréter la décroissance du photo-courant dans l'arséniure de sélénium. En 1991 Miller [10] développa un formalisme prédictif général pour décrire les processus physique activés. Lemaire [11] en 1994, et Erdogan également en 1994 [3] appliquent ce formalisme aux fibres optiques. En 1996, Van den Brink [12] définit le concept de «Master Curve» (pour les francophiles le terme « courbe maîtresse » peut être utilisé) dans les milieux viscoélastiques en utilisant des éléments de Maxwell (exponentielles simples). En 1997 Kannan et al. [13], utilisent le concept de Courbe Maîtresse à des fins de prédictions et d'étude de fiabilité des réseaux de Bragg photoinscrits sous ultra-violets dans les fibres optiques.

En réalité, une approche empirique n'a de valeur prédictive qu'à la condition d'être étayée par un modèle qui fixe les conditions de son application. C'est pourquoi en 1998 Bertrand Poumellec formalise et développe un cadre de travail général: VAREPA justifiant d'utiliser l'approche de la Courbe Maitresse. [2]

## 2.3 Le cadre de travail VAREPA (Variable REaction Pathway)

### 2.3.1 Passage de la théorie portant sur des transformations à l'échelle microscopique, à des grandeurs macroscopiques.

Les variations d'indice (local ou non) sont supposées proportionnelles à des concentrations d'espèces. L'intégration de la contribution de chacune de ses espèces sur l'espace du réseau, donne ensuite accès à l'évolution de grandeurs macroscopiques,  $\Delta n_{\text{mod}}$ ,  $\Delta n_{\text{mean}}$ ,  $R$ ,  $\lambda_B$  provenant de la transformée de Fourier en  $z$  de  $\Delta n(z)$ .

Cette intégration ne peut être faite que si la fonction d'occupation des états microscopiques prend en paramètre un  $E_d$  unique (et une réaction support unique) quelle que soit la dose d'écriture (et donc la position spatiale dans le réseau).

Si la stabilité de dépend pas de la dose d'écriture, tous les coefficients de la transformée de Fourier, et donc les grandeurs macroscopiques qui en découlent, auront la même stabilité que celle d'un point quelconque du réseau.

Si ce cas de figure ne se présente pas, il faut approfondir le problème, définir des courbes maîtresses différentes en chaque point et/ou complexifier les calculs d'intégration sur l'espace du réseau donnant accès aux grandeurs macroscopiques

### 2.3.2 Dans l'approche VAREPA, les hypothèses de départ sont les suivantes :

- La réaction d'effacement de l'indice est simple (une réaction est dominante), de type  $A \leftarrow B$  où  $B$  est une espèce ou une structure locale au sens large.
- La variation d'indice est proportionnelle à la concentration des espèces  $B$ .
- On suppose que la réaction est thermiquement activée, du premier ordre, donc simplement exponentielle, *mais avec une énergie d'activation distribuée*. Ce type de réaction est le plus probable dans les matériaux désordonnés comme les verres.

Les transitions entre l'état  $A$  et l'état  $B$  à l'écriture puis de  $B$  vers  $A$  à l'effacement sont quelconques. La seule hypothèse qui est faite sur le chemin de réaction de  $B$  vers  $A$  est qu'il est à énergie distribuée. La distribution peut porter sur l'état  $A$ , l'énergie barrière entre  $A$  et  $B$ , l'état  $B$ ... La Figure 2-2 donne un exemple particulier de ce que pourrait être un schéma réactionnel avec une transition à énergie distribuée entre deux états  $A$  et  $B$ . Dans cet exemple il existe une barrière d'énergie distribuée entre l'état  $A$  et  $B$ . L'énergie interne du système chimique est tracée selon des coordonnées de la réaction, qui par exemple peuvent être la

séparation Ge-Si. Il y a trois courbes correspondant par énergie croissante au premier état singlet (ODC) au premier état triplet (ODC\* : l'espèce A) et au second état singlet (ODC\*\*). Une absorption se fait de singlet à singlet, une émission (luminescence) se fait de singlet à triplet après transfert non-radiatif d'un singlet excité vers un état triplet.

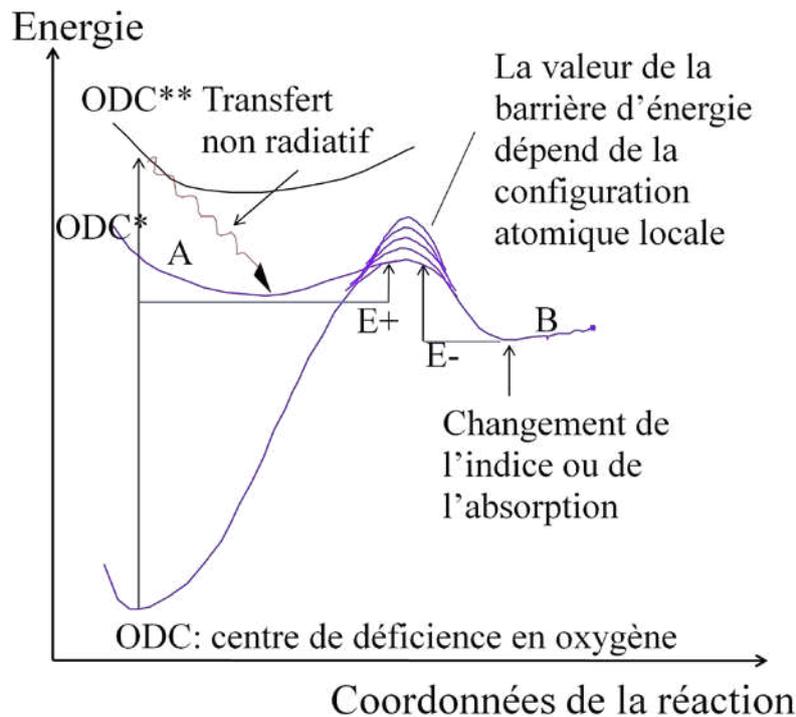


Figure 2-2: Cinétique de formation des réseaux de type I de Various reaction Pathway Model [2]

### 2.3.3 Expression du degré d'avancement de la réaction

On appelle le degré d'avancement de la réaction  $x(E, t, T)_t$ . C'est donc une fonction qui représente la création (ou l'annihilation) des sites, des énergies les plus basses aux énergies les plus élevées. Dans le cadre des hypothèses mentionnées ci-dessus, le degré d'avancement de la réaction s'écrit [2], E étant l'énergie d'activation :

$$x(E, t, T) = \exp(-t \cdot k(E, T)) \quad (2-2)$$

Dans cette expression  $k(E, T) = k_0 \exp(-\frac{E}{k_B T})$  désigne la constante de vitesse de la réaction donnée par la loi d'Arrhenius, et  $k_B$  la constante de Boltzman.

### 2.3.4 La distribution d'énergie E peut avoir des origines très diverses.

Cette distribution peut provenir de la configuration du verre : du fait du désordre structural, l'énergie locale thermodynamique peut être variable. Elle peut provenir du recouvrement, plus ou moins grand, entre sites voisins. C'est le cas par exemple pour le

modèle de "Variable Range Hopping" développé par Killias [14]. Elle peut être sensible à des effets collectifs (transformation de phase). Différents exemples se trouvent dans le livre de Richert [15], Kristensen fournit un autre exemple [16]. La catégorie de distribution retenue ici est celle qui n'est pas affectée par des effets collectifs, autrement dit, l'évolution de la réaction est supposée ne pas modifier pas la distribution d'énergie d'activation  $g(E)$ . Par ailleurs, celle-ci est supposée normalisée:

$$\int_0^{\infty} g(E)dE = 1 \quad (2-3)$$

### 2.3.5 Introduction de la notion d'énergie de démarcation

L'insolation lumineuse produit une certaine quantité d'espèces B qui s'effacent par les chemins d'énergie d'activation E dont la population est  $g(E)$ . Ainsi les sites B ( $\Delta n$  étant proportionnel au nombre d'espèces B) sont supposés peuplés au départ par le mécanisme d'écriture avec une distribution  $B_0(E)$ . Ensuite l'élévation thermique de la fibre est supposée effacer cette espèce de sorte, que le nombre moyen d'occupation  $B(E,t,T)$  d'une énergie E à l'instant t se déduit des relations (2-4) et (2-5) :

$$B(E, t, T) = B_0(E) \exp[-k(E, T)t] \quad (2-4)$$

$$k(E, T) = k_0 \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (2-5)$$

Où  $k(E, T)$  désigne la constante de vitesse de la réaction, et  $k_B$  la constante de Boltzmann. La variation d'indice de réfraction lors de l'effacement est alors calculée par l'intégrale suivante:

$$[B](t, T) = \int_0^{\infty} g(E)x(E, t, T)B_0(E)dE \quad (2-6)$$

Cette intégrale est calculée en observant que la fonction  $x(E, T)_t$  est une fonction très rapidement variable avec E. Quasiment, pour des valeurs de E inférieures à une énergie de commutation  $x(E, T)_t = 0$  la réaction est réalisée, et pour des valeurs de E supérieures à cette énergie de commutation  $x(E, T)_t = 1$  la réaction n'est pas commencée (voir Figure 2-3)).

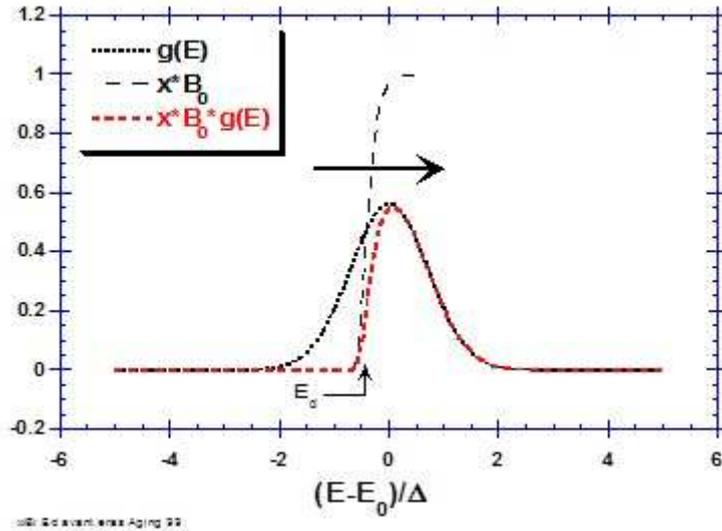


Figure 2-3: Evolution du terme dans l'intégrale (2-6) avec la durée de l'effacement. L'énergie de démarcation  $E_d$  augmente avec cette durée.  $\Delta$  représente la largeur de la distribution

Une énergie de démarcation  $E_d$  peut être définie, pour laquelle la commutation se produit, c'est donc aussi l'abscisse du point d'inflexion de la courbe  $(E, t, T)_t$ , c'est-à-dire l'énergie pour laquelle  $\frac{\partial^2 x}{\partial E^2} = 0$ . Avec cette définition :

$$E_d = k_B T \ln(k_0 t) \quad (2-7)$$

A noter que la relation (2-7) est établie sans formuler d'hypothèses sur la forme de la distribution.

Le calcul de  $[B]$  se simplifie alors en assimilant  $x(E)_t$  à une fonction de Heaviside (fonction "marche").  $[B]$  prend alors l'expression suivante:

$$[B](t, T) = \int_{E_d(T, t)}^{\infty} g(E) B_0(E) dE \quad (2-8)$$

$$\frac{d[B]}{dE_d} = -g(E) B_0(E) \quad (2-9)$$

Dans l'expression ci-dessus la fonction de distribution  $g(E)B_0(E)$  repose sur le processus microscopique de l'écriture: diffusion chimique, désordre structural, diffusion de l'excitation, migration de charges. Au fur et à mesure que le temps progresse, la fonction  $E_d(T, t)$  se déplace vers les hautes énergies, annihilant les populations des espèces dont l'énergie est de plus en plus haute. A remarquer ici que, du fait de la distribution des énergies d'activation, la stabilité augmente avec le temps. En particulier, celle-ci peut être améliorée par un recuit dont le rôle consiste à annihiler les sites d'énergie les moins stables. Ceci n'est pas possible dans les cas où la distribution d'énergie est très étroite. (Plus fréquente dans les cristaux)

### 2.3.6 Fonctions analytiques usuelles utilisées pour modéliser les courbes maîtresses

Petit retour rapide sur les approches empiriques qui ont été utilisées par le passé pour prédire l'évolution de la valeur de la réflectivité d'un réseau dans les conditions de son utilisation. Ces approches se réduisent en fait en un ajustement des évolutions isothermes de la modulation d'indice à différentes températures sur des lois analytiques empiriques. Une extrapolation (à la température d'utilisation du réseau) des lois obtenues à plus haute température permettait de prédire l'évolution à plus long terme de la réflectivité. Cependant derrière les fonctions analytiques utilisées se « cache » en fait des distributions d'énergie d'activation dont une liste non exhaustive est donnée ci-dessous.

Le premier essai dans ce sens a été présenté par T. Erdogan *et al* (1994) pour justifier l'usage de la loi empirique en puissance  $\alpha$ . (loi 2-18) Ces auteurs supposent tout d'abord que l'insolation lumineuse peuple une distribution continue de pièges caractérisée par une densité d'états  $g(E)$ . L'écriture durant un temps  $t$  se traduit par une augmentation homogène de la proportion de pièges occupés pour chaque énergie  $E$ . et donc de la population globale d'espèces ( $\Delta n$  étant proportionnel au nombre d'espèces). Ils supposent ensuite que l'élévation thermique de la fibre dépeuple les pièges de sorte que le nombre moyen d'occupation  $f(E,t)$  d'un piège de profondeur  $E$  à l'instant  $t$  se déduit des relations (2-4) et (2-5):

Les variations d'indice créées en un point d'abscisse  $z$  sur l'axe du réseau, sont supposées uniformes sur la section transverse du cœur de la fibre. La quantité  $NICC(z,t)$  est définie comme le rapport entre la variation d'indice de réfraction rémanente (après une durée  $t$  d'élévation de température à  $T$ , sur la variation initiale d'indice.  $NICC(z,t)$  est supposée proportionnelle au produit  $g(E)*f(E,t)$ .

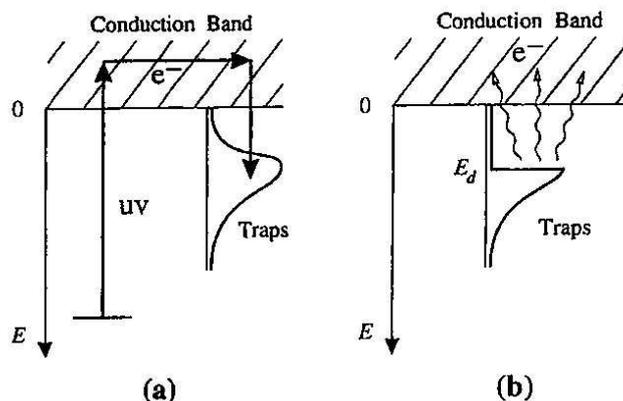


Figure 2-4: Illustration du modèle d'Erdogan

Le cadre de travail VAREPA, permet de montrer que T. Erdogan *et al* (1994) supposent que  $NICC(z,t)$  et  $NICC_{mod}(t)$  sont confondus. La décroissance isotherme de  $NICC_{mod}$  suit la loi en puissance (2-18) à condition que la distribution initiale des pièges  $f_0(E)g(E)$  puisse être représentée par une fonction de largeur  $\approx 3 k_B T_0$  centrée sur l'énergie  $|k_B T_0 \ln(A_0)|$ . Cependant le point sur lequel l'approche d'Erdogan reste limitée est le

peuplement de la distribution d'énergie des pièges. En effet, la Figure 2-4 montre que le modèle suppose un taux de peuplement uniforme indépendamment de l'énergie des pièges. La dépopulation se fait ensuite progressivement des énergies les plus proches de la bande de conduction vers les énergies les plus éloignées. Ce modèle ne permet donc pas d'expliquer l'augmentation de la stabilité constatée lorsque l'amplitude de la modulation d'indice est augmentée (par une isolation plus longue ou plus puissante) dans des fibres germanosilicate non hydrogénées.

La suite de cette section présente les différentes lois usuelles utilisées dans la littérature pour modéliser les courbes maitresses, et quelles sont éventuellement les fonctions de distribution de l'énergie d'activation qui leur correspondent.

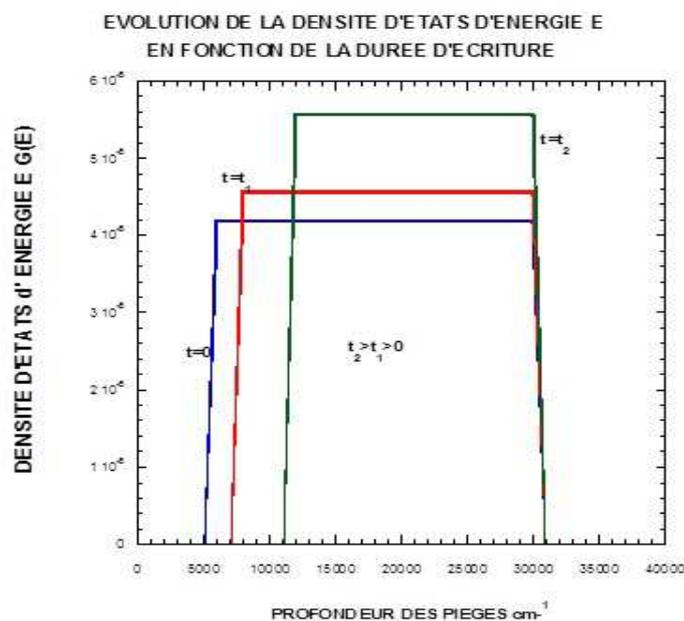


Figure 2-5: Cinétique d'écriture des réseaux de type I dans le cadre du modèle d'Erdogan avec les hypothèses modifiées par Kannan.

**Fonction sigmoïde** : Des dérivées de sigmoïde ont été utilisées dans des articles [18; 19] et dans l'industrie : ATT, Bell labs, Alcatel Lucent. La fonction analytique s'exprime comme :

$$g(E) = \frac{1}{k_B T_0} \frac{\exp\left(\frac{E - E_0}{k_B T_0}\right)}{\left[1 + \exp\left(\frac{E - E_0}{k_B T_0}\right)\right]^2} \quad (2-10)$$

Il sera aisé de vérifier que g est bien la dérivée de la fonction sigmoïde

$$S(E) = \frac{1}{1 + \exp(-\lambda(E - E_0))} \quad (2-11)$$

avec le paramètre  $\lambda = \frac{1}{k_B T_p}$ . Cette distribution  $g$  est une courbe en cloche centrée sur  $E_0$ . La largeur entre les deux points d'inflexion de cette distribution est  $C_s/\lambda$  avec

$$C_s = \ln\left(\frac{2 + \sqrt{3}}{2 - \sqrt{3}}\right) \approx 2.63 \quad (2-12)$$

Erdogan dans un article portant sur des réseaux écrits dans des fibres germanosilicates non hydrogénées présente une loi empirique sous la forme :

$$B_{Erdogan}(t, T) = \frac{1}{1 + A_0 e^{aT} \left(\frac{t}{t_1}\right)^{\frac{T}{T_0}}} \quad (2-13)$$

$T_0$ ,  $A_0$  et  $a$  sont déterminés par ajustement des décroissances isothermes sur la loi (2-13) et dépendent du type de fibre et des conditions d'inscription.  $A$  et  $a$  dépendent du type de fibre et des conditions d'inscription.

La loi empirique d'ajustement présenté par Erdogan et al en 1994 est en fait un cas particulier de fonction de distribution ayant la forme d'une dérivée de sigmoïde : En effet l'expression (2-10) est bien retrouvée, si dans l'expression (2-13) les constantes sont ré exprimées par

$$t_1 = \frac{e^{aT_0}}{k_0} \quad \text{et} \quad A_0 = e^{-\frac{E_0}{k_B T_0}} \quad (\text{le paramètre } a \text{ restant libre})$$

**Intégrale de Gaussienne :** La première fonction analytique que l'on pense à utiliser Pour modéliser une distribution la première fonction analytique essayée est généralement la fonction de Gauss. Elle conduit à des évolutions de la modulation d'indice en

$$B(t, T) = \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{k_B T \ln(k_0 t) - E_0}{\Delta}\right)}{2} \quad (2-14)$$

**Distributions de Poisson :** Des distributions de Poisson ont été utilisés par Sumitomo. Elles fournissent un comportement en  $B(t, T) = a(k_0 t)^{\frac{k_B T}{\Delta}}$  ; 3[1].

**Intégrales de distributions en créneaux :** Des distributions en créneaux ont été utilisées dans le domaine fondamental [17] et par Alcatel, elles conduisent à des évolutions de la modulation d'indice en

$$B(t, T) = \frac{E_{max} - k_B T \ln(k_0 t)}{\Delta} \quad (2-15)$$

**Puissance  $\alpha$**  : Une des lois empiriques classiques est celle en puissance  $\alpha$  de [18]  
 $B_{Ishikawa} = At^{-Kexp(\frac{-E}{T})}$  A, K et E sont déterminés par ajustement des décroissances isothermes sur la loi. Cette loi s'applique aux fibres germanosilicates hydrogénées, (conditions d'inscription non précisées). Cependant dans ce cas, il n'y a pas de distribution découlant de cette loi.

### 2.3.7 Détermination de la fonction de distribution au moyen des expériences de recuits

Les expériences de recuit (dont le protocole détaillé est décrit dans le chapitre 4) permettent, au moins en principe, de déterminer la fonction de distribution. En effet, la relation (2-9) montre que la fonction  $g(E)B_0(E)$  est accessible par la dérivée de la quantité [B] par rapport à  $E_d$ . Rappelons, par ailleurs, que [B] est proportionnel au changement d'indice de réfraction  $\Delta n$  photoinduit par l'insolation.

Les variations d'indice créées en un point d'abscisse  $z$  sur l'axe du réseau, sont supposées homogènes sur la section transverse du cœur de la fibre. On définit la quantité  $\Delta n_{mod\_normalisé}(t,T)$  comme le rapport entre la variation d'indice de réfraction rémanente  $\Delta n_{mod}(t,T)$  (après une durée  $t$  d'élévation de température à  $T$ ) sur la variation initiale d'indice.  $\Delta n_{mod}(t,T)$  est supposée proportionnelle au produit

$B(E, t, T) = g(E) * B_0(E)x(E, t, T)$ . La méthode consiste à confondre  $NICC_{mod}$  avec  $\Delta n_{mod\_normalisé}(t,T)$ . Les variables  $t$  et  $T$  intervenant dans la fonction  $\Delta n_{mod\_normalisé}(t,T)$  ne sont pas indépendantes. Cependant, si la largeur de la distribution est significativement supérieure à  $k_B T$ ,  $\Delta n_{mod\_normalisé}(t,T)$  ne dépend en fait que de l'énergie de démarcation  $E_d$  et finalement  $NICC(t, T) = NICC(z, E_d)$ .

Des mesures de  $\Delta n$  en fonction de  $t$  et  $T$  doivent être ensuite réalisées, ce qui signifie des mesures après des recuits isochrones ou isothermes, mais en veillant à ce que les mesures de  $\Delta n$  soient effectuées à la même température. Dans le cas contraire, les résultats sont entachés par des effets réversibles photo-thermiques [19]. Ce point est discuté dans le chapitre 3.

Du fait de l'équivalence, entre  $T$  et  $\ln(t)$  dans l'expression de l'énergie de démarcation (2-7) et de ce que l'expression générale de  $\Delta n$  (2-8) ne dépend que de  $E_d$ , toutes les courbes isothermes ou isochrones tracées en fonction de l'énergie de démarcation doivent se superposer pour une valeur unique de  $k_0$ . La valeur de  $k_0$  est déterminée par une méthode de moindres carrés qui permet d'optimiser le regroupement des courbes en une seule. La courbe obtenue est appelée Courbe Maîtresse, et c'est à partir de celle-ci que la fonction de distribution peut être déterminée à l'aide de (2-9). La Courbe Maîtresse peut également être utilisée pour prédire la durée de vie des réseaux ou pour déterminer les conditions de recuit. Cette application est discutée dans le chapitre 4. Des exemples de construction de Courbes Maîtresses à partir de courbes de décroissance isochrone ou isotherme sont donnés respectivement sur les Figure 2-6 et Figure 2-7.

Sur la Figure 2-6 les évolutions isochrones de réseaux écrits dans une fibre germanosilicate codopée par du bore et de l'étain sont représentées en fonction de la température des recuits ou en fonction de l'énergie de démarcation. Les réseaux ont été inscrits par insolation avec un laser continu (244 nm) possédant une densité de puissance de  $6,5 \text{ W/cm}^2$ . Différentes durées de recuit ont été appliquées : 12s; 60s; 5 min, 30 min, 24h. Deux méthodes de destruction isochrone ont été comparées: la méthode rigoureuse dans laquelle un réseau différent est utilisé pour chaque pas d'élévation thermique Figure 2-6b et la méthode par pas, dans laquelle la température du même réseau (Figure 2-6a) est progressivement élevée par pas de durée fixée jusqu'à l'effacement complet du spectre. Dans le cas de cette étude, les deux méthodes conduisent à des résultats similaires. La Figure 2-6c représente la Courbe Maîtresse obtenue avec  $k_0 = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ jours}^{-1}$ . Cette courbe optimise le regroupement de toutes les données des courbes représentées sur les Figure 2-6a et Figure 2-6b.

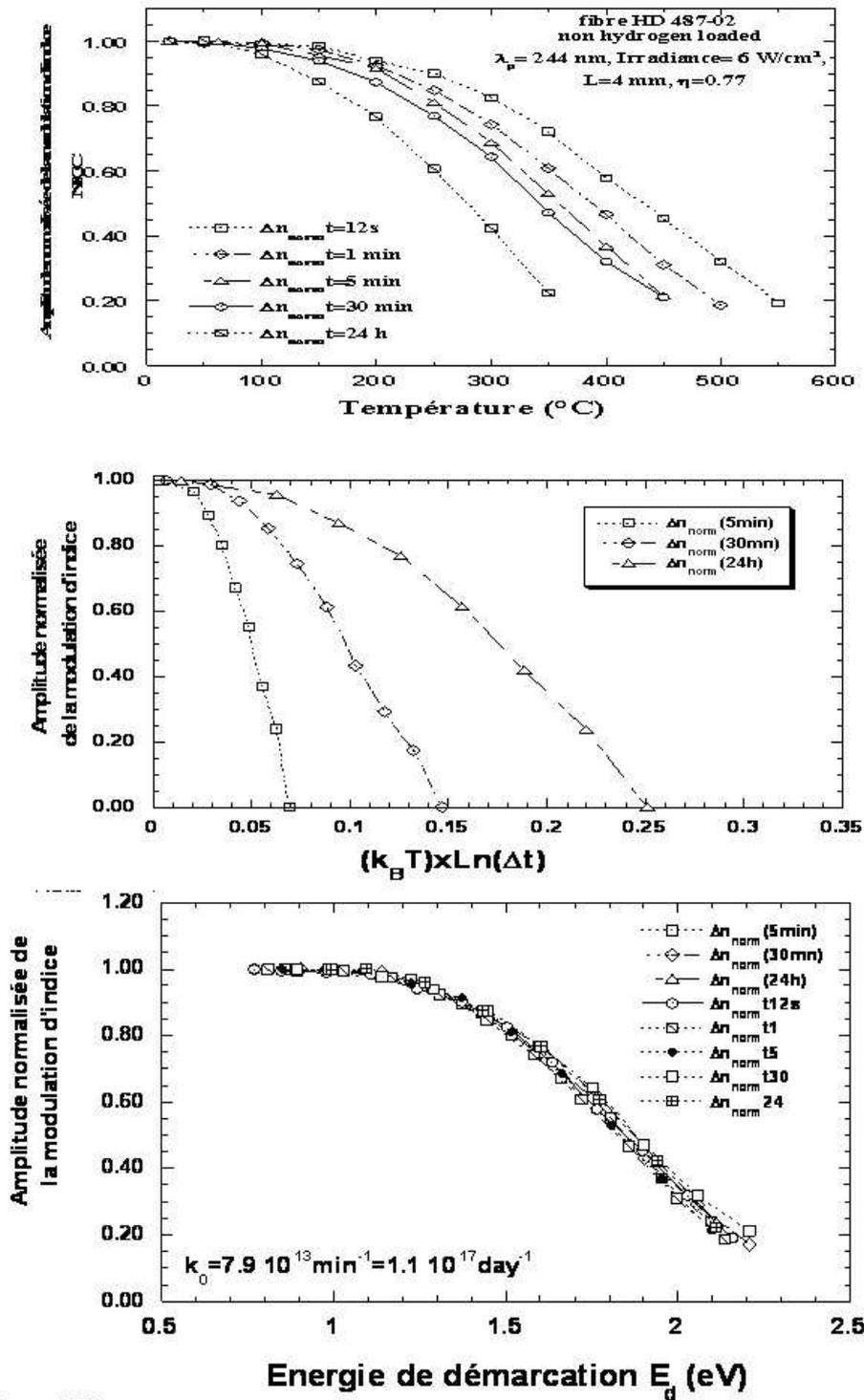


Figure 2-6: (a) recuits isochrones réalisés avec un réseau par courbe, (b) recuits isochrones réalisés avec un réseau par point de mesure, (c) tracé de la Courbe Maître en considérant un  $k_0$  de  $1,1 \cdot 10^{17} \text{ jours}^{-1}$

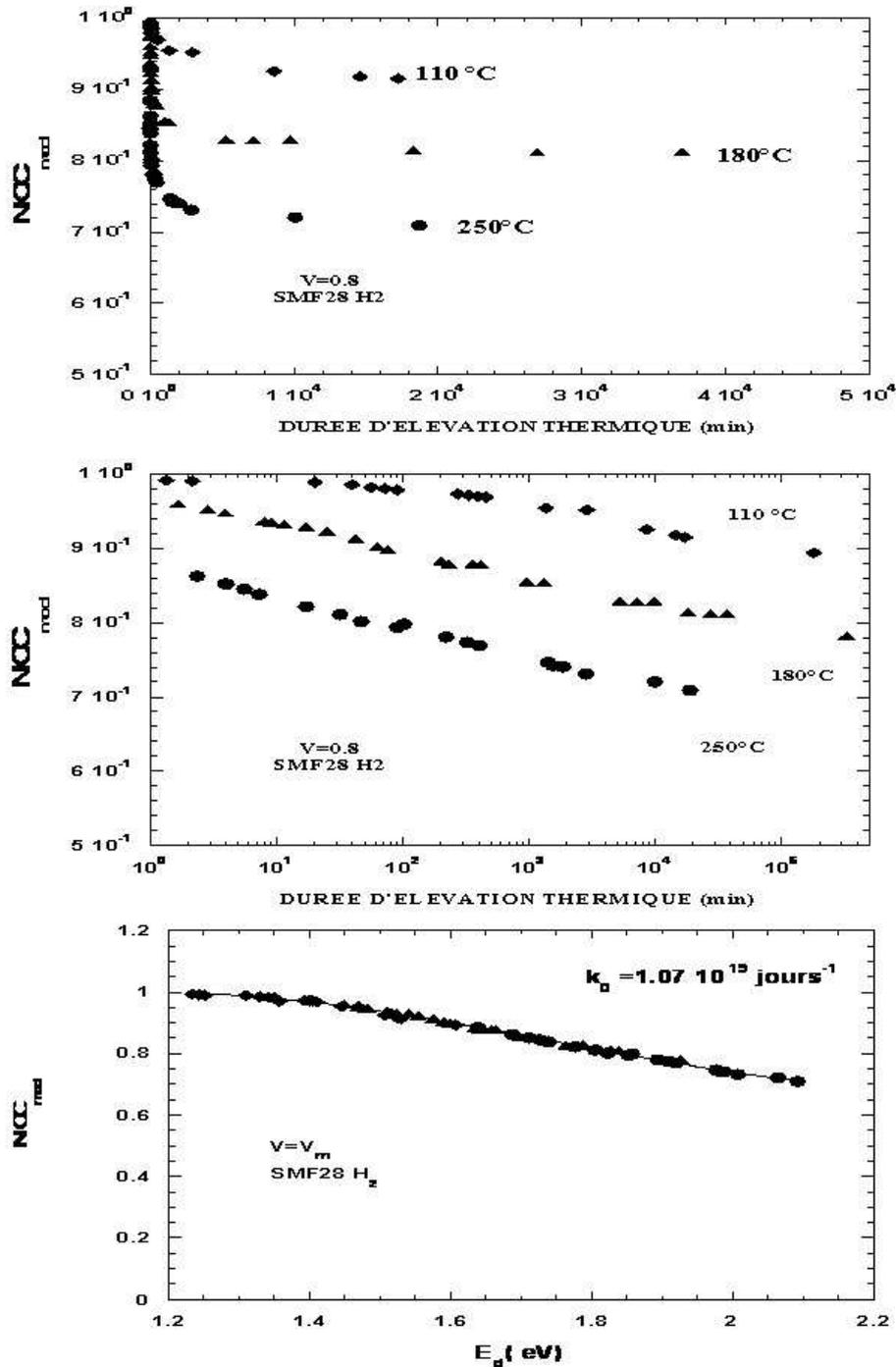


Figure 2-7: (a) décroissance isotherme de la modulation normalisée en fonction de la durée du recuit à 3 températures (110 °C, 180 °C, 250 °C); (b) représentation de (a) en échelle semi-log ; (c) Courbe Maître obtenue en optimisant le regroupement des courbes ( $k_0 = 1,07 \cdot 10^{19} \text{ jours}^{-1}$ )

Les Figure 2-7 fournissent un exemple de construction de Courbe Maître à partir de données de décroissance isotherme.

Finalement, les fonctions utilisées pour représenter les distributions d'énergie d'activation des réseaux de type I inscrits dans les fibres optiques sont soit des distributions en créneaux [17] (cas des décroissances représentées sur les Figure 2-7) qui conduisent à des

évolutions de la modulation d'indice en  $TxLn(at)$  [17], soit des dérivées de sigmoïde (cas des décroissances représentées sur les figures (2-6)) [19; 20] qui conduisent à des évolutions en  $\frac{1}{1+at^\alpha}$ , soit des distributions de Poisson qui fournissent un comportement en  $ena + bt^{-\frac{T}{T_2}}$  [1]. La forme de ces courbes repose sur le processus microscopique sous-jacent : diffusion chimique, désordre structural, diffusion de l'excitation, migration de charges.

Les fonctions ci-dessus correspondent à des distributions de type  $g(E)$  non tronquées. La distribution  $B_0(E)$  qui coupe  $g(E)$  à haute énergie peut donner des distributions qui dépendent du processus d'écriture. Dans ce cas, les stabilités des réseaux dépendent des conditions d'insolation. Le comportement temporel lors du vieillissement est alors modifié, un exemple est décrit dans [2]. Les difficultés qui résultent de cette situation sont explicitées dans la section 2.6 du présent chapitre.

La « courbe maîtresse » présente deux utilités:

1) elle permet de déterminer la distribution initiale des pièges. Et finalement, connaissant le comportement de notre système à n'importe quelle température, il est possible de prédire sa durée de vie dans des conditions fixées de fonctionnement. S'il s'avère que le changement d'indice décroît trop par rapport aux spécifications, il est possible de déterminer les conditions de recuit pour le stabiliser, une procédure de détermination des paramètres de recuit est décrite dans la section qui suit (section 2.5).

2) elle permet de définir les conditions de passivation des réseaux [20]. La passivation des réseaux repose sur l'observation et le principe suivants : la décroissance au cours du temps de la réflectivité des réseaux est en général rapide au début des expériences de vieillissement isotherme, puis se ralentit pour devenir plus difficilement perceptible au bout d'un temps  $t_1$  en général assez long. Le concepteur de réseaux n'a bien sûr pas le temps d'attendre que ce régime d'évolution lente ( $t > t_1$ ) à la température de fonctionnement  $T_u$  soit atteint. Il suppose donc la validité des relations (2-7) (2-8) pour atteindre plus rapidement ce point de fonctionnement en élevant la température du réseau à  $T_r$  pendant une durée  $t_r$  telle que la relation (2-16) soit vérifiée.

$$T_u \ln(k_0 t_1) = T_r \ln(k_0 t_r) \quad (2-16)$$

## 2.4 La méthode de passivation ou de « déverminage »

Le fabricant de réseaux de Bragg doit garantir la stabilité des caractéristiques spectrales de ses composants dans les conditions d'utilisation. Un cahier des charges typique pour les applications télécom consiste à imposer que les caractéristiques spectrales des réseaux maintenus à une température moyenne de 45°C évoluent de moins de 1% pendant 25 ans. Nous présentons le principe utilisé pour réaliser la passivation des composants (déverminage). Le 'déverminage' d'un composant à réseaux photoinscrits consiste donc à lui faire subir un chauffage à une température  $T_2$  ( $T_2 > T_1$ ) pendant un temps  $t_2 < t_1$  afin de garantir sa stabilité (à 1% près) à la température  $T_1$  pendant sa durée d'utilisation  $t_1$ . Ce

‘déverminage’ permet l’élimination des espèces chimiques d’énergies photo-induites contribuant à la variation d’indice de réfraction, pour lesquelles les énergies d’activation sont inférieures à une quantité  $E_d = k_B T_2 \ln(k_0 t_2)$ . Le principe de la méthode de passivation de la réflectivité d’un réseau est illustré sur les Figure 2-8.

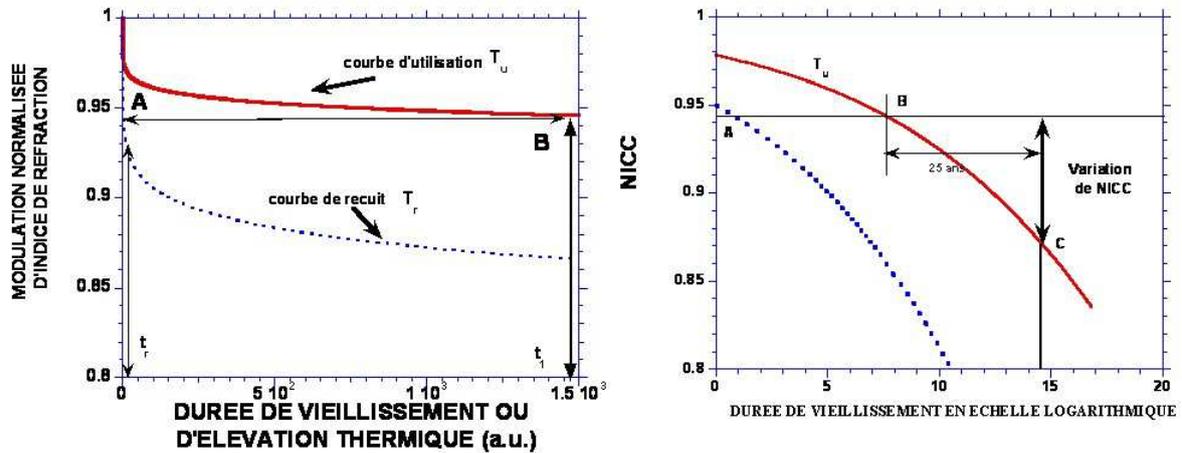


Figure 2-8: Illustration du principe de la méthode de passivation, -a- échelle de durée linéaire, -b- échelle de durée logarithmique. Les points A et B sont équivalents. La position du point B est déterminée de façon à ce que la variation de NICC sur une durée de 25 ans au-delà du point B (point C sur la Figure 2-8b) soit conforme au cahier des charges. N.B. : B existe grâce à la distribution des énergies d’activation.

On suppose que le cahier des charges est le suivant : le réseau doit fonctionner pendant une durée  $\Delta t$  à une température  $T_u$  avec une diminution de NICC inférieure ou égale à  $\Delta NICC$  (typiquement 10%). La courbe en traits pleins sur la figure 1 représente la décroissance isotherme de NICC à la température  $T_u$ . Après une durée  $t_1$ , à  $T_u$ , l’état du réseau est défini par le point B. Au début du vieillissement du réseau, NICC diminue rapidement. La position de B est calculée de la façon suivante: pendant la durée  $\Delta t = t_2 - t_1$ , le facteur NICC du réseau diminue de  $\Delta NICC$  (évolution lente du facteur NICC comme le montre la Figure 2-8 pour laquelle l’échelle des temps est représentée en échelle logarithmique) pour arriver à l’état défini par le point C. Avec les conditions fixées par le cahier des charges, le réseau est passivé lorsque son état se situe en B. La durée  $t_1$  peut se révéler longue. Cependant, le processus de passivation peut être accéléré en plaçant le réseau sur une isotherme à une température  $T_r > T_u$  pendant une durée  $t_r$  ( $t_r \ll t_1$ ) définie par la relation (2-16): L’état du réseau, défini par le point A, est équivalent au point B. La position du point B (c’est à dire  $t_1$ ) est recherchée sur la courbe maîtresse par une méthode d’essais successifs si on ne dispose pas d’expression analytique. La durée  $t_r$  de passivation à  $T_r$  se déduit de (2-16).

#### 2.4.1 Changement d’origine des temps et re-normalisation

Pour comparer des données expérimentales sur des réseaux déverminés à une prédiction de durée de vie théorique faite à partir de réseaux non déverminés on re-normalise l'ordonnée de la courbe de maîtresse par la valeur de l'ordonnée au point atteint pas le déverminage. Ensuite l'origine des temps est changée, le temps  $t_1$  est pris comme origine des temps,  $t_1$  étant déterminé par la formule (2-21).

On appellera cette nouvelle base de temps  $t_r$  (r comme recuit) à la température  $T_u$  et l'ancienne base de temps  $t_i$  (temps initial).

On appelle

- $E_{di}$  l'énergie de démarcation dans la base de temps  $t_i$  ainsi définie  

$$E_{di} = k_B T \ln(k_0 t_i)$$
- $E_{dr}$  est l'énergie de démarcation dans la base de temps  $t_r$  ainsi définie  

$$E_{dr} = k_B T \ln(k_0 t_r)$$

Si le déverminage atteint une valeur d'énergie de démarcation égale à  $E_{dd}$  qui est toujours exprimée dans la base initiale, on peut ré-exprimer  $E_{dr}$  de la base de temps des recuits dans la base d'origine.

$$E_{dd} = k_B T \ln(k_0 t_1)$$

$$E_{di} = k_B T \ln(k_0 t_i)$$

$$E_{dr} = k_B T \ln(k_0 t_r)$$

$$t_r = t_i - t_1$$

$$E_{dr} = E_{di} + k_B T \ln\left(1 - \exp\left(\frac{E_{dd} - E_{di}}{k_B t}\right)\right) \quad (2-17)$$

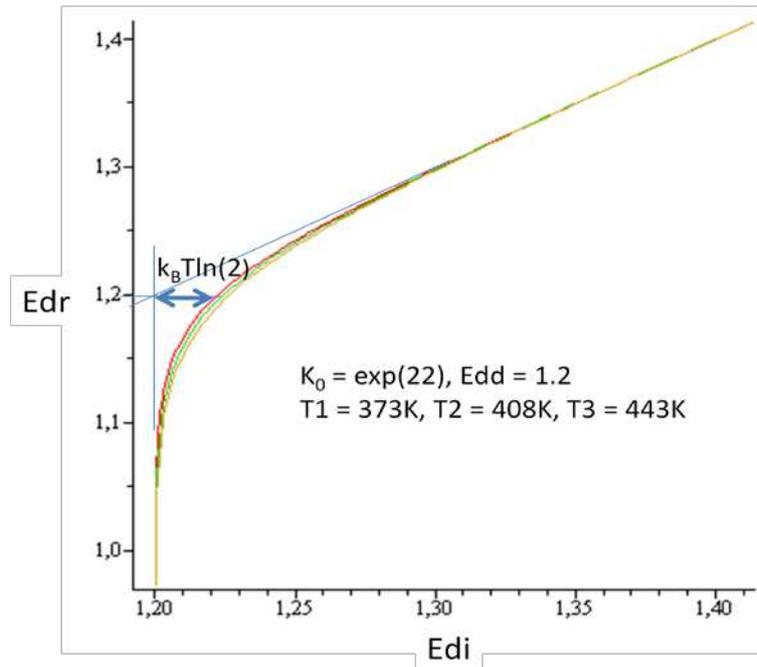


Figure 2-9: Tracé de  $E_{dr}$  en fonction de  $E_{di}$  pour un exemple de trois températures usuelles et un set de paramètres usuels

Lorsque les courbes maîtresses sont comparées après déverminage dans les deux bases de temps, il n'y a que peu de changement pour  $t_i \ll t_1$  et  $t_i \gg t_1$  mais pas pour  $t_i = t_1$ . Remarque : le décalage temporel introduit un adoucissement du genou quasi-indépendant de la température (il existe une dépendance résiduelle très faible avec la température qui peut être négligée dans les applications numériques usuelles). La décroissance induite au niveau du genou est de 1.2%

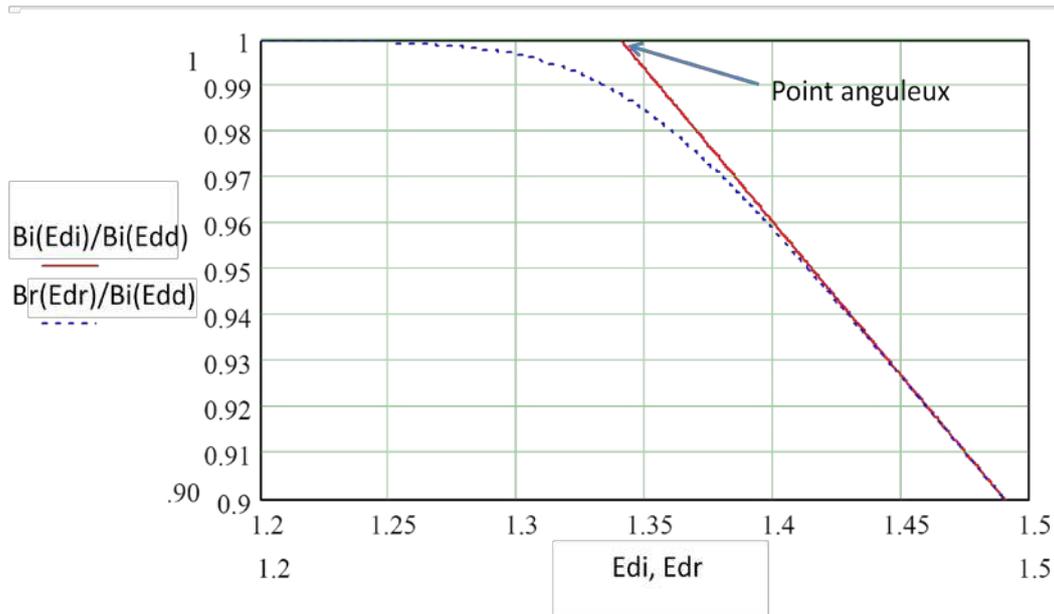


Figure 2-10: Tracé de  $\frac{B(E_{di})}{B(E_{dd})}$  et  $\frac{B(E_{dr})}{B(E_{dd})}$  pour  $E_{dd} = 1.34$ . Le changement d'origine produit un adoucissement du point anguleux.

## 2.5 Amélioration du cadre de travail en corrigeant l'erreur commise en assimilant le degré d'avancement à une commutation de 0 vers 1 quand $E_a$ dépasse la valeur de l'énergie de démarcation

### 2.5.1 Introduction

Remarque : pour  $t = 0$ ,  $E_d = -\infty$ . L'énergie d'activation est cependant toujours considérée positive, car  $E_d = 0$  pour des valeurs de temps faibles. i.e.  $t = \frac{1}{k_0}$  qui peut être pris comme le début du vieillissement.

Grace à l'étude de la fonction  $x$ , et en supposant que  $\left| \frac{\partial g}{\partial E_a} \right| \ll \left| \frac{\partial x}{\partial E_a} \right|_{t,T}$   $B(t, T)$  peut être approché par  $b(t, T) = B_0 \int_{E_d}^{+\infty} g(E_a) dE_a$ . Dans cette approximation,  $b$  ne dépend que de la seule variable  $E_d$  en reliant les variables  $t$  et  $T$  en une seule. En fait, toute l'approche de la méthode d'analyse par la Courbe Maître est basée sur ce regroupement de variables et donc sur cette approximation.

Cependant, cette approximation n'est valable que si pour toute valeur de  $E_a$  :  $\left| \frac{\partial g}{\partial E_a} \right| \ll \left| \frac{\partial x}{\partial E_a} \right|_{t,T}$  est vérifiée. Par exemple, elle n'est plus valable quand l'énergie d'activation n'est pas distribuée (la distribution de l'énergie d'activation étant l'hypothèse la plus importante du modèle VAREPA) i.e. quand il n'y a qu'un seul chemin de réaction. Dans ce cas  $g(E_a)$  est une distribution de Dirac:  $g(E_a) = \delta(E_a - E_0)$ .

L'erreur commise par cette approximation peut fausser les résultats dans des cas classiques d'utilisation de la courbe maîtresse : par exemple quand  $g(E_a)$  est une fonction porte: i.e.  $g(E_a) = cst$  sur un intervalle borné et  $g(E_a) = 0$  sinon. (Cas des fibres dopées Ge et chargées en  $H_2$ ). Dans ce cas  $\left| \frac{\partial g}{\partial E_a} \right| \ll \left| \frac{\partial x}{\partial E_a} \right|_{t,T}$  n'est plus vraie sur les bords de la fonction, ou même au niveau de la troncature de toute distribution qui aurait été tronquée par un déverminage.

Bertrand Poumellec a évalué l'erreur commise par l'approximation et proposé une méthode pour la corriger, afin de continuer à utiliser le formalisme de la Courbe Maîtresse dans les cas présentés ci-dessus. Par exemple, dans le cas de la distribution des énergies d'activation en fonction porte, l'erreur peut être calculée :  $\frac{B-b}{B_0} = -\gamma g k_B T$  qui est dépendante de la température.

## 2.5.2 Approximation de second ordre et sa validité

Soit  $I = \frac{B(E_d, T) - b(E_d)}{B_0}$ . Alors  $I = \int_0^\infty g(E) \eta(E_d, T, E) dE - \int_{E_d}^\infty g(E) dE$  . Donc

$$I = \int_{E_d}^\infty g(E) [\eta(E_d, T, E) - 1] dE + \int_0^{E_d} g(E) \eta(E_d, T, E) dE \quad (2-18)$$

Ici, les intégrandes sont supposés très près de  $E_d$  et donc une approximation de second ordre est possible.

I devient  $I = -g(E_d) k_B T \gamma - g(E_d) k_B T E_1(u_0)$  avec  $u_0 = \exp\left(\frac{E_d}{k_B T}\right)$  et  $E_1$  désigne la première intégrale d'Euler,  $E_1(u_0) = -\gamma - \ln(u_0) - \sum_{n=1}^\infty \frac{(-1)^n u_0^n}{n.n!}$  où  $\gamma$  désigne la constante d'Euler  $\approx 0.577$ .

Il s'agit de montrer que le 2<sup>ème</sup> terme est très petit par rapport au 1<sup>er</sup> terme, c'est-à-dire que le rapport  $\frac{E_1(u_0)}{\gamma}$  est très petit. Quand cette hypothèse est vérifiée, il apparaît finalement que  $\frac{B-b}{B_0} = -\gamma g k_B T$

### 2.5.3 Introduction de la notion de distribution expérimentale.

$B(E_d, T)$  est en fait le produit de convolution de  $g(E^*)$  par  $x^*(E^*, T)$  avec  $E^*$  variable symbolique vérifiant les hypothèses  $g(E^*) = 0$  pour  $E^* < 2k_B T$ .

Car on a :

$$B(t, T) = B(E_d, T) = B_0 \int_0^\infty g(E) x(t, T, E) dE = B_0 \int_0^\infty g(E) x^*(E_d - E, T) dE \quad (2-19)$$

Si  $g(E)$  est la distribution physique qui induit  $B(E_d, T)$  après intégration exacte,

$g^*(E, T) = -(g * \frac{\partial x}{\partial E^*})$  est une distribution correcte qui permet d'utiliser l'approximation de l'énergie de démarcation. Connaissant  $g^*(E, T)$ , une expression analytique de  $B$  appelée  $\tilde{B}$  peut être calculée par cette formule :  $\tilde{B}(E_d, T) = \int_{E_d}^\infty g(E) dE$

Ces calculs permettent d'aboutir à la conclusion suivante : l'utilisation de  $g^*(E, T)$  étend la validité de la méthode de démarcation d'énergie à n'importe quelle distribution, pourvu que  $E$  ne s'approche pas trop de 0 à moins de  $2k_B T$ . On note cependant l'introduction d'une dépendance en  $T$ .

### 2.5.4 Méthode proposée pour exploiter les données du vieillissement accéléré dans le cadre du modèle corrigé.

**En fonction des données deux voies sont possibles**

- **La voie analytique**

- (1) Utilisation de l'approximation de l'énergie de démarcation à la donnée expérimentale  $B(E_d, T)$ . Une courbe maîtresse avec une dépendance résiduelle en  $T$  est obtenue, puis la distribution expérimentale  $g^*(E, T)$  en est déduite.
- (2) Une distribution physique  $g(E)$  peut être déduite par dé-convolution de :  $g^*(E, T) = -(g * \frac{\partial x}{\partial E^*})(E, T)$  et ajustement la donnée expérimentale  $B(E_d, T)$  avec  $\tilde{B}(E_d, T)$  fournit par l'intégration analytique de  $g^*$

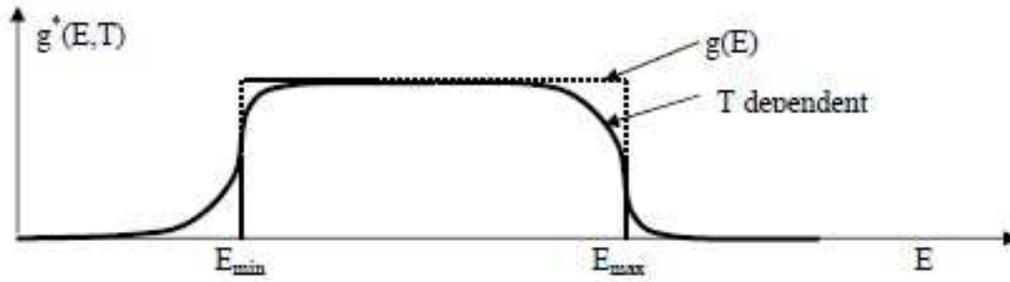


Figure 2-11: Distribution expérimentale  $g^*(E, T)$  résultant de la convolution de la fonction porte:  $g(E)$ . La dissymétrie aux bords peut être remarquée.

### - La voie numérique

La voie numérique consiste à prendre la donnée expérimentale  $B(E_d, T)$  et l'exploiter directement pour faire les prédictions de durée de vie. Dans le cas de réseaux déterminés la courbe maîtresse serait re-normalisée puis l'origine des temps serait changée et enfin l'adoucissement dû à la température de recuit est réintroduit

### Exemple de procédure de calcul dans le cas de la distribution porte

Dans [17], il a été montré qu'une distribution porte pouvait être utilisée pour modéliser la fonction de distribution. La fonction porte s'exprime comme :

$$g(E) = \begin{cases} 0 & \text{for } E < E_{\min} \\ \frac{1}{E_{\max} - E_{\min}} & \text{for } E_{\min} < E < E_{\max} \\ 0 & \text{for } E_{\max} < E \end{cases}$$

- calcul de la distribution expérimentale  $g^*$
- calcul de  $\tilde{B}(E_d, T)$

$$\frac{\tilde{B}(E_d, T)}{B_0} = 1 + \frac{k_B T}{E_{\max} - E_{\min}} \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{(-1)^n}{E^n} \exp\left(\frac{nE_d}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(-\frac{nE_{\min}}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{nE_{\max}}{k_B T}\right) \right] \quad (2-20)$$

Dans le cas de l'utilisation de la distribution porte ou d'une distribution ayant une coupure en  $E_{\min}$ , au voisinage de  $E_{\min}$ ,  $\delta E$  est ainsi défini :

$$E_d = E_{\min} + \delta E$$

A condition que  $\frac{E_{max}-E_{min}}{k_B T} \gg 1$ , la formule (2-20) devient

$$\frac{\tilde{B}(E_d, T)}{B_0} \cong 1 + \frac{k_B T}{E_{max} - E_{min}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n \cdot n!} \exp\left(\frac{n \delta E}{k_B T}\right) \quad (2-21)$$

ce qui s'écrit

$$\frac{\tilde{B}(E_d, T)}{B_0} - \frac{E_{max} - E_d}{E_{max} - E_{min}} = - \frac{k_B T}{E_{max} - E_{min}} \left( \gamma + E_1 \left( \exp\left(\frac{\delta E}{k_B T}\right) \right) \right) \quad (2-22)$$

où  $E_1$  désigne l'intégrale d'Euler.

L'expression (2-22) est étudiée et approchée en fonction de différentes valeurs de  $\delta E$  :

- Quand  $\delta E < -4k_B T$ ,  $\frac{\tilde{B}}{B_0} \cong 1$
  - Quand  $\delta E = 0$ ,  $\frac{\tilde{B}}{B_0} \cong 1 - \frac{k_B T}{E_{max} - E_{min}} 0.804$
- Si  $\delta E > 3k_B T$   $\frac{\tilde{B}(E_d, T)}{B_0} \cong \frac{E_{max} - E_d}{E_{max} - E_{min}} - \frac{k_B T \gamma}{E_{max} - E_{min}}$

$\frac{\tilde{B}(E_d, T)}{B_0}$  est donc dépendant de la température (sauf quand  $\delta E \rightarrow -\infty$ ), à  $E_d$  fixé  $\frac{\tilde{B}}{B_0}$  décroît quand la température augmente.

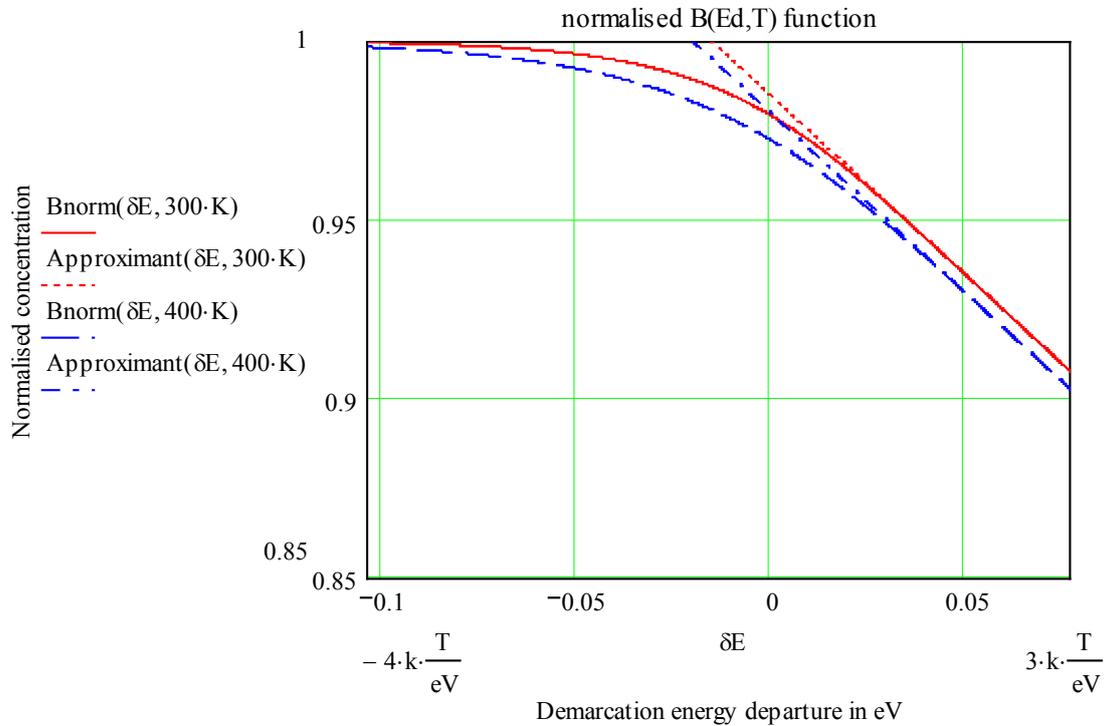


Figure 2-12: Tracé de  $\tilde{B}(E_d, T)/B_0$  appelé ici  $B_{norm}$  et trace de  $\frac{b(E_d)}{B_0} - \gamma \frac{k_B T}{E_{max} - E_{min}}$  appelé ici *approximant*

### Changement de variable pour rendre compte de la translation dépendante de la température.

Un changement de variable faisant passer de  $E_d$  à  $E'_d = E_d + \gamma k_B T = k_B T \ln(\exp(\gamma) k_0 t)$  permet de faire coïncider les courbes isothermes dans la zone où  $\delta E > 3k_B T$ . Ceci est vrai et fort utile dans le cas d'une distribution quelconque.

Le fait que ce changement de variable fasse coïncider les courbes isothermes peut se comprendre par le fait que l'expression originale de  $E_d$  est la valeur de  $E$  au point d'inflexion du degré d'avancement, et il existe une différence dépendante de la température entre la position de ce point d'inflexion et la borne, satisfaisant l'égalité  $B_0 \int_0^\infty g(E)x(t, T, E)dE = B_0 \int_{B_{orne}}^\infty g(E)dE$

La limite  $L$  représente cette différence dans le cas d'une distribution porte dont  $E_{min}$  et  $E_{max}$  sont suffisamment éloignés de l'énergie de démarcation.

$$L = \lim_{x \rightarrow \infty} \left( \int_{-x}^{+x} \exp \left[ - \exp \left( \frac{E}{k_B T} \right) \right] dE - x \right) \text{ et il peut être démontré que}$$

$$L = -\gamma k_B T. \text{ Ce qui explique le changement de variable.}$$

### Utilisation du modèle amélioré dans le cadre de réseaux déverminés

Les Figure 2-13 Figure 2-14 présentent une méthode pour évaluer la courbe de stabilité d'un réseau recuit en utilisant le modèle corrigé. Le recuit à la température  $T$ , a fait décroître le réseau de 1 à  $B(t_a, T_a)/B_0$ . Ensuite, il faut commuter l'isotherme à la température de travail  $T_w$ . Une différence avec le modèle basique est que maintenant  $E'_d(t_a, T_a) \neq E'_d(t_{eq}, T_w)$ . Cependant, la procédure reste semblable. La courbe de stabilité du réseau déverminé est donné par le morceau de courbe à  $T_w$  après  $t_{eq}$  après re-normalisation et changement d'origine des temps, et sans oublier de prendre en compte l'adoucissement qu'il faut réintroduire par une post-convolution de la distribution provenant de ce morceau de courbe avec la dérivée du degré d'avancement à la température  $T_a$ . L'effet de la convolution à  $T_w$  étant presque négligeable par rapport à celle à  $T_a$ .

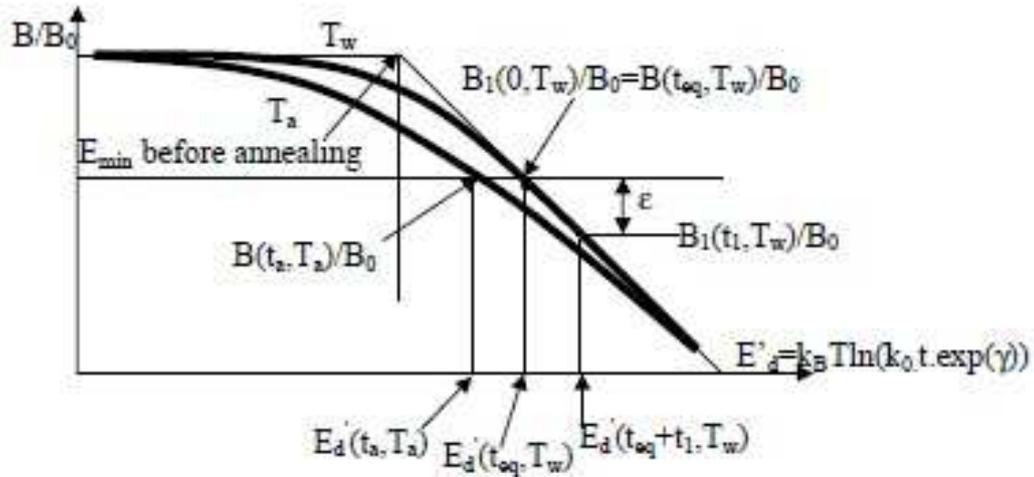


Figure 2-13: Estimation du temps de vie après déverminage en utilisant la courbe maîtresse avant déverminage dans le cadre du modèle corrigé.

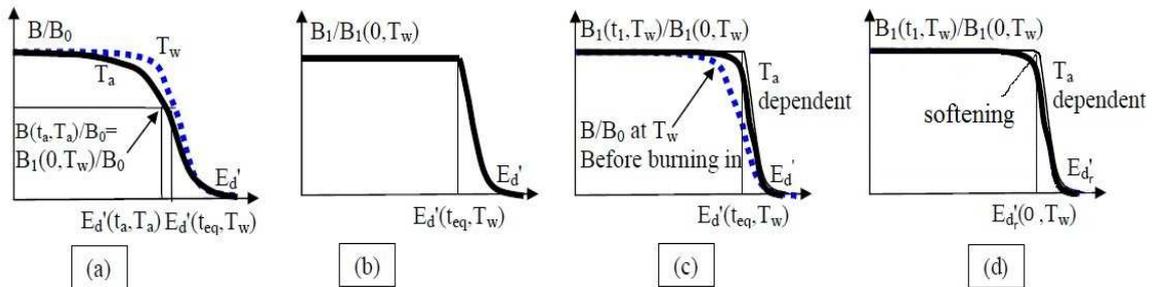


Figure 2-14: : construction de la nouvelle courbe de stabilité après déverminage. En (a) réduction de  $B$  dû au déverminage à  $T_a$  durant  $t_a$  (ligne continue), puis commutation sur  $T_w$  (ligne pointillée). (b) : troncature de la courbe à  $T_w$  après re-normalisation sans considérer l'adoucissement introduit par le déverminage. (c) : courbe réelle (ligne continue épaisse) tracée en fonction de l'ancienne énergie de démarcation  $E'_d$  comparée à la courbe de stabilité avant déverminage (ligne pointillée). La ligne fine en (c) est la même courbe que celle présentée en (b). En (d) finalement, le changement d'origine des temps est fait, pour se placer dans la base de temps après recuit. Remarque : le décalage temporel introduit un adoucissement du genou de la courbe tronquée.

### 2.5.5 Conclusion

Finalement, peu importent les calculs et la méthode utilisée pour construire les courbes maîtresses, deux choses importantes doivent être retenues dans la procédure de correction du cadre de travail de la courbe maîtresse.

- Il apparaît une diminution dépendante de la température de la courbe de stabilité dans le genou de la courbe maîtresse si on compare la courbe maîtresse corrigée et non corrigée. Cet effet est particulièrement visible dans le cas de courbes maîtresses construites sur des réseaux déverminés.
- Pour accéder à la vraie valeur de  $k_0$ , qui est obtenue par optimisation du regroupement des isothermes, il faut prendre une valeur corrigée de l'énergie de démarcation

$$E'_d = E_d + \gamma k_B T = k_B T \ln(\exp(\gamma) k_0 t) \quad (2-23)$$

## 2.6 Vieillessement accéléré des réseaux : discussion sur la validité des prédictions.

### 2.6.1 Discussion autour de la validité des hypothèses

Le cadre de travail VAREPA développé par B. Poumellec (1998) sert à valider théoriquement les méthodes utilisées pour prédire la durée de vie de la réflectivité des réseaux dans les conditions du cahier des charges (voir introduction du mémoire) : méthodes empiriques ou méthode de la courbe maîtresse. La construction de la courbe maîtresse est la plus couramment utilisée. Elle part le plus souvent de données expérimentales de décroissance isotherme de la quantité  $\text{NICC}_{\text{mod}}$ . La prédiction de l'évolution des caractéristiques spectrales des réseaux ( $R$  et  $\lambda_B$ ) à partir d'une Courbe Maîtresse nécessite, pour être justifiée, qu'un certain nombre d'hypothèses soient vérifiées.

◆ Il est, tout d'abord, nécessaire d'examiner la validité de l'hypothèse selon laquelle il existe une réaction prédominante. Une méthode de test de cette hypothèse est présentée par D. Razafimahatratra et al. [19]. Cependant le modèle VAREPA permet par ailleurs d'aborder des situations complexes dans lesquelles, par exemple, l'effacement provient d'une réaction du second ordre ou de plusieurs réactions parallèles ou série. Un exemple de cette situation est le cas où le photochromisme se sature rapidement en fonction de la fluence cumulée par rapport à la densification [21].

◆ Il est ensuite nécessaire d'examiner la validité de l'hypothèse selon laquelle cette réaction est du premier ordre. Cependant le modèle VAREPA permet de traiter ce problème. En effet dans le cas où la réaction qui régit l'effacement du réseau est du 2ème ordre, la stabilité de la variation d'indice dépend de la valeur initiale de cette variation et ceci même si la réaction d'écriture est indépendante de celle d'effacement [1]. Elle est d'autant moins stable que la variation d'indice est importante. Si l'effacement du réseau provient de deux réactions parallèles,  $B(E_d)$  doit être remplacée par les relations (2-24), (2-25) et (2-26) dans lesquelles  $f$  et  $g$  désignent des fonctions décroissantes respectivement de 2 énergies de démarcation  $E_{d1}$  et  $E_{d2}$  [1].

$$B(z, t, T) = f(z, E_{d1})g(z, E_{d2}) \quad (2-24)$$

$$E_{d1} = k_B T \ln(k_{01} t) \quad (2-25)$$

$$E_{d2} = k_B T \ln(k_{02} t) \quad (2-26)$$

♦ Il est ensuite nécessaire que  $NICC(z, t, T)$  soit fonction de  $E_d$  et non indépendamment de  $t$  et de  $T$ . D. Razafimahatratra et al (2000) ont établi cette propriété dans le cas particulier de réseaux écrits dans une fibre HD487 avec un laser continu (244nm). Cependant le modèle VAREPA permet par ailleurs d'aborder des situations complexes dans lesquelles, par exemple, la distribution de chemins de réaction dépend de la température. Ce point sera abordé dans le chapitre 5 dans le cas de réseaux inscrits dans des fibres hydrogénées puis passivés à 220°C.

## 2.6.2 Choix des paramètres du cadre de travail

La Figure 2-15 illustre le fait que l'approche VAREPA permet de rendre compte de l'évolution du contraste du réseau. Dans cette figure en raison du caractère de l'approche VAREPA  $B(z, t, T)$  en considérant des chemins de réaction d'effacement dépendant de ceux de l'écriture, l'élévation thermique se traduit par une augmentation de  $C = \Delta n_{\text{mod}} / \Delta n_{\text{moy}}$ . D'autres modèles conduisent à la même conclusion, par exemple des centres peu stables qui contribuent à  $\Delta n_{\text{moy}}$  et pas à  $\Delta n_{\text{mod}}$ . Au contraire dans une approche de type Erdogan,  $C$  se conserve et la quantité  $NICC(z, E_d)$  doit pouvoir être confondue avec  $NICC_{\text{mod}}(E_d)$ . Cette hypothèse implique que la loi de décroissance de la variation d'indice soit identique en tout point du réseau sur les franges brillantes et les franges sombres. Afin de tester cette hypothèse, il suffit d'étudier l'influence du contraste d'indice au cours des décroissances isothermes (ou isochrones). En effet dans le cadre VAREPA, il apparaît qu'au cours de l'élévation thermique, la variation d'indice diminue en chaque point du réseau selon une cinétique propre à la fluence cumulée reçue par ce point. Le contraste de modulation n'est plus conservé.

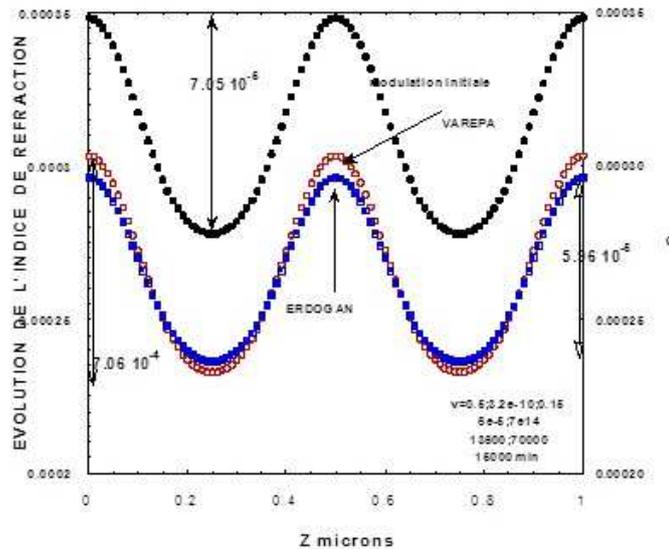


Figure 2-15: Cinétiques de destruction des réseaux de type I: simulations de la décroissance de l'indice de réfraction  $\Delta n(z)$  à l'aide du modèle VAREPA en supposant le chemin réactionnel de l'effacement dépendant de celui de l'écriture, puis en supposant des chemins de réaction d'écriture et d'effacement indépendants.

Par ailleurs, le fait que la décroissance de la longueur d'onde de Bragg ne puisse être prédite à partir d'une Courbe Maître, construite sur des données de décroissance isotherme de la réflectivité, constitue une autre prédiction du modèle local.

♦ Dans le même ordre d'idée, il faut s'interroger sur le rôle joué par les conditions d'insolation sur la stabilité des réseaux. Ainsi, l'approche VAREPA [2] a permis d'établir que, sous certaines hypothèses, (par exemple la réversibilité des chemins d'écriture et d'effacement), la cinétique d'effacement de la variation d'indice dépend de l'amplitude initiale de cette variation d'indice. Plus l'amplitude est importante, plus la cinétique d'effacement est lente. Si l'on admet la validité de cette hypothèse, il apparaît qu'au cours de l'élévation thermique, la variation d'indice diminue en chaque point du réseau selon une cinétique propre à la fluence cumulée reçue par ce point (modèle local). Le contraste de modulation n'est plus conservé. Ainsi une méthode permettant d'effectuer le test de l'hypothèse de réversibilité dans l'approche VAREPA (ou le test d'autres modèles qui aboutissent à des conclusions similaires) consiste à comparer les décroissances de la modulation de réseaux post-insolés (avec une insolation uniforme) dans des conditions qui permettent d'obtenir des contrastes  $C$  initiaux différents. Il existe d'autres cas qui conduisent à l'impossibilité de prédire le comportement de l'indice moyen connaissant celui de la modulation. Un exemple de cette situation nous est fourni quand une seconde réaction donne lieu uniquement à une variation de l'indice moyen comme c'est le cas lorsque le photochromisme se sature rapidement en fonction de la fluence cumulée par rapport à la densification [21].

### 2.6.3 Discussion autour des problèmes expérimentaux

La construction d'une courbe maîtresse nécessite certaines recommandations expérimentales et se heurte également à des difficultés d'ordre pratique.

◆ Les conditions initiales doivent être reproductibles et connues sur les  $n$  réseaux identiques dont le vieillissement accéléré constituera la base de données permettant de prédire la durée de vie. A savoir :

- Les conditions de chargement et déchargement en hydrogène.
- Les conditions d'écriture afin de déterminer le contraste initial, la longueur d'onde de Bragg initiale. Cela implique le suivi de la réflectivité et de la longueur d'onde de Bragg tout au long de l'inscription du réseau.
- L'histoire thermique complète

◆◆ L'augmentation irréversible avec la température de la réflectivité des réseaux inscrits dans les fibres fortement dopées doit être séparée de la diminution réversible. En effet, les courbes de décroissance isotherme de NICC sont tracées à partir de spectres de réseaux enregistrés à des températures supérieures à l'ambiante. *Dans la suite de ce mémoire de thèse les décroissances isothermes seront systématiquement corrigées pour tenir compte des effets réversibles* [19]

◆◆◆ La prédiction des conditions de passivation des réseaux s'avère très sensible à de petites variations des paramètres ajustés [22]. De ce fait, il est nécessaire d'estimer les incertitudes expérimentales afin d'en déduire les intervalles de confiance associés aux estimations des paramètres, puis à titre de précaution, de se placer dans l'hypothèse la plus pessimiste. *Ce point sera un des apports essentiel de cette thèse dans laquelle nous nous attacherons à déterminer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  qui optimise la condensation des courbes expérimentales.*

◆◆◆◆ De la même manière, la prédiction de la durée de vie des réseaux passivés s'avère très sensible à de petites variations des paramètres de passivation. De ce fait, il est nécessaire d'estimer les incertitudes expérimentales afin d'en déduire les intervalles de confiance associés aux estimations des paramètres, puis à titre de précaution, de se placer dans l'hypothèse la plus pessimiste. *Ce point sera un des apports essentiel de cette thèse et sera traité dans la seconde partie du chapitre 6.*

◆◆◆◆◆ Les discussions précédentes montrent également la difficulté de la prédiction de la durée de vie des différentes parties d'un réseau non uniforme, exposées chacune à une fluence cumulée différente. L'objectif principal de cette thèse est d'ailleurs d'examiner dans quelle mesure il est possible d'étendre l'approche de la courbe maîtresse aux composants complexes pour réaliser une prédiction de durée de vie et ce en fonction des conditions de déterminisme. Pour cela, on partira de la théorie cinétique sur la stabilité d'un point. On considérera ensuite la stabilité d'un réseau carré (dit simple) en partant de celle du point, ainsi que d'éventuels phénomènes de diffusion qui peuvent jouer sur la stabilité du réseau. On

considèrera enfin le problème de la stabilité (selon des critères spécifiques) des composants complexes tels que les CDC et les GFF.

## 2.7 Conclusions

La description théorique ci-dessus reste phénoménologique, elle repose sur des hypothèses que nous avons énoncées au début de la section et qui, si elles ne sont pas respectées, ne donnent pas l'autorisation d'utiliser cette approche.

L'intérêt principal du modèle VAREPA, outre sa généralité, réside dans le fait qu'il permet sous certaines hypothèses d'établir un lien entre les conditions d'insolation et la cinétique d'effacement de la variation d'indice [2]. Plus précisément, en supposant la réversibilité des chemins de réaction à l'écriture et à l'effacement, B. Poumellec montre que la variation d'indice photoinduite en un point  $z$  du réseau est d'autant plus stable que la variation initiale d'indice est importante, le maximum de stabilité étant atteint lorsque la variation d'indice est saturée.

Le modèle VAREPA permet par ailleurs d'aborder des situations complexes dans lesquelles, par exemple, l'effacement provient d'une réaction du second ordre ou de plusieurs réactions parallèles ou série ou dans lesquelles la distribution de chemins de réaction dépend de la température. On montre ainsi que l'approche par la courbe maitresse ne peut être mise en œuvre : deux réactions parallèles [1], deux réactions séries [1]), dépendance de la fonction de distribution avec la température [1]. La situation la plus fréquente correspond cependant au cas où une Courbe Maître peut être déduite. Mais dans la réalité ces exemples sont rares.

## 2.8 Bibliographie

- [1] Poumellec B. Cours powag 2000, summer school on photosensitivity in optical waveguides and glasses, 8-14 july 2000, giens, france. (2000) : .
- [2] Poumellec B. Links between writing and erasure (or stability) of bragg gratings in disordered media. *Journal of non-crystalline solids* (1998) **239**: pp. 108-115.
- [3] Erdogan T, Mizrahi V, Lemaire P & Monroe D. Decay of ultraviolet  $\square\square$ induced fiber bragg gratings. *Journal of Applied Physics* (1994) **76**: pp. 73-80.
- [4] Kohlrausch R. Ueber das dellmann'sche elektrometer. *Annalen der Physik* (1847) **148**: pp. 353-405.
- [5] Vand V. A theory of the irreversible electrical resistance changes of metallic films evaporated in vacuum. *Proceedings of the Physical Society* (1943) **55**: pp. 222.
- [6] Primak W. Kinetics of processes distributed in activation energy. *Physical Review* (1955) **100**: pp. 1677.
- [7] Primak W. Large temperature range annealing. *Journal of Applied Physics* (1960) **31**: pp. 1524-1533.
- [8] Orenstein J & Kastner M. Photocurrent transient spectroscopy: measurement of the density of localized states in a-as\_ {2} se\_ {3}. *Phys. Rev. Lett.* (1981) **46**: pp. 1421-1424.
- [9] Monroe D & Kastner M. Exactly exponential band tail in a glassy semiconductor. *Physical Review B* (1986) **33**: pp. 8881.
- [10] Miller S, McWhorter P, Miller W & Dressendorfer P. A practical predictive formalism to describe generalized activated physical processes. *Journal of applied physics* (1991) **70**: pp. 4555-4568.
- [11] Lemaire P, Monroe D & Watson H. Hydrogen-induced-loss increases in erbium-doped amplifier fibers: revised predictions. *Optical Fiber Communication Conference* (1994) : .
- [12] Van den Brink J. Master stress relaxation function of silica glasses. *Journal of non-crystalline solids* (1996) **196**: pp. 210-215.
- [13] Kannan S, Lemaire P, Guo J & LuValle M. Reliability predictions on fiber gratings through alternate methods. (1997) : .
- [14] Killias H. ?. *Phys. Lett* (1966) **20**: pp. 5.

- [15] Richert R & Blumen A. Disorder effects on relaxational processes. . Springer Berlin etc, 1994.
- [16] Kristensen M. Ultraviolet-light-induced processes in germanium-doped silica. *Physical review B* (2001) **64**: pp. 144201.
- [17] Riant I & Poumellec B. Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibres. *Electronics Letters* (1998) **34**: pp. 1603-1604.
- [18] Ishikawa S, Inoue A, Harumoto M, Enomoto T & Kanamori H. Adequate aging condition for fiber bragg grating based on simple power law model. *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC'98., Technical Digest* (1998) : pp. 183-184.
- [19] Razafimahatratra D, Niay P, Douay M, Poumellec B & Riant I. Comparison of isochronal and isothermal decays of bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber. *Applied Optics* (2000) **39**: pp. 1924-1933.
- [20] Erdogan T & Mizrahi V. Characterization of uv-induced birefringence in photosensitive ge-doped silica optical fibers. *JOSA B* (1994) **11**: pp. 2100-2105.
- [21] Leconte B & Niay P. Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à arf. (1998)
- [22] Ramecourt D & Douay M. Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées. (2001)

### **3 Chapitre 3: Montages et techniques expérimentales utilisés pour étudier la durée de vie des réseaux de Bragg**

3.1 Introduction .....	69
3.2 Principe de la méthode de chargement en H <sub>2</sub> à haute pression et à température ambiante..	69
3.2.1 Protocole utilisé pour charger la fibre en hydrogène .....	69
3.2.2 Protocole utilisé pour faire dégazer l'hydrogène résiduel en dehors des fibres ..	71
3.3 La photoinscription des réseaux de Bragg .....	72
3.4 Les expériences de vieillissement accéléré .....	74
3.5 Détermination de $\Delta n_{\text{mod}}$ et $\Delta n_{\text{moy}}$ d'un réseau au cours des expériences d'inscription ou de vieillissement accéléré .....	79
3.5.1 Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation spectrale des réseaux de Bragg photo inscrits dans des fibres optiques .....	79
3.5.2 Détails du calcul de $\Delta n_{\text{mod}}$ , et $\Delta n_{\text{moy}}$ .....	80
3.5.3 Validité et précision de la méthode de mesure de $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$ et de $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$ ..	82
3.6 Vérification de l'uniformité d'un réseau par diffraction latérale ou de perturbation locale.	95
3.6.1 Vérification de « l'uniformité » du réseau par la méthode spectrale .....	95
3.6.2 Vérification de « l'uniformité » du réseau par mesure locale de l'efficacité de diffraction latérale du réseau .....	95
3.7 Présentation synoptique des programmes de traitement des données permettant de construire les courbes maitresses .....	97
3.7.1 Présentation synoptique du programme servant au suivi des spectres au cours des recuits .....	97
3.7.2 Présentation synoptique du programme servant à traiter les données de vieillissement accéléré .....	99
3.7.3 Précisions sur la construction de la courbe maîtresse et l'optimisation du paramètre $\ln(k_0)$ .....	104
3.7.4 Calcul de l'incertitude sur la détermination du coefficient $k_0$ pour un niveau de confiance donné .....	105
3.8 Conclusion .....	108
3.9 Bibliographie .....	109

## 3.1 Introduction

La méthode de photo inscription de réseaux de Bragg dans les fibres optiques consiste à insoler latéralement le cœur de la fibre, au travers des gaines mécanique et optique, par un système de franges d'interférences à deux ondes. La description des dispositifs d'obtention du champ de franges ainsi que celle du traitement des faisceaux lasers UV sont développées dans les références [1-5]. Dans le cadre du travail présenté dans ce mémoire, l'inscription des composants passifs à réseaux de Bragg a été réalisée à l'aide de la méthode du masque de phase décrite de façon succincte dans la section 3.3.

Les principes des méthodes que nous avons utilisées pour caractériser spatialement et spectralement les réseaux ne sont que brièvement décrits ci-dessous. Les méthodes de vieillissements accélérés ainsi que les corrections nécessaires dues aux effets réversibles sont décrites dans la section 3.4.

L'enregistrement des spectres de transmission ou en réflexion de la fibre permet d'estimer la réflectivité et la longueur d'onde de résonance des réseaux photo-inscrits. Les enregistrements sont effectués de façon récurrente au cours de l'inscription ou de l'effacement des réseaux. Sous réserve de validité d'une série d'hypothèses discutées dans la section 3.5 et si l'on admet en particulier que le réseau est uniforme et faiblement contrasté, ces données spectrales permettent de calculer les évolutions de l'amplitude de la modulation d'indice et de l'indice moyen au cours de l'inscription ou de l'effacement d'un réseau. Le principe de cette détermination et les incertitudes associées sont rappelés dans la section 3.5.

Enfin la méthode de construction des courbes maîtresses et la façon de les exploiter en garantissant de façon quantitative des niveaux de confiance sur les durées de vie prédites sont décrites dans la section 3.7.

## 3.2 Principe de la méthode de chargement en H<sub>2</sub> à haute pression et à température ambiante

### 3.2.1 Protocole utilisé pour charger la fibre en hydrogène

En 1993, Lemaire *et al* ont montré qu'il était possible d'augmenter la photosensibilité d'une fibre optique germanosilicate en la plaçant dans une enceinte contenant de l'hydrogène moléculaire sous forte pression [6]. Lors de l'inscription de réseaux de Bragg, ce prétraitement de la fibre permet d'obtenir de fortes amplitudes de modulation d'indice de réfraction dans des fibres optiques standards contenant de faibles concentrations de germanium (typ. de l'ordre de 5% massique). Des amplitudes de modulations d'indice de quelques  $10^{-3}$  sont ainsi obtenues dans la fibre SMF28 hydrogénée.

Le procédé d'hydrogénation consiste en un chargement de la fibre par de l'hydrogène moléculaire sous une haute pression (typiquement 100 - 200 atm) et à température ambiante ou voisine de l'ambiante ( $T < 383$  K). En toute rigueur lorsqu'il est réalisé à température

ambiante, le chargement dure 1 mois de façon à saturer le cœur de la fibre en hydrogène moléculaire. Cependant dans le cadre du procédé industriel la durée de chargement typique est de deux semaines à 140 atm et à température ambiante. Il s'agit d'une diffusion physique puisqu'il est admis qu'il n'y a pas de réaction entre le gaz qui diffuse et la matrice vitreuse de l'échantillon à température ambiante. Les fibres optiques doivent être maintenues dans une enceinte sous pression. La durée correspondant à une concentration en gaz dans le cœur de la fibre égale à 95 % de sa valeur à saturation peut être calculée à l'aide de la relation (3-1); 7].

$$t_{95} = \frac{0.6 b^2}{D} \quad (3-1)$$

Dans le cas de la diffusion de l'hydrogène, D représente le coefficient de diffusion de l'hydrogène dans la silice et b représente le rayon de la fibre optique (62,5  $\mu\text{m}$  pour une fibre conventionnelle). L'utilisation de cette relation suppose que la fibre peut être assimilée à un milieu parfaitement homogène (la silice). D'autre part, Lemaire et al. [8] indiquent la dépendance de ce coefficient de diffusion (en  $\text{cm}^2/\text{s}$ ) avec la température T de l'enceinte peut être décrit par l'équation de diffusion de Fick (relation (3-2)).

$$D = D_0 \cdot e^{\left(-\frac{E_a}{RT}\right)} \quad \text{avec} \quad D_0 = 2,83 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \quad (3-2)$$

Dans cette expression, R représente la constante des gaz parfaits ( $8,314 \text{ J.K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ ) et T la température (en Kelvin) à laquelle l'enceinte est thermalisée. La vitesse du processus augmente donc avec la température. La constante pré-exponentielle  $D_0$  peut être considérée comme indépendante des conditions ambiantes de température et de pression.  $E_a$  représente l'énergie d'activation ( $40.19 \text{ kJ.mol}^{-1}$ ) pour le procédé de diffusion.

Le procédé d'hydrogénation de la fibre est réversible. C'est la déshydrogénation en fonction de la température de la fibre qui est représentée sur la Figure 3-1. Dans la suite nous supposons que le coefficient de diffusion de l'hydrogène dans la silice dopée est égal à celui de la silice pure. On remarque une accélération du processus avec l'augmentation de la température ambiante. Sur un plan industriel, le choix d'une température élevée permet de réduire le temps de préparation de la fibre avant la fabrication des composants à réseaux de Bragg. Par ailleurs, le stockage de la fibre à une température plus faible (par exemple dans un congélateur à  $-20^\circ\text{C}$ ) permet de garder la fibre dans son état hydrogéné pendant quelques jours avant l'inscription des composants.

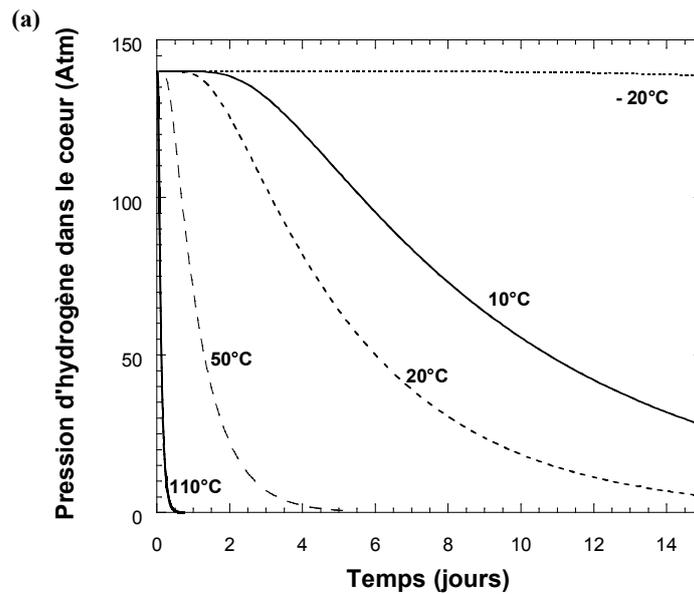


Figure 3-1 : Simulation de l'évolution de la pression d'hydrogène dans le cœur d'une fibre optique chargée initialement à 140 atm placée à l'air libre, en fonction du temps. Le paramètre de l'étude est la température à laquelle la fibre est soumise

**Remarque sur la stabilité thermique :** Cependant on peut noter que l'hydrogène introduit dans une fibre afin d'augmenter sa photosensibilité [6] diminue la stabilité à température ambiante du composant photoinscrit [9]. Cet effet a été interprété comme le résultat de la destruction d'espèces hydroxyles peu stables (en particulier des hydrures) formés lors de l'insolation UV du verre chargé en hydrogène [10; 11].

### 3.2.2 Protocole utilisé pour faire dégazer l'hydrogène résiduel en dehors des fibres

Lors de la fabrication du réseau de Bragg ou du GFF dans le cadre du présent chapitre, une certaine quantité d'hydrogène est consommée. Il reste néanmoins du gaz dans la fibre. Cet hydrogène résiduel va donc diffuser hors de la fibre à une vitesse qui dépend de la température à laquelle la fibre est soumise. Dans la suite un protocole en deux étapes a été utilisé afin de permettre à l'hydrogène non consommé lors de l'insolation de diffuser en dehors des échantillons.

Dans les applications industrielles, la désorption de l'hydrogène est souvent accélérée par élévation de la température de la fibre au-dessus de l'ambiante. En effet comme il résulte des relations (3-1) et (3-2), le choix d'une température élevée permet de réduire le temps de préparation du composant après la photoinscription. Cependant la limite haute de température est fixée à 150°C afin d'éviter la création de pertes en excès vers 1,5 qui résultent de la formation d'espèces chimiques hydrogénées. En effet l'examen de la littérature scientifique montre que déjà lors d'un chauffage à 150-200°C ou plus, on observe la formation d'espèces OH [8] (1 ppm w conduit à des pertes de 38 dB/km à 1,39  $\mu\text{m}$  [12]). De plus lors d'une élévation de température à 200-250°C, il a été reporté que défauts GeE' (défauts qui

contribuent fortement à  $\Delta n_{\text{mod}}$ ) interagissent avec l'hydrogène résiduel pour former des SiOH et des GeH [13]. Dans nos expériences liées au GFF, la première étape du protocole consiste à accélérer le processus de diffusion en plaçant l'échantillon dans une enceinte chauffante durant 2 jours à 50°C suivie d'une seconde étape de 2 jours à 110°C. Dans le cas des CDC, il y a une seule étape de 3 jours à 55°C. L'évolution de la pression d'hydrogène au centre du cœur d'une fibre optique en silice sortie de l'enceinte est présentée sur la Figure 3-1 en fonction du temps. Le paramètre de l'étude est la température de l'enceinte. Les courbes sont tracées en supposant que la concentration initiale en hydrogène dissous est uniforme dans la section transversale de la fibre. Le diamètre de la gaine optique de cette fibre est égal à 125  $\mu\text{m}$ . Les simulations numériques présentées sur la Figure 3-1 montrent que ces conditions expérimentales conduisent à une diffusion complète de l'hydrogène (la pression résiduelle est inférieure à 0,1 atm) en dehors de la fibre.

### 3.3 La photoinscription des réseaux de Bragg

Dans le cadre du travail présenté dans ce mémoire, l'inscription de réseaux de Bragg a été réalisée à l'aide de masques de phase à l'exception des compensateurs de dispersion chromatique dont le montage spécifique est présenté au chapitre 4. Le schéma d'un montage conventionnel basé sur l'utilisation d'un masque de phase est représenté dans les thèses de M. Lancry, D. Ramecourt ou B. Leconte. Le faisceau est issu d'un laser à excimère de type KrF ( $\lambda_p=248\text{nm}$ ) qui n'est pas polarisé. Une lentille cylindrique de génératrice horizontale focalise le faisceau sur la fibre selon un spot de 2 cm le long de l'axe de la fibre d'une hauteur de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . La lentille est disposée de façon à ce que le spot de focalisation se situe quelques dizaines de microns après le masque de phase. Le masque est éclairé sous incidence normale par le faisceau UV collimaté. Les dimensions latérales du faisceau incident sur le masque sont fixées à l'aide d'une fente verticale parallèle au plan du masque et disposée soit contre lui (pour faire des réseaux carrés dans l'approximation de l'optique géométrique) soit 2m auparavant afin de faire des réseaux « naturellement » apodisés. Un récapitulatif des caractéristiques des masques de phase que nous avons utilisés pour inscrire les composants de type GFF (Gain Flattening Filter, filtres égaliseurs de gain) et CDC (Compensateur de Dispersion Chromatique) est présenté dans les chapitres concernés.

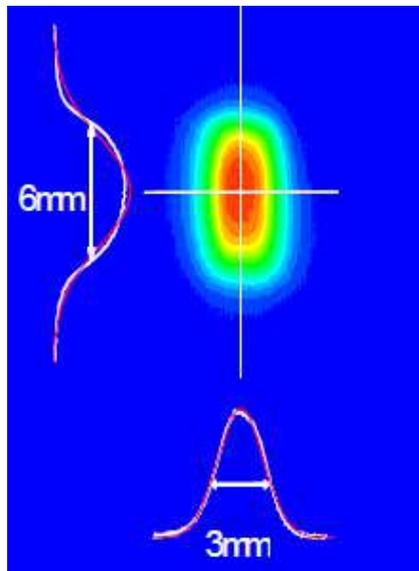
Le faisceau UV traverse le masque de phase et se trouve diffracté. Les efficacités de diffraction de chaque masque ont été contrôlées avec une source laser de longueur d'onde égale à celle pour laquelle ils ont été conçus (typ. 35% dans les ordres  $\pm 1$  et moins de 1% dans l'ordre 0). L'interférence entre les ondes diffractées dans les ordres 1 et -1 conduit à la formation d'un système de franges d'interférences rectilignes dont les plans d'égales intensités sont perpendiculaires au plan du masque. La fibre est disposée dans un plan parallèle au masque orthogonalement aux franges. La distance entre la fibre et le masque doit ensuite être minimisée (de l'ordre du rayon de la fibre i.e. 62,5 $\mu\text{m}$ ) de façon à ce que le contraste des franges reste voisin de un. En effet, en raison de la divergence du faisceau et de sa faible cohérence ( $<0.1\text{mm}$ ), la visibilité de la figure d'interférence n'est assurée dans une direction perpendiculaire au masque qu'au voisinage de ce dernier. L'échantillon doit donc être placé au plus près de la paroi du masque et perpendiculairement aux sillons de celui-ci pour les réseaux droits ou avec un angle de quelques degrés dans le cas des réseaux à traits

inclinés (cas des GFF). En général un système de visée dans deux plans perpendiculaires vérifier le parallélisme entre la fibre et le masque ainsi que la perpendicularité de la fibre aux traits de ce dernier.

### Les sources lasers

Pour insoler les fibres optiques, deux sources lasers de longueur d'onde différentes ont été utilisées. Les caractéristiques détaillées (données constructeur) de ces sources sont présentées dans le tableau 1.

La première source disponible est un laser excimère. Cette source sera utilisée dans le cadre du chapitre 5 dédié aux filtres égaliseurs de gain. Ce laser émet un rayonnement de longueur d'onde 248 nm si le milieu gazeux amplificateur est constitué par un mélange KrF. Il émet un rayonnement de longueur d'onde 193 nm si le milieu gazeux amplificateur est un mélange ArF. Ce laser à excimère est caractérisé par son caractère multimodal spatial et la répartition transversale de l'énergie est représentée à la Figure 3-2 pour la cavité conçue pour émettre une radiation de longueur d'onde 248 nm.



*Figure 3-2: Coupe de la section transverse du faisceau lumineux issu du laser à excimère KrF. L'image est enregistrée à l'aide d'un analyseur de faisceau. Les couleurs les plus « rouges » correspondent aux zones les plus intenses.*

Le second dispositif repose sur l'utilisation d'un laser à argon ionisé de dénomination commerciale Sabre FRED (Coherent). Ce laser à argon ionisé est pourvu d'un dispositif de doublage intracavité et fonctionne en régime continu. La longueur d'onde du rayonnement émis par ce laser est égale à 244 nm. Cette source sera utilisée dans le cadre du chapitre 4 dédié aux compensateurs de dispersion chromatique.

	<b>KrF</b>	<b>Innova Sabre FRED</b>
<b>Fournisseur</b>	Excistar	Coherent
<b>Doublage</b>	NA	Intra cavité
<b>Longueur d'onde en sortie de dispositif (nm)</b>	248	244
<b>Puissance ou énergie</b>	18 mJ	500 mW
<b>Divergence angulaire (mrad, v x h)</b>	1 x 2	0.5-0.85
<b>Dimensions du faisceau (ø ou v x h)</b>	3 x 6 mm <sup>2</sup>	ø=0.6-0.9 mm
<b>Polarisation</b>	non polarisé	100 :1 Horizontale
<b>Largeur temporelle des impulsions (ns)</b>	10	
<b>Longueur de cohérence (m)</b>	75 x 10 <sup>-6</sup>	10 x 10 <sup>-2</sup>

Tableau 3-1 : Caractéristiques des différentes sources lasers utilisées.

### 3.4 Les expériences de vieillissement accéléré

L'examen de la littérature scientifique montre que deux méthodes de vieillissement accéléré ont été principalement utilisées : **la méthode isochrone par pas** et **la méthode isotherme**. [14]

Dans la méthode isochrone par pas, la température des réseaux est augmentée progressivement par paliers de durée fixée  $\Delta t$  [15]. La différence de température entre deux paliers est de l'ordre de  $\Delta\theta = 50^\circ\text{C}$  et la durée  $\Delta t$  de chaque palier constitue un paramètre de l'expérience. Après le palier à la température  $\theta$ , la température du réseau est abaissée à l'ambiante pour procéder à l'enregistrement du spectre, puis augmentée à la valeur  $\theta + \Delta\theta$  pour le nouveau palier. La mesure est poursuivie jusqu'à ce que le spectre du réseau ne puisse plus être détecté. La durée de la mesure est en général égale à une quinzaine d'heures si une seule durée de palier a été retenue dans l'étude.

Pour des comparaisons qualitatives, la méthode de vieillissement utilisée le plus souvent est la méthode de recuit isochrone par pas en raison de sa rapidité (si le même réseau est soumis à tous les paliers de température jusqu'à sa destruction) et du fait qu'une gamme étendue de température est explorée. Cette approche ne conduit cependant qu'à une comparaison qualitative de la stabilité des deux types de réseaux faisant l'objet de la comparaison. Elle doit être utilisée avec précaution lorsque l'on s'intéresse à la stabilité de la variation photo induite d'indice moyen en raison du phénomène de relaxation des contraintes de tirage qui intervient pour des durées courtes d'élévation thermique dès  $600^\circ\text{C}$  (1 heure environ). Dans le présent manuscrit, nous utiliserons donc la méthode isotherme.

La méthode isotherme consiste à maintenir fixe la température de réseaux (au moins trois différentes températures) fabriqués dans des conditions identiques et à enregistrer **à chaud** (précision importante pour la suite) l'évolution des caractéristiques spectrales des réseaux (réflectivité et longueur d'onde de Bragg) au cours du temps. La Figure 3-3 présente le schéma du dispositif expérimental employé pour l'enregistrement des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg lors des chauffages isothermes. La durée de ces mesures est en général de quelques semaines [16] ou [17].

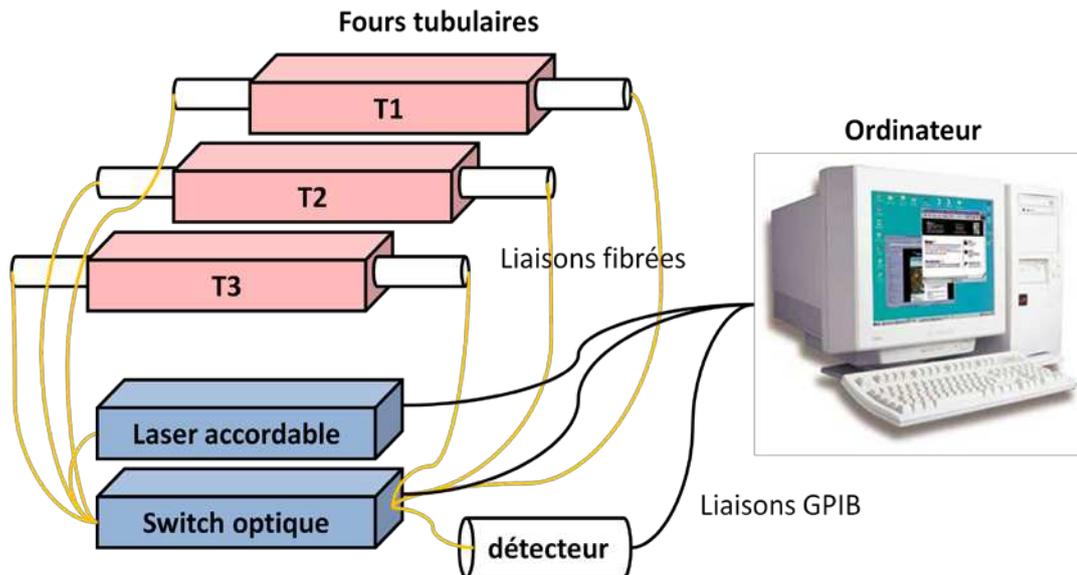


Figure 3-3: Schéma du dispositif expérimental employé pour l'enregistrement des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg lors de chauffages isothermes. Chaque four contient 3 fibres (une seule est représentée pour ne alourdir la figure).

Pour mettre en œuvre cette méthode, la partie de la fibre dans laquelle le réseau a été préalablement photoinscrit est placée jusqu'au milieu du four. Dans la zone centrale, les fours de longueur 20 cm présentent une zone de température uniforme d'environ 3cm et les fours de 1m de long ont une zone uniforme d'environ 30cm (fours adaptés aux composants « longs » du type GFF). La Figure 3-4 montre les mesures de profils longitudinaux réalisées dans chacun des trois fours à des températures de recuits classiques pour nos expériences.

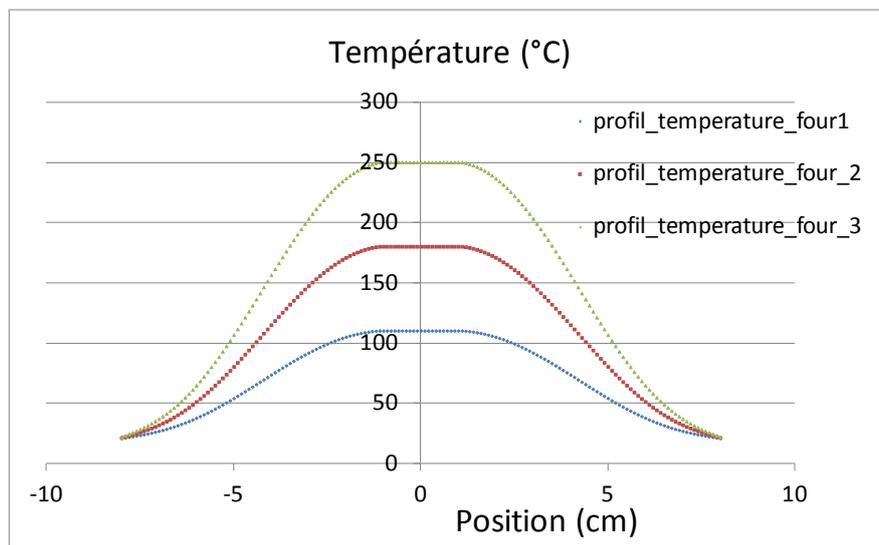
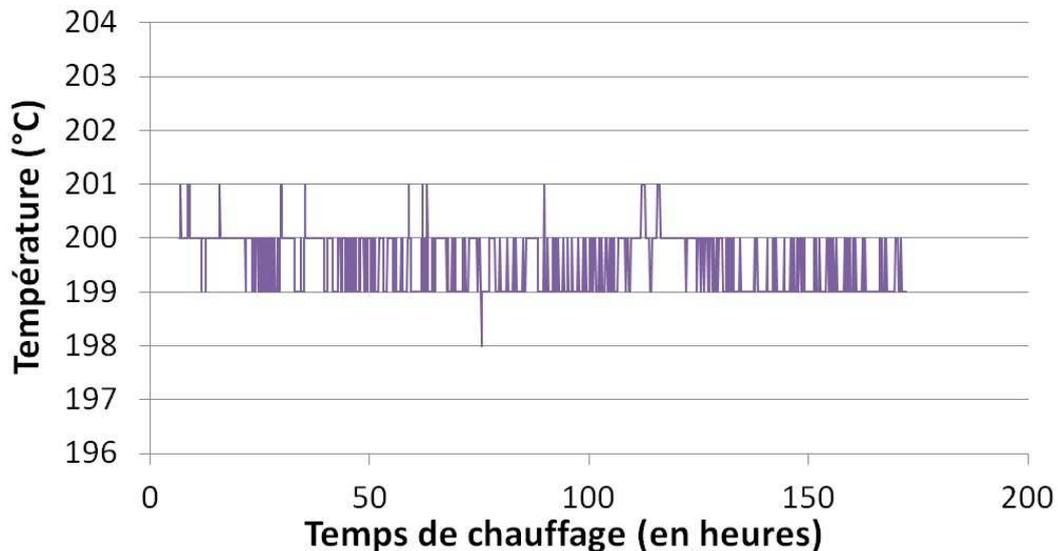


Figure 3-4: Profils longitudinaux de température des fours utilisés pour les expériences de vieillissement accéléré pour 3 consignes de température différentes.

La précision sur l'estimation de la température dans la zone homogène des fours est de l'ordre de  $\pm 1^\circ\text{C}$  et ce sur des périodes allant jusqu'à 4 semaines. Ainsi la Figure 3-5 présente des mesures continues de température au centre des fours et ce sur une période d'environ 200

heures, la mesure est effectuée à l'aide d'un thermocouple. A noter que ce type de mesures est effectuée de façon continue et dans chaque four au cours de nos expériences de vieillissement afin de détecter d'éventuels problèmes liés à des variations de température des fours. En cas de « panne électrique », le thermocouple et son contrôleur sont connectés à un onduleur.



*Figure 3-5: Exemple de suivi continu de température au centre des fours pendant 200h à une température moyenne de 200°C*

Lors de chaque expérience, le réseau de Bragg est inséré dans le tube de quartz à un instant  $t_0$  correspondant à l'instant initial du chauffage isotherme du réseau. L'origine  $t_0$  du temps du vieillissement est déterminée au moyen des effets réversibles sur la longueur d'onde de Bragg (voir section suivante). De façon plus rigoureuse nous utilisons les effets réversibles sur la longueur d'onde de Bragg afin de déduire une valeur relativement précise de  $t_0$  à quelques secondes près. Le four est bien évidemment déjà stabilisé en température et ce afin d'éviter de mettre en œuvre des corrections liées à l'effacement du réseau pendant la montée en température des fours.

Pendant la durée de l'élévation thermique, les fibres sont maintenues droites pour réduire la possibilité d'un décalage de la longueur d'onde de Bragg qui serait provoqué par un changement de contrainte ou de la position de la fibre dans le four. Au cours du vieillissement, les ordres un des spectres de transmission et de réflexion du réseau sont enregistrés comme indiqué dans le paragraphe suivant. En pratique, nous disposons de quatre fours identiques de longueur 1m et de trois fours identiques de longueur 20cm. Selon les cas trois ou quatre températures différentes sont choisies en fonction des expériences. Un double commutateur (DICON GP700) optique permet d'enregistrer de façon séquentielle les spectres de chacun de ces réseaux. De ce fait nous pouvons simultanément soumettre dix réseaux (en général trois réseaux par température et un réseau de référence non recuit) à des élévations thermiques isothermes.

Au début des expériences les caractéristiques spectrales des réseaux évoluent rapidement si bien qu'il est nécessaire de se consacrer à un seul réseau pendant la première heure. Ensuite, un autre réseau est introduit dans le deuxième four et son spectre est enregistré

de façon continue pendant une heure. A ce moment, le spectre du premier réseau est enregistré à nouveau et un troisième réseau est placé dans le dernier four. Le spectre de ce réseau est à son tour enregistré pendant une heure, puis les spectres des trois réseaux sont enregistrés séquentiellement. Pour déterminer la reproductibilité des mesures et du procédé de façon générale mais aussi afin d'être en mesure d'estimer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  lors de la détermination de la courbe maîtresse, nous plaçons en général trois réseaux de Bragg dans chaque four et ce afin d'accumuler suffisamment de données pour évaluer la variabilité du procédé et de déterminer ainsi une barre d'erreur sur nos prédictions de durée de vie. Les sources d'incertitude et la précision de la mesure de  $\Delta n_{\text{mod}}$  ou d'ICC et de  $\Delta n_{\text{moy}}$  font l'objet d'une discussion présentée dans la section 3.5. Le dispositif expérimental utilisé dans nos expériences est présenté sur la Figure 3-3.

### **Evolution réversible des caractéristiques spectrales de réseaux sous l'action de l'élévation de température.**

Comme les réseaux restent en permanence à la température fixée pour le chauffage isotherme, et les mesures expérimentales de la réflectivité et de la longueur d'onde s'effectuent à chaud. Il est donc nécessaire de tenir compte du décalage réversible de la longueur d'onde introduit par l'élévation en température. Une élévation de température  $\delta\theta$  de la fibre, dans laquelle un réseau de Bragg passivé a été photoinscrit, provoque une translation  $\Delta\lambda_B$  de la longueur d'onde de Bragg du réseau qui se déduit de la relation (3-3):

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left( \alpha + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \theta} \right) \delta\theta \quad (3-3)$$

Dans (3-3),  $\alpha$  et  $\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial \theta} \approx \frac{\partial n_1}{\partial \theta}$  désignent respectivement le coefficient de dilatation de la fibre et le coefficient thermo-optique effectif de la fibre. Dans un domaine de température limité, les coefficients  $\alpha$  et  $\frac{\partial n}{\partial \theta}$  dépendent peu de la température si bien que  $\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B}$  peut être assimilée à une fonction linéaire de  $\delta\theta$  et on obtient ainsi

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} \approx \gamma \delta\theta \quad (3-4)$$

La valeur numérique du coefficient de proportionnalité  $\gamma$  correspondant à une fibre de télécommunication standard (e.g. Corning SMF28) est de l'ordre de  $7.3 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ . Ainsi une élévation de  $1^\circ\text{C}$  de la température (autour de  $\theta \approx 20^\circ\text{C}$ ) d'un réseau écrit dans ce type de fibre se traduit par une augmentation de la longueur d'onde de Bragg de l'ordre de  $+12\text{pm}$  vers  $1530\text{ nm}$ . Un étalonnage de la dépendance de  $\lambda_B$  avec  $\theta$  est toutefois nécessaire pour chaque type de fibre lorsqu'une précision meilleure que  $50\text{pm}$  est requise sur l'évaluation de  $\Delta\lambda_B$  et lorsque la gamme de températures explorées se situe au dessous de l'ambiante ou au dessus de  $100^\circ\text{C}$ . Ainsi dans la suite de ce mémoire de thèse, nous avons effectué ce type de calibration (et nous avons corrigé les mesures) pour toutes les fibres étudiées et pour chacune des températures de recuit isotherme.

De la même façon une élévation  $\delta\theta$  de la température d'un réseau passivé écrit dans une fibre non chargée en hydrogène peut se traduire aussi par une légère augmentation de sa réflectivité (typ. de l'ordre de 1% pour une augmentation de 100°C) [14; 18]. Les variations réversibles de réflectivité avec la température dépendent de la concentration et de la nature des dopants de la fibre. Elles sont notablement plus importantes si la fibre est plus fortement dopée par de l'oxyde de germanium. Ainsi par exemple, la réflectivité d'un réseau inscrit dans une fibre dopée par 29 % molaire d'oxyde de germanium passe de  $0,473 \pm 0,010$  à  $0,554 \pm 0,010$  lorsque la température  $\theta$  de la fibre est élevée de 296 K à 573 K. Aucun changement significatif de réflectivité avec la température n'a, par contre, été mis en évidence par A. Hidayat [19], lorsque les réseaux sous test avaient été photoinscrits dans les fibres chargées en hydrogène.

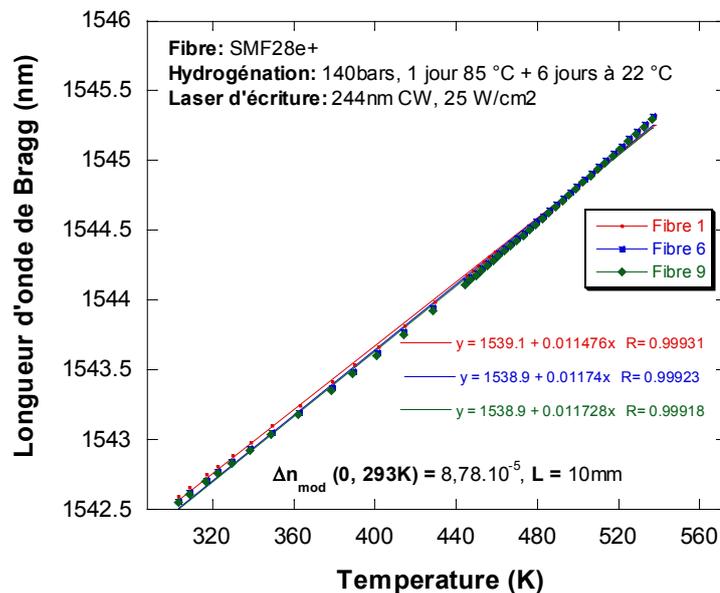


Figure 3-6: Exemple d'évolution réversible de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température des réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+ hydrogénée (réseau photo-inscrit dans une fibre dégazée à chaud puis passivée à 613K pendant 3jours).

Afin de mesurer ces changements, des expériences de calibration complémentaires ont été effectuées sur chacune de nos fibres. La Figure 3-6 représente un exemple d'évolution (en fonction de la température) de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau préalablement passivé. L'exemple présenté sur cette figure permet de calculer la translation réversible de la longueur d'onde de Bragg des réseaux étudiés qui résulte d'une élévation thermique à une température fixée. Il est pour cela nécessaire d'admettre que la pente de la fonction  $\Delta\lambda = f(\theta)$  de dépend ni de la visibilité du réseau, ni de la modulation d'indice associée (ceci fera par ailleurs l'objet d'une vérification dans le cadre du chapitre 5 dédié aux monofiltres GFF). Nous avons donc répété ce type de mesures pour chaque fibre d'une part mais aussi pour différentes valeurs de la modulation d'indice d'autre part. En supposant que ces hypothèses sont vérifiées ou que nous disposons des données nécessaires à la correction et connaissant la longueur d'onde de Bragg mesurée à température ambiante, il est possible de calculer la longueur d'onde de Bragg qu'aurait le réseau à l'instant origine de la destruction isotherme si la variation irréversible d'indice moyen était négligeable pendant la montée en température de la fibre. Il

suffit ensuite de mesurer la longueur d'onde de Bragg du réseau au cours du cycle d'élévation thermique isotherme pour être en mesure de calculer la translation de longueur d'onde de Bragg qui résulte du blanchiment irréversible de l'indice de réfraction moyen.

En ce qui concerne la réflectivité et dans la gamme de températures considérée [293K-523K], aucun changement significatif avec la température n'a été mis en évidence lorsque les réseaux sont inscrits dans des fibres SMF28 chargées en hydrogène dans la thèse de David Ramecourt [20]. Au regard des incertitudes, nos mesures dont un exemple est présenté à la Figure 3-7 confirment cette observation pour nos réseaux inscrits dans les fibres chargées en hydrogène. Cette conclusion permet de dire que l'influence de la température est négligeable pour le calcul de  $NICC_{mod}(t, T)$  à partir de la réflectivité.

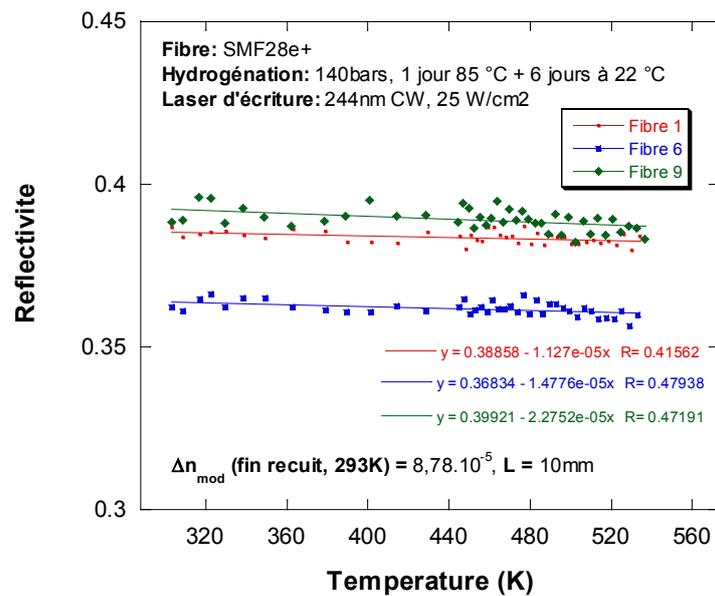


Figure 3-7: Exemple d'évolution de la réflectivité en fonction de la température. Le réseau utilisé a été photo-inscrit dans une fibre SMF28e+ hydrogénée puis dégazé à chaud et enfin passivé (stabilisé) à 613K pendant 3jours.

### 3.5 Détermination de $\Delta n_{mod}$ et $\Delta n_{moy}$ d'un réseau au cours des expériences d'inscription ou de vieillissement accéléré

#### 3.5.1 Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation spectrale des réseaux de Bragg photo inscrits dans des fibres optiques

Les caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg sont enregistrées à l'aide d'une source laser accordable : 81440A développée par la société Agilent. L'intensité émise par la source laser accordable est stable ( $< \pm 0,005$  dB sur 4 semaines), son spectre d'émission est monomode longitudinal et sa puissance optique peut atteindre 5 mW (typiquement 3mW dans nos conditions expérimentales). La source est accordable sans saut de mode sur la gamme spectrale {1500 nm - 1580 nm}. L'unité de déplacement de la longueur d'onde d'émission se fait avec un incrément minimum de 0.1 pm ce qui fixe en théorie la résolution de la source. Cette valeur permet en théorie une caractérisation très fine du spectre des réseaux de Bragg.

En pratique cette résolution est dégradée par la non maîtrise de l'état de polarisation d'une part ainsi que des fluctuations de température de l'environnement d'autre part.

Le flux lumineux issu du laser accordable est injecté dans le cœur de la fibre insolée par le champ de franges. Lorsque l'on cherche à garantir la stabilité de l'injection au cours des expériences, la sortie fibrée de la source est soudée à la fibre étudiée. Le signal optique en sortie de la fibre est collecté par un détecteur de type photodiode en InGaAs (Agilent 81618A). Les niveaux d'incertitude liés à la polarisation et aux interférences spectrales sont inférieurs à  $\pm 0.005\text{dB}$  et la linéarité du détecteur est de  $\pm 0.02\text{dB}$  sur toute sa gamme spectrale. Le signal électrique délivré par ce détecteur est alors enregistré en fonction de la longueur d'onde de la source laser accordable sur un système d'acquisition numérique. Il est ainsi possible d'enregistrer la transmission de la fibre en fonction de la longueur d'onde. L'enregistrement du spectre de transmission de la fibre permet d'estimer la réflectivité et la longueur d'onde de résonance du réseau. Cependant cette détermination est entachée de différentes erreurs (aléatoires et systématiques) comme décrit dans la section suivante.

### 3.5.2 Détails du calcul de $\Delta n_{\text{mod}}$ , et $\Delta n_{\text{moy}}$

Les évolutions de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction  $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$  et de la variation d'indice moyen  $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$  sont déterminées soit en fonction de la durée d'insolation (à l'inscription), soit en fonction de la durée  $t$  d'élévation thermique à la température  $T$ , à partir des mesures de la réflectivité  $R_{\text{max}}(t, T)$  et de la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B(t, T)$  du réseau soumis au test.

Lorsque l'uniformité du réseau (réseau droit, à pas court et de profil carré) est vérifiée ou connue, la valeur du terme  $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$  peut être déterminée à chaque instant  $t$  à partir de la valeur du coefficient de réflexion maximum du réseau d'indice. L'expression analytique de la réponse spectrale  $R(\lambda_B)$  (autrement appelé ou  $R_{\text{max}}$  dans la suite) d'un réseau uniforme à profil parfaitement sinusoïdal a été établie dans [21] par Lam et Garside selon le formalisme des « modes couplés ». Pour les réseaux faiblement contrastés et non apodisés, la théorie des modes couplés donne la relation analytique suivante :

$$\Delta n_{\text{mod}}(t) = \frac{\lambda_B(t)}{\pi \eta(V)L} \tanh^{-1}(\sqrt{R_{\text{max}}(t)}) \quad (3-5)$$

La valeur de la variation d'indice moyen photoinduit lors de l'inscription du réseau est déterminée en mesurant la translation  $\delta \lambda_B(t, T)$  de la longueur d'onde de Bragg induite par l'insolation et au moyen des expressions (3-6) et (3-7).

$$\delta \lambda_B(t, T) = \lambda_B(t, T) - \lambda_B(t=0, T) \quad (3-6)$$

$$\Delta n_{\text{moy}}(t, T) \simeq n_{\text{eff}} \frac{\delta \lambda_B(t, T)}{\eta(V) \lambda_B(t=0)} \quad (3-7)$$

**Définition des quantités normalisées utilisées pour présenter les résultats des expériences de vieillissement accéléré de réseaux de Bragg**

Pour interpréter les résultats de nos expériences de recuit de réseaux de Bragg, nous supposons que nous disposons des données  $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$  et  $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$  à l'instant initial  $t_0$  c'est à dire juste avant les recuits isothermes (i.e. après l'inscription et les éventuels post-traitements du type dégazage et déverminage). Comme indiqué précédemment, les évolutions de  $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$  et de  $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$  sont ensuite déterminées en fonction de la température  $T$  du recuit pendant une durée  $t$  (typiquement de quelques semaines) à partir des mesures de la réflectivité  $R_{\text{max}}(t, T)$  et de celles de la translation de la longueur d'onde de Bragg  $\delta\lambda_B(t, T)$  du réseau soumis au test.

De manière générale, la présentation des résultats relatifs aux destructions thermiques repose le plus souvent sur la notion de constante de couplage intégrée notée  $ICC(t, T)$  (Integrated Coupling Constant) dont l'évolution est représentée en fonction de la durée  $t$  de chauffage à la température  $T$  puis normalisée par rapport à l'origine des recuits. Cette constante de couplage est uniquement définie à partir de la réflectivité du réseau (3-8) :

$$ICC(t, T) = \tanh^{-1}(\sqrt{R_{\text{max}}(t, T)}) \quad (3-8)$$

Où  $R_{\text{max}}(t, T)$  désigne la réflectivité à l'instant  $t$  et à la température  $T$ . La variation des paramètres de propagation est en fait prise en compte dans cette constante de couplage. La constante de couplage intégrée normalisée  $NICC_{\text{mod}}(t, T)$  est alors définie par la relation (3-9):

$$NICC_{\text{mod}}(t, T) = \frac{\tanh^{-1}(\sqrt{R_{\text{max}}(t, T)})}{\tanh^{-1}(\sqrt{R_{\text{max}}(0, 296K)})} \quad (3-9)$$

Où  $R_{\text{max}}(0, 296K)$  correspond à la réflectivité initiale du réseau de Bragg. D'autre part, certains auteurs introduisent une autre quantité notée  $NI_{\text{mod}}(t, T)$  qui peut être définie comme le rapport entre l'amplitude de modulation après une durée  $t$  de recuit à la température  $T$  :

$$NI_{\text{mod}}(t, T) = \frac{\Delta n_{\text{mod}}(t, T)}{\Delta n_{\text{mod}}(0, 296K)} \quad (3-10)$$

**Dans le cas d'un réseau uniforme et peu contrasté**, il est possible de confondre les deux quantités  $NI_{\text{mod}}(t, T)$  et  $NICC_{\text{mod}}(t, T)$  à condition de supposer que l'intégrale de recouvrement ne dépend pas de la température ni de  $NICC_{\text{mod}}(t)$  lui-même. Cependant, si la variation irréversible d'indice moyen  $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$  provoquée par l'élévation thermique est comparable à la différence d'indice cœur-gaine  $n_1 - n_2$ , il n'est plus possible de confondre ces deux quantités (c'est le cas des réseaux fortement contrastés i.e.  $\Delta n > 10^{-3}$ ).

Lorsque la variation irréversible d'indice moyen devient proche de l'écart d'indice cœur-gaine. Si l'on appelle  $NICCa_{\text{mod}}$  le  $NICC_{\text{mod}}(t, T)$  calculé en supposant que l'intégrale de recouvrement reste constante et égale à  $\eta(t=0)$ , et en supposant les variations relatives de  $\lambda_B$  restent négligeables devant celles de  $\eta$ . On montre que :

$$\frac{\Delta n_{\text{mod}}(t)}{\Delta n_{\text{mod}}(t=0)} \cong NICCa_{\text{mod}} + \frac{-\Delta\eta}{1+\Delta\eta} NICCa_{\text{mod}} \text{ avec } \Delta\eta = \frac{\eta(t)-\eta(t=0)}{\eta(t=0)}$$

quand  $\Delta\eta \ll 1$  on obtient  $\frac{\Delta n_{mod}(t)}{\Delta n_{mod}(t=0)} \cong NICCa_{mod} - \Delta\eta NICCa_{mod}$

Dans le cas où le profil du réseau n'est pas parfaitement uniforme (par exemple apodisé), la variation photo-induite d'indice de réfraction s'exprime sous la forme:

$$\delta n(z) = \Delta n_{moy}(z) + \Delta n_{mod}(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \phi(z)\right) \quad (3-11)$$

avec  $\Delta n_{mod}(z) = \Delta n_{max} \cdot g(z)$ , où  $g(z)$  représente une fonction comprise entre 0 et 1 et  $\phi(z)$  une phase introduite pour tenir compte d'une éventuelle variation du pas le long du réseau. La réflectivité maximale d'un réseau non uniforme dont le pas est constant s'exprime par la relation (3-12) [5]:

$$R_{max} = \tanh^2\left(\frac{\pi}{\lambda_B} \Delta n_{max} L_{eff} \eta(V)\right) \quad (3-12)$$

Où  $L_{eff} = \int_0^L g(z) dz$  représente la longueur effective du réseau.

Comme dans le cas d'un réseau uniforme, la mesure de  $R_{max}$  permet donc, dans ce cas, d'accéder à la notion de constante de couplage intégrée (ICC) mais cette dernière n'est plus proportionnelle au  $\Delta n_{mod}$  mais à un  $\Delta n_{max}$  comme indiqué à la relation (3-13). Cela peut ainsi conduire à des problèmes de prédictions si la stabilité dépend de la variation d'indice photo-induite.

$$ICC = \frac{\pi}{\lambda_B} \Delta n_{max} L_{eff} \eta(V) \quad (3-13)$$

Concernant la variation d'indice moyen, la relation (3-14) permet de la calculer au cours de l'effacement.

$$\begin{aligned} \delta\left(\Delta n_{moy}(t, T)\right) &\approx \frac{n_{eff}}{\eta(V)} \frac{\delta\lambda_B(t, T)}{\lambda_B(t, T)} \approx \frac{\delta n_{eff}(t, T)}{\eta(V)} \\ &= \Delta n_{moy}(t, T) - \Delta n_{moy}(t = 0, 296K) \end{aligned} \quad (3-14)$$

Dans (3-14)  $\delta\lambda_B(t, T)$  et  $\Delta n_{moy}(t, T)$  désignent respectivement la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg et la variation d'indice moyen qui résultent de l'élévation thermique pendant une durée  $t$ .

### 3.5.3 Validité et précision de la méthode de mesure de $\Delta n_{mod}(t, T)$ et de $\Delta n_{moy}(t, T)$

Dans cette section, nous nous proposons de déterminer les limites de validité et la précision de la méthode de mesure des variations photo-induites de l'indice de réfraction du cœur des fibres. Le principe de la méthode a été décrit dans le paragraphe 3.4. Rappelons que cette méthode consiste à photo-inscrire un réseau de Bragg dans le cœur d'une fibre optique photosensible et à mesurer au cours et après l'inscription certaines caractéristiques spectrales

du réseau dans l'ordre 1 (réflectivité, largeur spectrale, longueur d'onde de Bragg). De nombreuses hypothèses sont formulées de manière explicite ou implicite lorsque les quantités recherchées, que constituent les deux premiers termes du développement en série de Fourier (voir expressions (3-23),(3-24)) du changement photo-induit d'indice de réfraction, sont déduits de ces mesures. Ces hypothèses et leur validité sont discutées ci-dessous.

### **3.5.3.1 Localisation de la variation de l'indice de réfraction**

La première hypothèse formulée consiste à supposer que seul le cœur de la fibre est photosensible. La prise en compte de cette hypothèse se traduit par l'introduction de l'intégrale de recouvrement  $\eta(V)$  dans les relations qui relient  $R_{\max}(\lambda_B)$  et  $\Delta\lambda^{FW}$  à  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\delta\lambda_B(t)$  à  $\Delta n_{\text{moy}}(t)$ . Cette hypothèse est vérifiée dans le cas des fibres SMF28e+ utilisées comme référence dans cette étude ainsi que pour la fibre utilisée pour les CDC. Par contre cette hypothèse n'est plus valable dans le cas de certaines fibres à gaine fortement photosensible dédiées à l'inscription de filtres permettant d'égaliser le gain des amplificateurs comme c'est le cas du chapitre 5.

### **3.5.3.2 Uniformité de la variation d'indice sur la section transverse du cœur de la fibre**

L'uniformité de la variation d'indice de réfraction sur la section transverse de la fibre constitue la deuxième hypothèse utilisée pour établir les relations (3-5) et (3-7). Il s'agit là d'un point délicat qui n'a fait l'objet que de peu de vérifications expérimentales dans le cas des réseaux de type I. Cependant la prise en compte de l'atténuation du rayonnement ultraviolet à la traversée du cœur de la fibre permet d'estimer la validité de cette hypothèse. En effet de nombreuses références traitent par contre de l'absorption des fibres optiques en régime linéaire. Le coefficient d'absorption d'une fibre germanosilicate standard dopée à 3 % mol en  $\text{GeO}_2$  est de l'ordre de  $150 \text{ cm}^{-1}$  pour un rayonnement de longueur d'onde 244nm ou 248 nm (lasers utilisés dans cette thèse). Pour déterminer un ordre de grandeur de la proportion du rayonnement qui est absorbé par le cœur d'une fibre optique lors de son insolation par un laser ultraviolet, nous supposons que le diamètre de la fibre est de l'ordre de 6 microns et que l'atténuation suit la loi de Beer-Lambert. Dans ces conditions, l'intensité du rayonnement de longueur d'onde 244 nm décroît à la traversée du cœur de la fibre (fibre germanosilicate dopée à 3 % mol de  $\text{GeO}_2$ ) d'environ 10 %. Ces chiffres indiquent cependant que la modulation d'indice de réfraction n'est pas strictement uniforme sur la section transverse du cœur de la fibre. Le degré d'inhomogénéité dépend de nombreux paramètres tels que, par exemple, la nature de la fibre, les conditions d'insolation, le mécanisme d'absorption à l'origine des changements d'indice (absorption initiale de un ou deux photons [14]), la durée de l'insolation. En conclusion, cette courte discussion montre que l'hypothèse d'une modulation d'indice de réfraction uniforme formulée pour établir les relations (3-5) et (3-7), n'est pas strictement conforme à la réalité expérimentale. Les mesures fournissent donc des quantités moyennées intégrant ces défauts d'inhomogénéités. La façon

de procéder à ces prises de moyenne constitue un problème ouvert qui n'a pas été traité dans le cadre de ce mémoire.

### **3.5.3.3 Diffraction de bord de fentes et moyens de contrôle du profil d'indice.**

La troisième hypothèse formulée concerne l'uniformité de la distribution périodique de densité d'énergie optique le long de l'axe  $Oz$  de la fibre (hypothèse du réseau uniforme sur toute sa longueur). En effet des fentes verticales sont utilisées dans tous les montages de photoinscription pour limiter le champ des faisceaux ultraviolets et de ce fait la longueur  $L$  des réseaux. Par conséquent, le phénomène de diffraction par des bords d'écran affecte nécessairement le profil d'éclairement de la fibre optique. C'est d'ailleurs comme cela que l'on réalise des réseaux naturellement apodisés (cas du chapitre 5). Un système optique décrit pour la première fois par P. Krug et al. en 1995, permet de contrôler l'homogénéité de la modulation d'indice de réfraction le long de l'axe  $Oz$  de la fibre. Pendant ma thèse, une version de ce système a été mise en place au laboratoire et permet de mettre en évidence des variations de modulation d'indice de réfraction de l'ordre de  $qq.10^{-5}$  avec une résolution spatiale de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$ . Ce système est décrit brièvement dans le paragraphe 3.6.2. Il a été utilisé pour contrôler un grand nombre de réseaux fabriqués dans le cadre de ce mémoire. La longueur des réseaux de Bragg (notre instrument de mesure de la photosensibilité) est en générale comprise entre  $1\ \text{mm}$  et  $3\ \text{cm}$ . La valeur basse de cet intervalle a été choisie supérieure (ou égale) à  $1\ \text{mm}$  de façon à ce que l'erreur systématique de mesure sur  $\Delta n_{\text{mod}}$ , liée au rapport entre la longueur de la partie du champ de franges fortement perturbée par les effets de diffraction et celle non perturbée, reste inférieure à  $1\ \%$ .

### **3.5.3.4 Incertitudes de mesures sur la détermination de $\Delta n_{\text{mod}}$ , de ICC et de $\Delta n_{\text{moy}}$ (cas d'un réseau de Bragg uniforme à profil d'indice de réfraction parfaitement sinusoïdal).**

De plus la précision de la mesure de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction et de l'indice moyen est liée aux caractéristiques du réseau de Bragg. Ainsi la détermination de  $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$  est entachée de plusieurs erreurs à savoir :

- Incertitude sur la longueur  $L$  des réseaux (diffraction par bord d'écran par exemple).
- Incertitudes sur la mesure  $\lambda_B(t, T)$
- Incertitudes sur la mesure de  $R_{\text{max}}(t, T)$
- Evolution de l'intégrale de recouvrement  $\eta$  au cours de l'inscription ou de l'effacement: significatif si  $\Delta n_{\text{mod}}$  est comparable à la différence d'indice cœur-gaine ( $n_1 - n_2$ , qui est typiquement de  $4.10^{-3}$  dans nos fibres).
- Non uniformité longitudinale de  $\Delta n_{\text{mod}}$  (e.g. réseaux apodisés): mesure de  $\langle \Delta n_{\text{mod}} \rangle$

De la même façon la détermination de  $\Delta n_{\text{moy}}(t)$  est entachée de plusieurs erreurs à savoir :

- Incertitude sur la mesure de  $\lambda_B$  et  $\delta\lambda_B$

- Incertitude sur l'origine de longueurs d'onde (d'autant plus faible que  $L$  est grand) ce qui conduit à une erreur systématique sur  $\Delta n_{\text{moy}} (t=0)$
- Incertitude sur l'instant qui correspond à l'état d'équilibre à la fin de l'inscription dans une fibre  $H_2$ , ce qui conduit à une erreur systématique sur  $\Delta n_{\text{moy}} (t=0)$
- Incertitude sur l'indice effectif du mode et sur l'intégrale de recouvrement

### **Incertitudes sur la mesure de $R_{\text{max}}(t, T)$**

- Détermination de ligne de base et le rapport signal/bruit

Les niveaux d'incertitude liés à la polarisation et aux interférences spectrales sont inférieurs à  $\pm 0.005$  dB et la linéarité du détecteur est de  $\pm 0.002$  dB sur la gamme spectrale étudiée. Au final, la détermination de la ligne de base conjuguée avec le rapport signal/bruit conduit à des incertitudes inférieures à 0.2 % dans des conditions typiques d'enregistrement (conditions détaillées à la fin de cette section).

- Les pertes résonantes à  $\lambda_B$  ( $R_{\text{max}} + T_{\text{min}} = 1$ )

La valeur de la réflectivité  $R(\lambda_{B1})$  se déduit de la mesure de la transmission minimale du réseau  $T(\lambda_{B1})$  (transmission à la longueur d'onde de Bragg) à l'aide de la relation approchée  $R(\lambda_{B1}) + T(\lambda_{B1}) = 1$ . La validité de cette relation suppose que les pertes introduites par le réseau à la longueur d'onde de Bragg puissent être négligées. Ces pertes peuvent provenir de deux origines : *a*) une augmentation photo-induite du coefficient d'absorption du matériau constituant le cœur de la fibre, *b*) une augmentation du coefficient de diffusion Rayleigh qui pourrait résulter de modifications structurales induites par l'inscription du réseau. L'importance des pertes en excès dépend fortement du choix de la longueur d'onde de Bragg ( $\lambda_B$ ). Dans la plupart de nos expériences, la longueur d'onde de Bragg a été fixée vers 1550 nm. Dans cette région spectrale, les excès de pertes créés par l'insolation peuvent être négligés. Les pertes en excès créés par une augmentation de la diffusion Rayleigh n'ont pas fait l'objet d'études exhaustives dans la littérature scientifique. Seule, à notre connaissance, seule la thèse de Bruno Leconte fait état de mesures de pertes en excès résultant vraisemblablement de l'augmentation de la diffusion créée par l'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres hydrogénées. Dans cette expérience, le niveau des pertes autour de 1520 nm est de l'ordre de  $5 \times 10^{-5}$  dB/cm pour les réseaux de type I. En conclusion, ces résultats montrent que l'usage de la relation  $R(\lambda_{B1}) + T(\lambda_{B1}) = 1$  semble fondée dans la majeure partie des cas.

- La biréfringence et le contrôle de l'état de polarisation

A noter aussi que la biréfringence propre de la fibre et la variation de biréfringence induite par l'inscription où l'effacement du réseau constitue une autre source d'incertitude qui affecte les mesures de  $R_{\text{max}}$  et  $\delta \lambda_B(t)$ . En effet, l'état de polarisation du faisceau sonde utilisé pour enregistrer le spectre du réseau n'est pas contrôlée (comme c'est souvent le cas), si bien que les fluctuations de l'état de polarisation se traduisent par une dispersion des mesures. D'autre part, la variation de biréfringence créée dans une fibre optique par insolation ultraviolette a été étudiée en détail dans la littérature scientifique [16]. La biréfringence

induite est proportionnelle à l'amplitude de la variation d'indice, le facteur de proportionnalité dépendant de la nature de la fibre, de l'état de polarisation du faisceau UV utilisé pour l'insolation et du fait que la fibre était ou non chargée en hydrogène au moment de l'inscription. Le facteur de proportionnalité peut atteindre 8% [16]. De plus, peu de données existent sur l'évolution réversible ou irréversible de la biréfringence lors d'une élévation thermique de la fibre si bien qu'il est difficile d'estimer l'impact de la variation de biréfringence sur la précision des mesures. Cet effet a été étudié à l'Université de Lille1 [18; 19] sur un réseau long de 4 mm et inscrit dans la fibre HD487 non hydrogénée dont le cœur est codopé 15% atomique de germanium et 1% massique d'étain. La gaine de cette fibre est dopée par 1% atomique de germanium et quelques traces de Bore. Le Tableau 3-2 rassemble les caractéristiques principales de la fibre HD487. La Figure 3-8 présente les courbes de concentration de dopant en pourcentage atomique dans la préforme HD487

Dopage du cœur	15% atomique Ge
	1% atomique Sn
	Pas de Fluor
Dopage de la gaine	Bore
	Pas de Fluor
	1% atomique Ge

Tableau 3-2: Caractéristiques principales de la fibre HD487

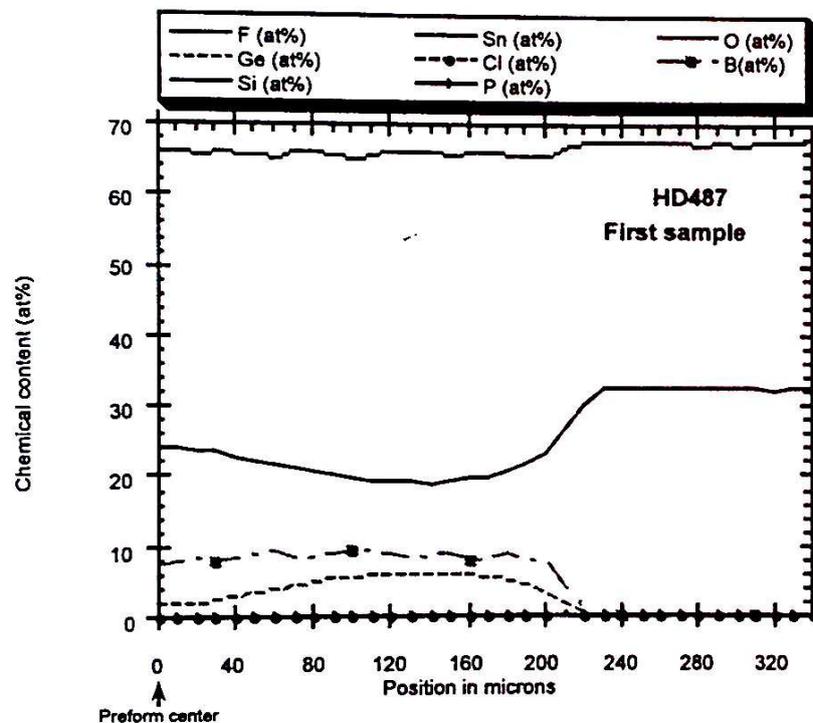


Figure 3-8: Courbes de concentration de dopant en pourcentage atomique dans la préforme HD487

Les mesures ont été réalisées à partir de spectres d'un réseau porté à 150°C. Pour cette fibre, les écarts types sur la mesure de la réflectivité ( $\Delta R$ ) des réseaux et sur leur longueur d'onde de Bragg ( $\delta\lambda_B$ ) sont respectivement  $9 \cdot 10^{-3}$  et 6 pm. Ces mesures ont été répétées pour notre système de caractérisation spectrale (auquel nous avons ajouté un brouilleur de polarisation pour la plupart de nos mesures), dans chacune des fibres étudiées dans ce manuscrit et ce pour chaque température des recuits isothermes. Ces valeurs sont évaluées à respectivement  $10^{-3}$  et 5pm pour les fibres de ce manuscrit.

Ainsi les caractéristiques spectrales initiales du réseau sous test doivent être choisies de façon à ce que  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$  soient déterminées avec la plus grande précision possible. Ce problème est discuté en détail dans la référence [22]. En supposant que l'incertitude de  $\Delta R$  sur la mesure de  $R$  ne dépend pas de l'amplitude de  $R$ , B. Leconte (1998) a montré que si l'on désire obtenir une incertitude relative sur la détermination de  $\Delta n_{\text{mod}}$  inférieure à 2%, il faut choisir les conditions d'inscription du réseau de façon à ce que  $0.2 < R_{\text{max}} < 0.80$ . Dans la suite du manuscrit nous étudierons donc des réseaux dont la longueur a été convenablement choisie de manière à fixer la réflectivité à 0.7. Pour des réseaux très contrastés dont les réflectivités sont supérieures à 80%, des mesures précises de chute de transmission à la longueur d'onde de résonance de réseaux très réflecteurs se révèlent délicates en raison de la présence d'un fond d'émission résiduelle du laser sur une large bande spectrale (ESA : Emission Spontanée Amplifiée). De plus l'expression analytique (3-5) n'est plus valide et les mesures de NICC ne sont plus proportionnelles à celles de la modulation d'indice de réfraction ce qui peut poser des problèmes au moment de la prédiction de durée de vie puisque les modèles sont ponctuels et basés sur la distribution longitudinale de l'espèce chimique à l'origine du  $\Delta n$  (i.e.  $[B(z)]$ ). Ainsi dans la suite de cette thèse, la longueur des réseaux photoinscrits sera adaptée de telle manière à répondre à ces spécifications de façon à minimiser les incertitudes de mesures sur la réflectivité. Au final pour les réseaux ainsi étudiés les variations sur la mesure de  $R_{\text{max}}(t,T)$  restent inférieures à  $4 \cdot 10^{-3}$  sur une durée de 4 semaines. Le Tableau 3-3 présenté à la fin de cette section, résume les sources d'incertitude qui affectent les mesures de  $R_{\text{max}}$ .

#### **Incertitudes sur la mesure de $\lambda_B$ et $\delta\lambda_B$**

- La mesure longueur d'onde du laser sonde et le rapport signal/bruit

L'unité de déplacement de la longueur d'onde d'émission se fait avec un incrément minimum de 0.1 pm ce qui fixe en théorie la résolution de la source. Cette valeur permet en théorie une caractérisation très fine du spectre des réseaux de Bragg.

- Fluctuations de températures ( $\pm 0.5^\circ\text{C}$  sur 4 semaines)

En pratique cette résolution est dégradée par la non maîtrise de l'état de polarisation d'une part ainsi que des fluctuations de température de l'environnement d'autre part. Typiquement les fluctuations sont de l'ordre de  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  sur une durée de 4 semaines. Cela conduit à des variations de l'ordre de  $\pm 6\text{pm}$  sur la détermination de la longueur d'onde de Bragg.

- La biréfringence et l'état de polarisation non contrôlé

Par ailleurs, en raison de la biréfringence induite par l'inscription des réseaux et le caractère aléatoire de l'état de polarisation du laser sonde, les incertitudes sur les mesures de  $\lambda_B$  sont de l'ordre de  $\pm 5$  pm à la température de travail (typ. entre 20 et 300°C).

L'incertitude sur la détermination de  $\Delta n_{\text{moy}}$  dépend linéairement de l'incertitude affectant la mesure de  $\lambda_B$ . Cette dernière sera d'autant plus précise que la largeur spectrale du réseau sera faible, c'est-à-dire que le réseau non saturé sera long. A noter tout de même que pour des réseaux de longueurs supérieures à 5 cm, la variation de longueur d'onde du laser accordable correspondant à chaque pas peut s'avérer trop importante pour résoudre tous les détails du spectre. Nous travaillerons donc en général avec des réseaux de longueurs comprises entre quelques mm et quelques cm. Le Tableau 3-3 résume les sources d'incertitude qui affectent les mesures de  $\delta\lambda_B$  et de ce fait, les valeurs numériques  $\Delta n_{\text{moy}}(t, T)$ .

**Incertaince sur la longueur d'onde de Bragg à l'origine  $\lambda_B(t=0)$  :** La mesure de  $\delta\lambda_B(t)$  et donc la détermination de  $\Delta n_{\text{moy}}(t = 0)$  est entachée d'une erreur systématique puisque la longueur d'onde du réseau n'est détectée qu'après un laps de temps  $\Delta t$  non nul (typiquement qq secondes) ou le spectre du réseau peut être détecté (et non à l'instant  $t' = 0$  correspondant au début de l'inscription). On notera cette valeur  $\lambda_{BDi}$ . Une façon de minimiser cette erreur et d'estimer la valeur de  $\lambda_B(t=0)$  consiste à calculer une origine fictive de la longueur d'onde de Bragg du réseau en supposant que  $\Delta n_{\text{mod}}(t=0) = \Delta n_{\text{moy}}(t=0)$ ,  $\Delta n_{\text{mod}}(t=0)$  étant calculée à partir de la réflectivité  $R_{\text{max}}$  mesurée sur le premier spectre détecté. On peut ainsi déduire le décalage irréversible de la longueur d'onde de Bragg introduit lors des premières secondes de Bragg et le soustraire à la valeur de  $\lambda_{BDi}$  afin d'estimer la valeur de  $\lambda_B(t=0)$ . A noter que cette méthode n'est correcte que si la variation d'indice moyen reproduit celle de la modulation. *Cette méthode de correction sera appliquée dans la suite de ce manuscrit.*

### **Incertaince sur l'indice effectif du mode et sur l'intégrale de recouvrement**

Les déterminations de  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$  nécessitent la connaissance de l'intégrale de recouvrement  $\eta(V)$ .  $\eta(V)$  se calcule à partir des paramètres opto-géométriques de la fibre. Lorsque la variation  $\Delta n_{\text{moy}}$  n'est pas négligeable devant la différence des indices de cœur et de gaine (comme c'est souvent le cas lorsque l'on insoule une fibre chargée en hydrogène), il est nécessaire de prendre en compte le fait que  $\eta(V)$  évolue au cours de l'insolation (ou de l'effacement). La Figure 3-9 montre une simulation de l'évolution de la fréquence normalisée  $V$  et du facteur  $\eta(V)$  en fonction de l'amplitude totale d'indice de réfraction induite par l'insolation ultraviolette. Les paramètres opto-géométriques de la fibre SMF28 sont utilisés. Ce résultat montre qu'il est nécessaire de tenir compte de la variation de  $V$  dans le calcul du facteur  $\eta(V)$  et par conséquent dans le calcul de  $\Delta n_{\text{mod}}(t)$  et de  $\Delta n_{\text{moy}}(t)$  lorsque la variation

d'indice devient importante. Les valeurs de  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$  sont alors déterminées par une méthode itérative décrite ci-dessous.

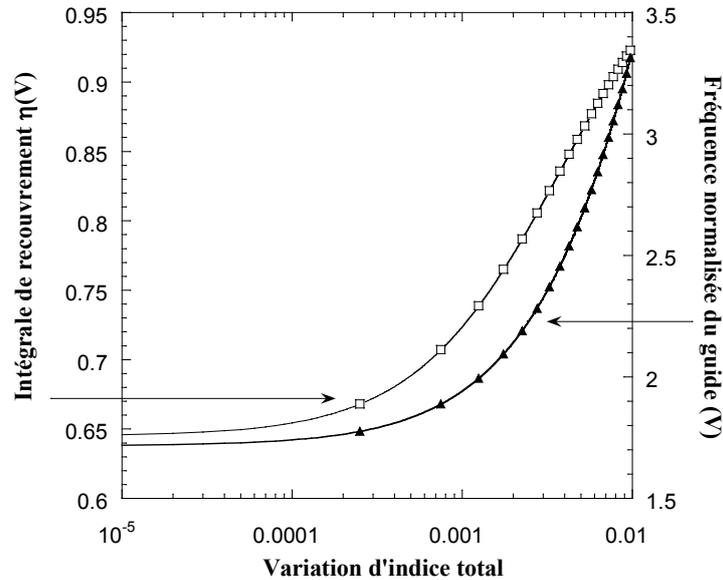


Figure 3-9: Evolution de la fréquence normalisée  $V$  et du facteur  $\eta(V)$  en fonction de  $\Delta n_{\text{totale}}$ . Pour rappel la variation d'indice cœur-gaine dans une fibre SMF28 est de l'ordre de  $\Delta n_{cg} (SMF28) = 3.6 \cdot 10^{-3}$ .

Dans le premier pas de l'itération,  $\eta(V)$  est déterminée à partir des paramètres de la fibre avant l'insolation ce qui permet de calculer une première valeur approchée de  $\Delta n_{\text{moy}}$  (et de  $\Delta n_{\text{mod}}$ ). Dans le deuxième pas de l'itération, la valeur de  $\Delta n_{\text{moy}}$  est utilisée pour calculer une nouvelle valeur de  $\eta(V)$  à partir de laquelle de nouvelles valeurs de  $\Delta n_{\text{moy}}$  et  $\Delta n_{\text{mod}}$  sont calculées. La méthode converge en quelques itérations [10; 22]. Concrètement la procédure itérative de calcul se décompose selon les étapes suivantes au rang  $n$  (qui correspond à l'instant  $t$ ). Dans ces expressions  $a$  désigne le rayon du cœur,  $n_c$  : l'indice de cœur,  $n_g$  : l'indice de gaine.

1. L'indice de cœur est corrigé pour tenir compte de la variation de l'indice moyen photo-induite par l'inscription

$$n_c(n) = n_c(0) + \Delta n_{\text{moy}}(n - 1) \quad (3-15)$$

2. Les constantes de propagation sont calculées.  $u$  et  $V$  désignent respectivement la constante de propagation transverse du mode fondamental se propageant dans le cœur et la fréquence normalisée du guide. Les valeurs de  $u$  et de  $v$  (constantes de propagation transverse respectivement dans le cœur et la gaine de la fibre) se déduisent de la résolution numérique du système d'équations composé de l'équation caractéristique et de l'équation  $u^2 + v^2 = V^2$ . Dans le cas où  $1.5 \leq V \leq 2.4$ ,  $u$  et  $v$  peuvent se calculer à partir des expressions approchées (3-18) et (3-19).

$$\Delta(n) = \frac{n_c(n) - n_g}{n_g} \quad (3-16)$$

$$V(n) = 2\pi \sqrt{\frac{a^2((n_c(n))^2 - (n_g)^2)}{\lambda_B^2}} \quad (3-17)$$

$$v(n) = 1.1428.V(n) - 0.996 \quad (3-18)$$

$$u(n) = \sqrt{V(n)^2 - (1.1428V(n) - 0.996)^2} \quad (3-19)$$

$$b(n) = 1 - \frac{u(n)^2}{V(n)^2} \quad (3-20)$$

3. Dans l'approximation du faible guidage  $n_c$  est très proche de  $n_g$  ( $n_c - n_g \ll n_c$ ) et les modes sont linéairement polarisés et désignés sous l'appellation  $LP_{\nu\mu}$ . L'indice effectif  $n_{eff}$  du mode fondamental  $LP_{01}$  qui se propage dans la fibre peut donc s'exprimer par la relation approchée (3-21)

$$n_{eff}(n) = n_g(1 + \Delta(n)b(n)) \quad (3-21)$$

4. La nouvelle valeur de l'intégrale de recouvrement est donnée par:

$$\eta(n) = 1 - \frac{u(n)(1 - (\frac{Besselk(v(n),0)}{Besselk(v(n),1)})^2)}{V(n)} \quad (3-22)$$

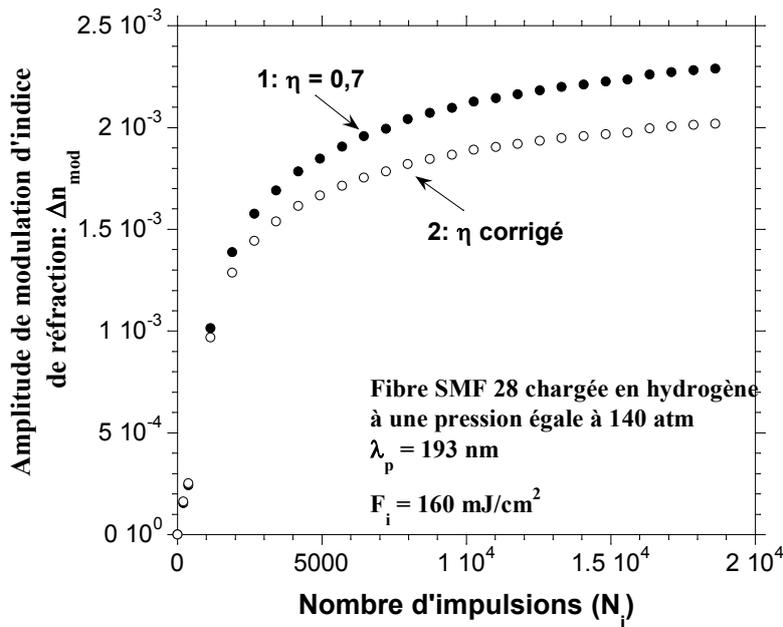


Figure 3-10: Correction des paramètres de propagation sur la cinétique d'inscription d'un réseau de Bragg

5. La nouvelle valeur de l'indice moyen photoinduit (autrement appelé ici rang  $n$ ) est recalculée à l'aide de la formule suivante:

$$\Delta n_{moy}(n) = \frac{n_{eff}(n)\delta\lambda_B}{(1.1428 - \frac{0.996}{V(n)})\lambda_B} \quad (3-23)$$

6. La valeur du terme  $\Delta n_{mod}(t)$  peut alors être recalculée avec la nouvelle valeur de  $\eta$ .

$$\Delta n_{mod}(n) = \frac{\lambda_B \operatorname{arctanh}(\sqrt{R_{max}})}{\pi \cdot L \cdot \eta(n)} \quad (3-24)$$

La Figure 3-10 montre un exemple de correction apportée sur des résultats expérimentaux lorsque la variation moyenne d'indice de réfraction devient proche de l'écart d'indice cœur-gaine. La figure représente la cinétique de photo inscription de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction en fonction du nombre d'impulsions. Le réseau est photo inscrit dans une fibre SMF28 préalablement hydrogénée (140 atm à température ambiante pendant 1 mois) à l'aide d'un laser UV pulsé ( $\lambda_p = 193\text{nm}$ ) et d'un masque de phase. La courbe 1 représente l'évolution de  $\Delta n_{mod}$  calculé en considérant  $\eta(V)$  constant et égal à 0,7. Le calcul de  $\Delta n_{mod}(t)$  tenant compte de la correction de  $\eta$  en fonction de  $V$  est représenté par la courbe 2 après cinq itérations. L'écart entre les valeurs corrigées et non corrigées croît avec l'augmentation de l'écart d'indice cœur gaine photoinduit, pour atteindre une valeur finale de  $5 \cdot 10^{-4}$ . ***Cette correction des paramètres de guidage de la fibre a été effectuée systématiquement dans le traitement des résultats présentés dans ce mémoire et en particulier pour le traitement des cinétiques d'inscription.***

### **Incertitude sur l'instant qui correspond à l'état d'équilibre à la fin de l'inscription dans une fibre H<sub>2</sub>**

Au cours de l'inscription du réseau dans une fibre chargée en hydrogène, la longueur d'onde Bragg se translate vers les hautes longueurs d'ondes à mesure que la réflectivité du réseau augmente avec la durée de l'insolation. L'objectif est de déterminer cette valeur avec la plus grande précision possible. Cependant, juste à la fin de l'inscription, lorsque le faisceau UV est occulté, la longueur d'onde de Bragg suit une évolution temporelle non monotone :

- Quelques s après l'arrêt des tirs,  $\lambda_B$  décroît légèrement (-0,1 nm).
- Sur un laps de temps de quelques heures, le déplacement de la longueur d'onde de Bragg change de sens ( $\delta\lambda_B = + 0,1$  à +0,2 nm).
- $\lambda_B$  diminue ensuite, pendant un intervalle de temps de plusieurs jours, d'une quantité qui dépend de la pression initiale à laquelle le chargement a été effectué et des conditions à l'inscription.

Ce comportement est habituellement décrit de la façon suivante :

- L'insolation de la fibre crée un échauffement de la fibre. L'occultation du faisceau UV provoque une diminution de température et donc une translation vers les basses longueurs d'ondes de  $\lambda_B$ .
- L'irradiation de la fibre provoque aussi une dissociation de l'hydrogène moléculaire qui réagit avec la matrice ou des défauts pour former des espèces chimiques stables. La pression partielle d'hydrogène moléculaire est, pendant l'inscription, plus faible dans le cœur que dans la gaine. Cette dernière constitue un réservoir qui remplit le cœur d' $H_2$  pendant quelques heures après la fin de l'inscription [23].  $\lambda_B$  se translate alors vers les hautes longueurs d'ondes.
- La concentration en hydrogène moléculaire diminue ensuite aussi bien dans le cœur que dans la gaine optique. Cette phase correspond à la translation vers les basses longueurs d'ondes de  $\lambda_B$ . L'ordre de grandeur des translations dépend de l'élévation de température provoquée par l'insolation et de la concentration d'hydrogène consommé pendant l'inscription. B. Malo et al. inscrivent des réseaux dans une fibre de télécommunication chargée sous une pression de 100 atm et mesurent une translation finale vers les basses longueurs d'ondes de 0,16 nm [23]. D. Ramecourt et al. mesurent une translation de -1,3 nm [20](réseaux écrits avec un laser continu dans la même fibre chargée sous une pression de 140 atm) alors que H. Poignant mesure une translation vers le bleu de 1,6 nm pour des réseaux écrits avec un laser continu dans une fibre de télécommunication chargée sous une pression de 200 atm [24]. La disparité entre les valeurs des translations de  $\lambda_B$  selon les conditions d'expérience constitue une source de difficultés lorsqu'il est nécessaire que la reproductibilité d'une longueur d'onde  $\lambda_B$  soit assurée.

A noter que dans les applications industrielles, la désorption d'hydrogène est souvent accélérée par élévation de la température  $T$  du réseau au-dessus de l'ambiante. La limite haute de température est fixée à 250°C afin d'éviter la création de pertes en excès vers  $\lambda_B$  qui résulteraient de la formation d'espèces chimiques (e.g. espèces OH), accélérée par l'élévation thermique. D. Ramecourt a montré que la translation vers les basses longueurs d'ondes de  $\lambda_B$  (provoquée par désorption d'hydrogène) est indépendante de la température  $T$  (dans la gamme [20-250°C]), tous les autres paramètres étant fixés..

**Pour résumer :**

Le Tableau 3-3 résume les sources d'incertitude qui affectent les mesures de  $R_{max}$  et  $\lambda_B$  et de ce fait, les valeurs numériques de  $\Delta n_{mod}(t,T)$  ou  $NICC_{mod}(t,T)$  et de  $\Delta n_{moy}(t,T)$ . Nous avons, par ailleurs, vérifié que les incertitudes reportées dans ce tableau ne dépendent pas de la température  $T$  à laquelle la mesure a été réalisée ( $20^\circ C < T < 350^\circ C$ ).

Une forme différentiée de la relation (3-8) peut s'écrire :

$$\frac{\Delta(ICC_{mod})}{ICC_{mod}} = \left( \frac{1}{T(\lambda_B)} \right) \cdot \frac{1}{2 \cdot \sqrt{R(\lambda_B)}} \frac{\Delta R(\lambda_B)}{Arctanh \sqrt{R(\lambda_B)}} \quad (3-25)$$

Dans l'expression (3-25),  $\Delta R(\lambda_B)$  désigne l'incertitude sur la mesure de la réflexion du réseau de Bragg à sa longueur d'onde de résonance. L'incertitude relative sur la valeur de ICC a été calculée, à l'aide de la relation (3-25), en fonction de la valeur du coefficient de transmission  $T(\lambda_B)=1-R(\lambda_B)$  en traitant le cas d'un réseau parfaitement sinusoïdal. L'incertitude de mesure sur la réflectivité à la longueur d'onde de résonance est inférieure à 0.4 % sur 4 semaines de mesures. Le tracé de l'incertitude relative sur la valeur de ICC est présenté sur la Figure 3-11 en fonction de  $R(\lambda_B)$ .

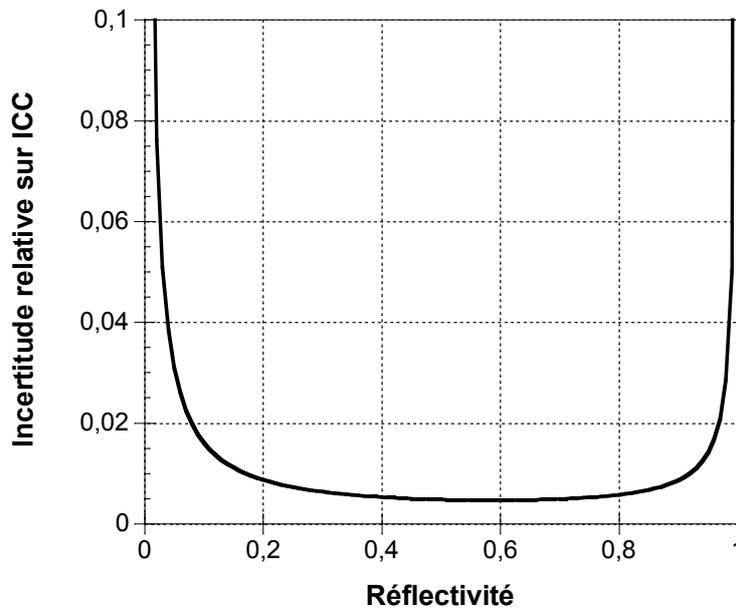


Figure 3-11: Evolution de l'incertitude relative sur la valeur de la variation de ICC calculée en fonction de la valeur de la réflectivité  $R(\lambda_B)$  pour un réseau parfaitement sinusoïdal.

Mesure de $R_{\max}$ (et donc sur ICC)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Détermination de ligne de base</li> <li>• Pertes résonantes à <math>\lambda_B</math> (<math>R_{\max} + T_{\min} = 1</math>)</li> <li>• Biréfringence + état de polarisation non contrôlé</li> <li>• S/B</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Erreur systématique : <math>\pm 0.1\%</math> sur R</li> <li>• Erreur systématique <math>&lt; 5 \times 10^{-5}</math> dB/cm</li> <li>• Erreur aléatoire : <math>\pm 0.1\%</math> sur R.</li> <li>• Erreur aléatoire <math>&lt; \pm 0.002</math> dB</li> </ul> <p><b>Au total : <math>\Delta R_{\max} &lt; 4.10^{-3}</math> sur 4 semaines</b></p>
Mesure de $\lambda_B$ ou de $\delta\lambda_B$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Mesure longueur d'onde du laser sonde</li> <li>• Biréfringence + état de polarisation non contrôlé</li> <li>• S/B</li> <li>• Fluctuations de températures (<math>\pm 0.5^\circ\text{C}</math> sur 4 semaines)</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Erreur aléatoire <math>\pm 0.1</math> pm</li> <li>• Erreur aléatoire <math>\pm 5</math> pm</li> <li>• Erreur aléatoire <math>\pm 1</math> pm</li> <li>• Erreur aléatoire <math>\pm 6</math> pm</li> </ul> <p><b>Au total : <math>\delta\lambda_B &lt; 20\text{pm}</math> sur 4 semaines et</b>  <math>\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} &lt; 2.10^{-5}</math></p>
Détermination de $\Delta n_{\text{mod}}$ à partir de la mesure de $R_{\max}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Incertitude sur L (diffraction par bord d'écran par exemple)</li> <li>• Evolution de <math>\eta</math> au cours de l'inscription ou de l'effacement: significatif si <math>\Delta n_{\text{mod}}</math> comparable à <math>n_1 - n_2</math>.</li> <li>• Incertitude sur <math>\lambda_B</math></li> </ul> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Incertitude « totale » sur <math>R_{\max}</math></li> <li>• Non uniformité de <math>\Delta n_{\text{mod}}</math> le long de l'axe du réseau (e.g. réseau apodisé): mesure de <math>\langle \Delta n_{\text{mod}} \rangle</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Erreur systématique (typ. <math>&lt; 0.1\%</math>)</li> <li>• Erreur systématique qui a été minimisé par un calcul itératif</li> <li>• Erreur aléatoire <math>\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} &lt; 2.10^{-5}</math></li> <li>• Erreur aléatoire <math>\Delta R_{\max} &lt; 4.10^{-3}</math></li> <li>• Erreur systématique si la stabilité dépend de l'amplitude initiale.</li> </ul>
Détermination de $\Delta n_{\text{moy}}$ à partir de la translation de la longueur d'onde de Bragg	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Incertitude sur l'origine de longueurs d'onde: d'autant plus faible que L est grand</li> <li>• Incertitude sur la mesure de <math>\lambda_B</math> et <math>\delta\lambda_B</math></li> <li>• Incertitude sur l'indice effectif du mode</li> <li>• Incertitude sur l'instant qui correspond à l'état d'équilibre à la fin de l'inscription dans une fibre <math>H_2</math></li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Erreur systématique sur <math>\Delta n_{\text{moy}} (t=0)</math></li> <li>• Erreur aléatoire <math>\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} &lt; 2.10^{-5}</math></li> <li>• Erreur systématique <math>&lt; 10^{-4}</math></li> <li>• Erreur systématique sur <math>\Delta n_{\text{moy}} (t=0)</math></li> </ul>

Tableau 3-3: Détermination de  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$  à partir du spectre de transmission d'un réseau: sources d'incertitude

## 3.6 Vérification de l'uniformité d'un réseau par diffraction latérale ou de perturbation locale.

Il est bien connu que, lorsque l'on cherche à utiliser les cinétiques d'inscription de réseaux pour tirer des enseignements significatifs sur l'évolution de la modulation d'indice (ou de l'indice moyen) en fonction des paramètres de l'inscription, il est nécessaire que le **profil d'indice des réseaux soit uniforme**. La même affirmation peut être énoncée lorsque l'on **procède à des expériences de vieillissement accéléré de réseaux**. En effet, la stabilité de la variation d'indice dépend, à priori, de la valeur initiale de cette variation et de la fluence cumulée reçue localement par la fibre. Il s'avère donc important de **vérifier l'uniformité des réseaux utilisés dans ces expériences**.

### 3.6.1 Vérification de « l'uniformité » du réseau par la méthode spectrale

L'uniformité du réseau ( $\Delta n_{\text{mod}}$ ,  $\Delta n_{\text{moy}}$  et  $\Lambda$  indépendants de  $z$ ) peut être contrôlée en comparant le spectre expérimental au spectre théorique (les expressions du spectre théorique sont présentées dans le chapitre 1 dédié à la théorie des réseaux de Bragg). Ce dernier est calculé à partir des valeurs numériques de la longueur  $L$  du réseau et de  $\Delta n_{\text{mod}}$ , déterminées respectivement en utilisant la valeur de  $L$  fixée dans l'expérience et en calculant  $\Delta n_{\text{mod}}$  à partir de la mesure de  $R_{\text{max}}$  (relation (3-26)).

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B}{\pi L n_{\text{eff}}} \sqrt{(\tanh^{-1}(\sqrt{R_{\text{max}}}))^2 + \pi^2} \quad (3-26)$$

Le bon accord entre les zéros des deux spectres loin de la résonance de Bragg constitue un critère d'uniformité du réseau [25]. La durée de cette vérification peut s'avérer prohibitive, en particulier si des spectres sont enregistrés en grand nombre au cours de la croissance ou de la destruction du réseau. Un procédé plus rapide consiste à contrôler la cohérence entre la valeur de la réflectivité maximale  $R_{\text{max}}$  et la largeur spectrale du réseau  $\Delta\lambda$ .

Cette méthode étendue à des réseaux complexes sera mise en œuvre dans le chapitre dédié aux filtres égaliseurs de gain. En effet cela nous permettra de caractériser le filtre élémentaire (un réseau court, chirpé, à traits inclinés et apodisé) qui constituera l'élément de base du filtre égaliseur de gain.

### 3.6.2 Vérification de « l'uniformité » du réseau par mesure locale de l'efficacité de diffraction latérale du réseau

La méthode de détermination de l'amplitude de modulation locale  $\Delta n_{\text{mod}}(z)$  par mesure locale de **l'efficacité de diffraction latérale du réseau** a été proposée par P. Krug et al. [26]. La description de cette méthode avec ce même schéma, peuvent être retrouvés dans la thèse de David Ramecourt [20]. Cette méthode a été reprise lors de cette thèse et un montage

similaire a été développé au laboratoire. Le principe de la méthode est illustré sur la Figure 3-12.

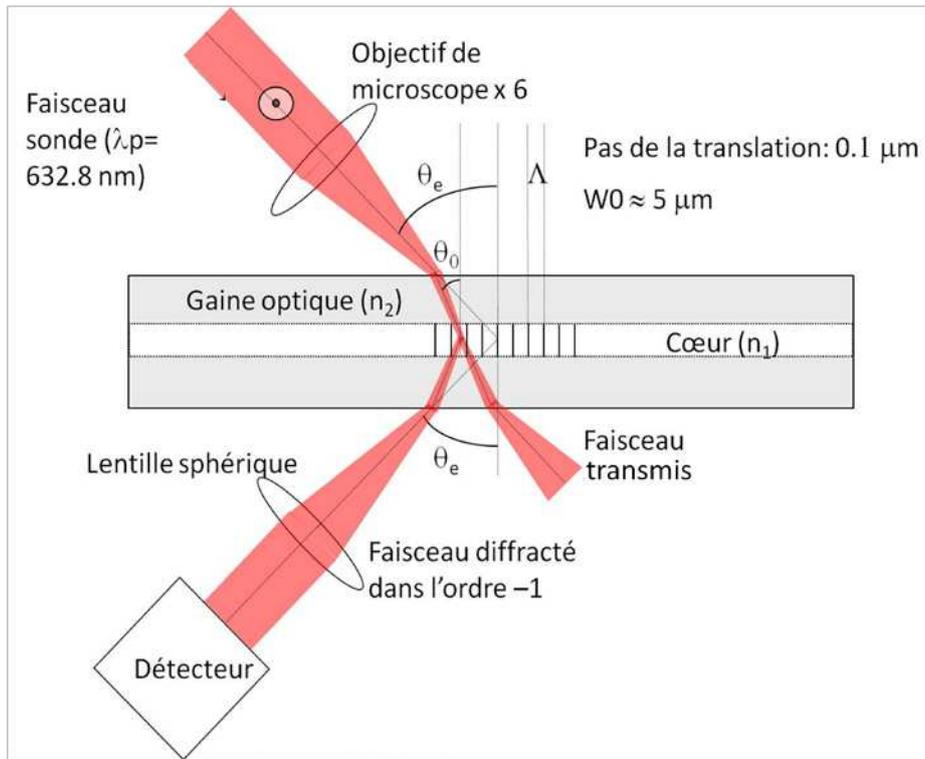


Figure 3-12 : Schéma du dispositif de détermination de l'amplitude de modulation par mesure de l'efficacité locale de diffraction latérale [26].

La fibre contenant un réseau de Bragg photoinscrit est fixée dans un support horizontal mobile en translation avec une résolution du micron. Grâce à ce dispositif, la fibre peut être déplacée parallèlement à elle-même de façon contrôlée et à vitesse constante. Un faisceau laser de sonde (ici un laser He-Ne de longueur d'onde 632.8 nm et polarisé horizontalement) est focalisé sur le cœur de la fibre au moyen d'un objectif de microscope (ici avec un grandissement de 10) selon un spot de rayon  $\approx 5 \mu\text{m}$ . L'angle moyen d'incidence du faisceau sur la fibre  $\theta_e$  vérifie la condition de Bragg.

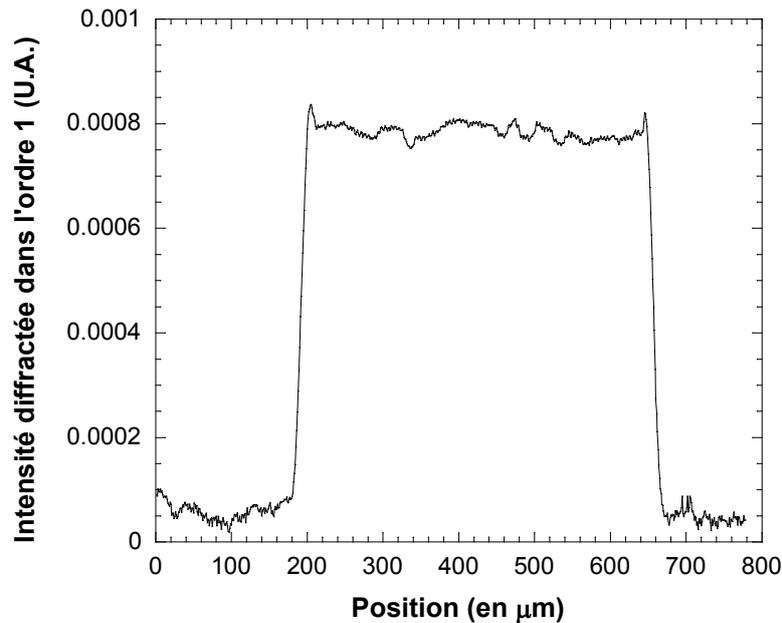
$$\sin(\theta_e) = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (3-27)$$

De ce fait si le réseau de Bragg peut être assimilé à un réseau épais ( $d \gg \lambda$ ), réfléchit une partie de la puissance optique dans le premier ordre et transmet un faisceau dans l'ordre zéro. L'efficacité de diffraction du réseau  $\sigma(z)$  est proportionnelle à  $\Delta n_{\text{mod}}^2(z)$  ( $\sigma \ll 1$ ).

$$\sigma(z) = \frac{P_d}{P_i} \cong \Delta n_{\text{mod}}^2(z) \quad (3-28)$$

Dans (3-28),  $P_d$  et  $P_i$  représentent respectivement la puissance optique diffractée dans l'ordre 1 et la puissance optique incidente sur le réseau.

La détermination de l'évolution de  $\Delta n_{\text{mod}}$  en fonction de  $z$  est effectuée en mesurant  $\sigma(z)$  en fonction de  $z$  au cours de la translation de la fibre parallèlement à elle-même. A noter que la mesure de  $\sigma(z)$  est effectuée en modulant l'intensité du faisceau sonde grâce à un modulateur mécanique et en détectant la puissance optique diffractée à l'aide d'un détecteur suivi d'un amplificateur à détection synchrone (Stanford SR830). Compte tenu de la diffusion introduite par la fibre, la sensibilité de la mesure reste limitée à environ  $10^{-5}$ . A titre d'illustration de cette méthode de mesure de  $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ , un enregistrement de la puissance optique diffractée par un réseau carré est présenté sur la Figure 3-13



*Figure 3-13: Mesure de l'intensité diffractée dans l'ordre -1 par un réseau de Bragg photo inscrit dans une fibre SMF 28 hydrogénée*

### **3.7 Présentation synoptique des programmes de traitement des données permettant de construire les courbes maitresses**

#### **3.7.1 Présentation synoptique du programme servant au suivi des spectres au cours des recuits**

Afin de suivre l'évolution du spectre des réseaux de Bragg, un programme a été écrit en Labview. Ce programme prend en charge le pilotage en GPIB de différents instruments de mesure à savoir un contrôleur relié à quatre thermocouples (un par four), une baie de mesure contenant un laser accordable en longueur d'onde et un détecteur calorimétrique ainsi qu'un double commutateur optique permettant de connecter dix fibres optiques.

Afin de définir une expérience de vieillissement accéléré, l'opérateur renseigne un certain nombre d'informations dans des fichiers contenant les paramètres fixes de

l'expérience. Ainsi dans un premier fichier, les étapes de mesures sont définies dans des fichiers indépendants qui contiennent 2 colonnes de paramètres, la première colonne contient la durée en seconde des différentes étapes, la deuxième colonne contient la périodicité des mesures souhaitées en secondes pour chaque étape. Un deuxième fichier à remplir par l'opérateur avant l'expérience de vieillissement accéléré contient les paramètres d'enregistrement pour chaque fibre.

- Les deux premières colonnes définissent pour chacun des 10 réseaux les longueurs d'onde minimales et les longueurs d'ondes maximales du spectre à enregistrer. En général on enregistre le spectre sur une gamme d'environ 5nm autour de la longueur d'onde de Bragg.
- La troisième colonne renseigne l'intervalle spectral des points de mesures de chaque spectre (typiquement entre 1 et 10pm selon la longueur des réseaux).
- La quatrième colonne contient une valeur entière en seconde codant pour chaque réseau l'heure de démarrage de la première étape de mesure.

La périodicité des mesures de température des fours par les thermocouples est contrôlée par une valeur en secondes sur la face avant du programme Labview, cette valeur reste constante tout au long d'une expérience donnée de vieillissements accélérés. En Figure 3-14 est présenté un schéma synoptique du fonctionnement du programme Labview.

- Le programme d'acquisition des spectres fonctionne selon les étapes de la Figure 3-14. Au lancement du programme il y a une étape préliminaire d'initialisation des différents éléments du banc de mesure: switch optique, laser accordable, thermocouple.
- Ensuite, pour chaque fibre si la valeur du paramètre date de mesure est à 0, l'heure de la prochaine mesure est calculée. Cette valeur sera réécrite à 0 quand la mesure sera effectuée. Le programme écrit -1 lorsque toutes les étapes de mesures entrées par l'utilisateur dans le fichier des étapes de mesures ont été effectuées. Ainsi si la valeur de date de mesure est trouvée à -1 ou toute valeur négative, aucune nouvelle date de mesure n'est ni calculée ni programmée.,
- Lorsque le programme détecte une mesure qui doit être effectuée sur une des 10 fibres, il entame la procédure de mesure de spectre: positionnement du switch optique sur le bon couple entrée/sortie, enregistrement d'un spectre avec les paramètres qui correspondent à la fibre sélectionnée (gamme spectrale et résolution spectrale). Une fois le spectre enregistré, le laser accordable est remis en veille et le switch optique est remis en position 0, c'est à dire qu'aucune fibre n'est connectée sur le réseau optique de mesure.

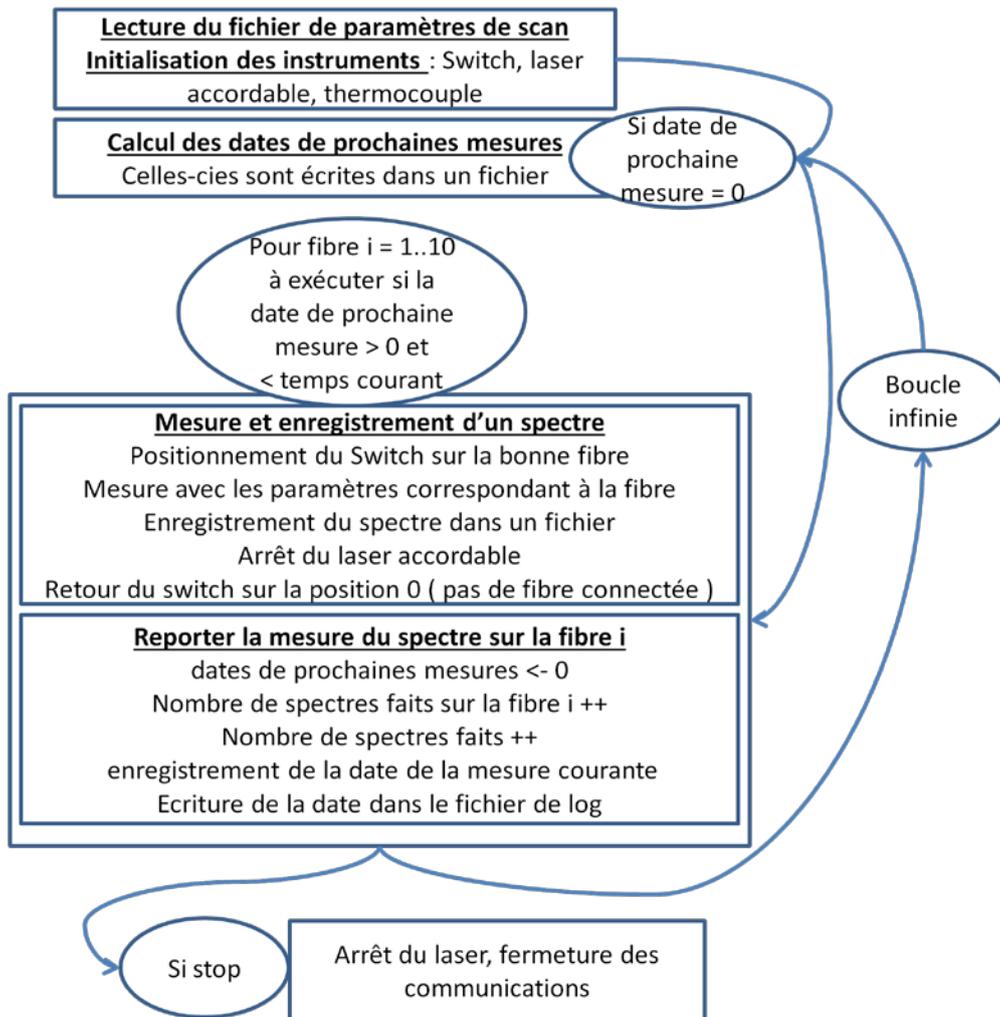


Figure 3-14:Présentation synoptique du programme de suivi des spectres

- Dans le fichier des dates de mesure le nombre de spectres de la fibre sélectionnée est incrémenté. Il en est de même pour le nombre total de spectres mesurés dans l'expérience.
- L'heure de la mesure de ce spectre est enregistrée dans un fichier de log propre à la fibre sélectionnée.
- Le programme s'arrête sur demande de l'utilisateur. Si c'est le cas le programme arrête le laser accordable et coupe les communications GPIB avec les différents instruments.

### 3.7.2 Présentation synoptique du programme servant à traiter les données de vieillissement accéléré

Les Figure 3-15, Figure 3-16, Figure 3-17, et Figure 3-18 présentent le programme et les algorithmes codés en langage C. Ce programme a été utilisé pour suivre la réflectivité et la longueur d'onde des réseaux, déterminer les courbes de vieillissement isothermes et construire la courbe maîtresse ainsi que l'incertitude sur le coefficient  $k_0$ . L'algorithme se décompose en deux étapes principales:

- La première étape consiste à déterminer les valeurs de la réflectivité et de longueur d'onde de Bragg en fonction de t et T. Pour cela un algorithme de détection de la ligne de base est utilisé. Cette ligne de base est ensuite retranchée et il est alors possible de détecter le minimum de transmission sur le spectre en dB. Ensuite on enregistre la longueur d'onde de Bragg correspondante La réflectivité est calculée avec la formule suivante :

$$R = 1 - 10^{\frac{P_{Bragg}(dB) - baseline(dB)}{10}}$$

où R désigne la réflectivité,  $P_{Bragg}(dB)$  la valeur du minimum en dB,  $baseline(dB)$  désigne la valeur de la ligne de base à l'abscisse du minimum de transmission détecté.

- La seconde étape est la construction de la courbe maitresse, soit le rassemblement de toutes les courbes isothermes obtenues lors de la première étape en une seule. Pour cela l'échelle de temps est remplacée par l'échelle de l'énergie de démarcation (voir le chapitre 2 théorique). Les courbes NICC( $E_d$ ) sont inversées par interpolation-lissage. Par cette opération des courbes  $E_d = f(NICC)$  avec abscisses NICC communes sont obtenues. Pour obtenir le rassemblement des ces courbes le programme cherche le  $k_0$  qui minimise  $\chi^2$  qui se calcule à partir de la formule ci-dessous:

$$\chi^2(\ln(k_0)) = \frac{1}{N_T} \sum_{j=1}^{N_c} \sum_{i=1}^N \left( \frac{Ed_i^j - \overline{Ed}_i}{\delta Ed_i} \right)^2 \quad (3-29)$$

$N_c$  est le nombre d'isothermes j désigne l'isotherme courant, N le nombre de points par isothermes, i désigne le point courant sur les isothermes.  $N_T$  est le nombre total de point sur tous les isothermes.

Le premier signe somme porte sur les courbes isothermes, le deuxième signe somme porte sur les points à l'intérieur de chacune des courbes isothermes obtenues par interpolation-lissage.

# Synopsis du programme de traitement des données

## Code utilisé:

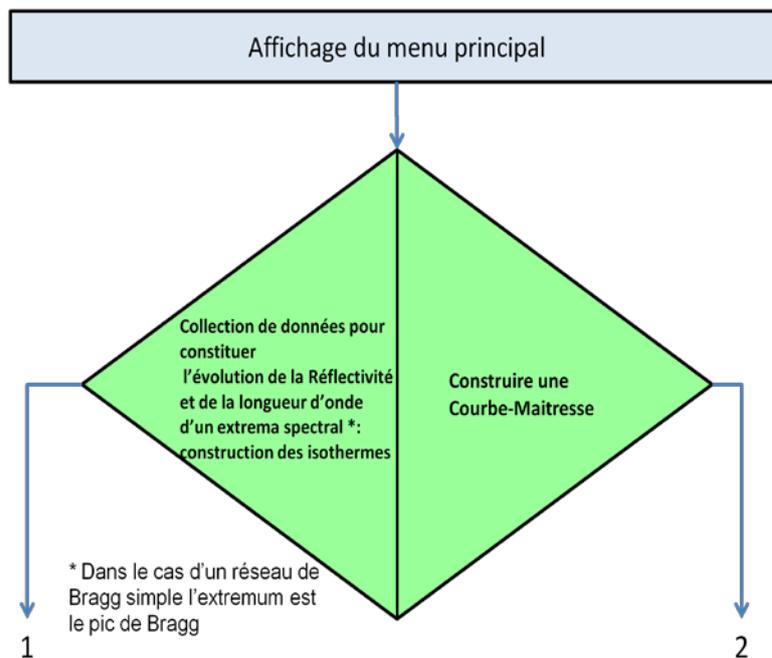
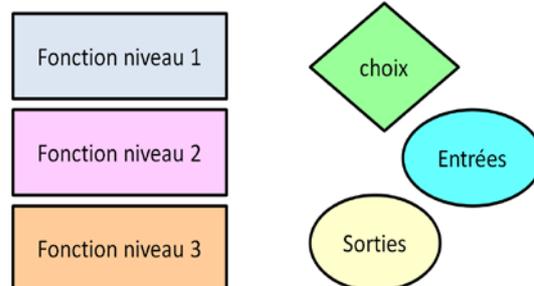


Figure 3-15: Menu principal du programme de traitement des données de vieillissement accéléré.

## Collection de données pour constituer l'évolution de la Réflectivité et de la longueur d'onde d'un extrema spectral: construction des isothermes

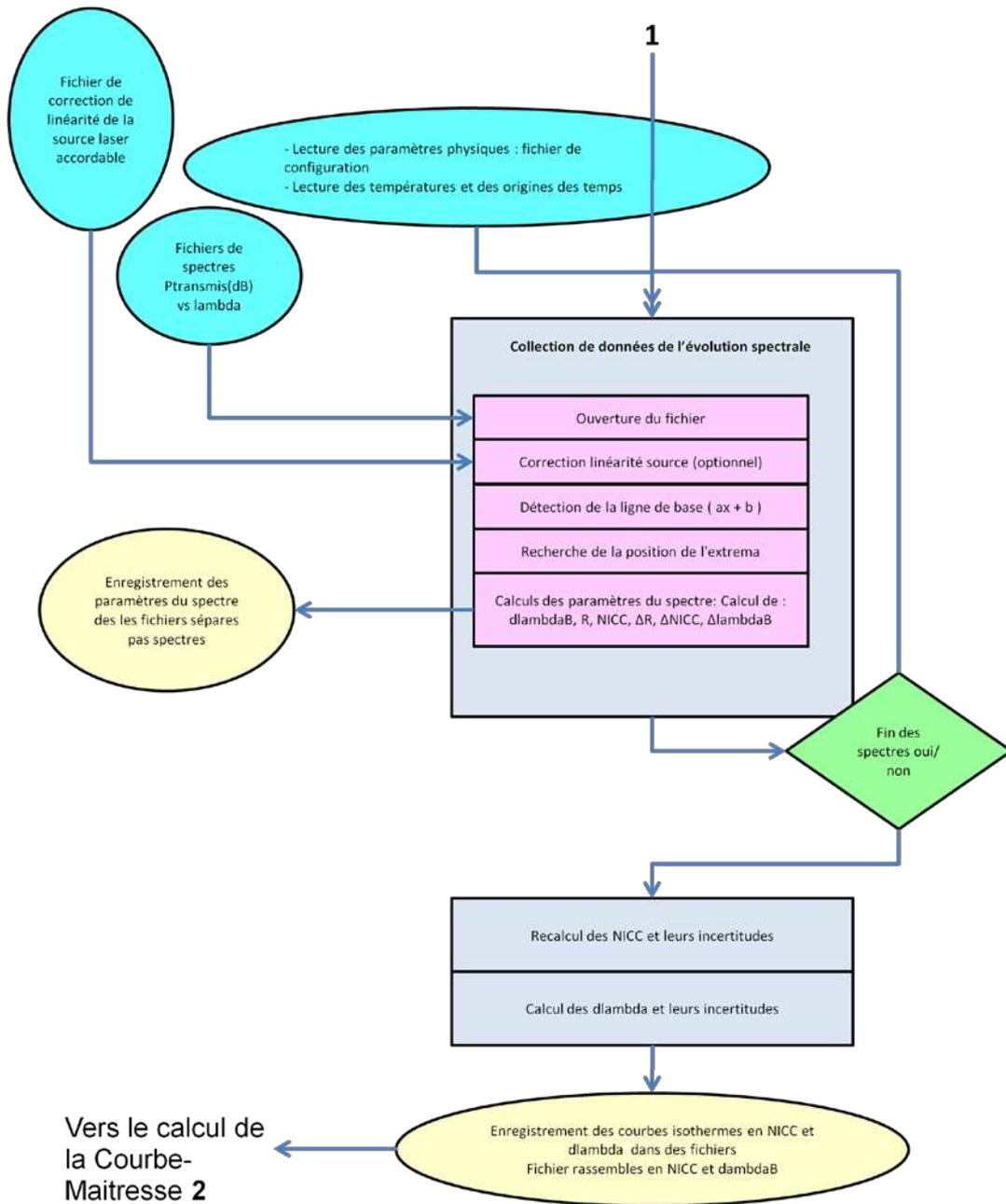


Figure 3-16: Programme de construction des courbes isothermes.

# Construire une master curve

...

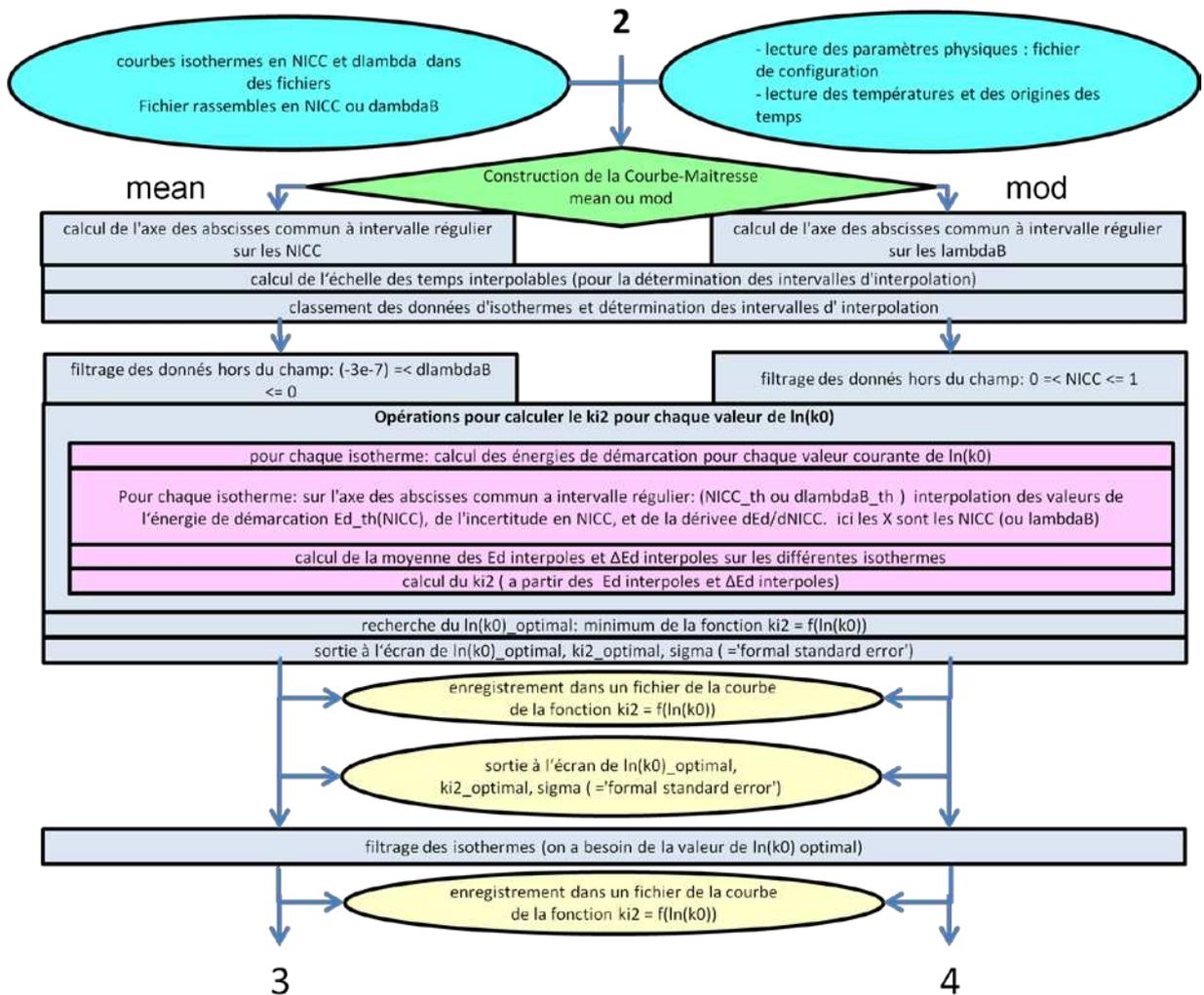


Figure 3-17: Programme de construction de la courbe maîtresse 1/2

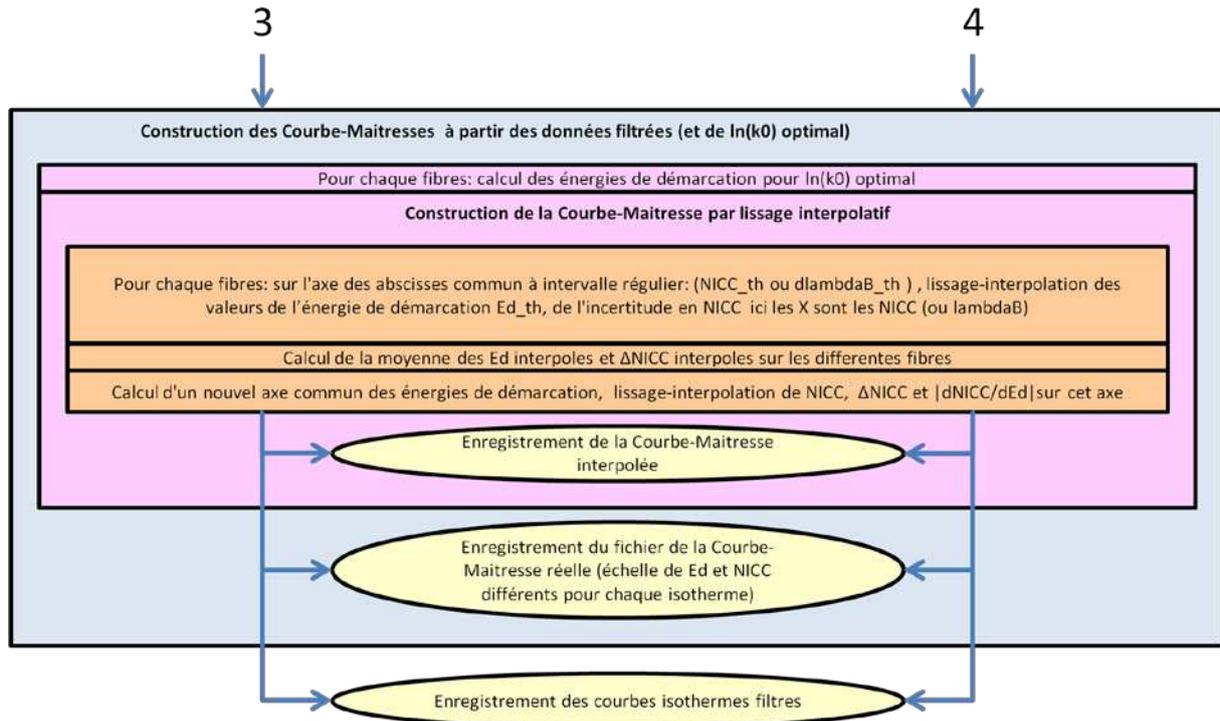


Figure 3-18: Programme de construction de la courbe maîtresse 2/2

### 3.7.3 Précisions sur la construction de la courbe maîtresse et l'optimisation du paramètre $\ln(k_0)$

Empiriquement le paramètre  $\ln(k_0)$  optimise le regroupement des courbes isothermes. Pour pouvoir faire des analyses quantitatives des incertitudes sur les calculs issus de l'utilisation de la courbe maîtresse, on construit la courbe de  $\chi^2$  à partir des résidus des points expérimentaux par rapport à la courbe moyenne. Notons que l'utilisation de la méthode des moindres carrés pour déterminer la courbe moyenne de paramètre  $\ln(k_0)$  qui optimise le regroupement des données expérimentales est permise par le fait que la dispersion des mesures autour de cette courbe moyenne est supposée gaussienne.

Pour la raison pratique de l'utilisation d'un axe commun dont les bornes sont connues, il sera considéré que les ordonnées sont les énergies de démarcation  $E_d$  qui à la base étaient considérées sans incertitude, puisqu'elles sont liées au temps sur lequel il n'y a pas d'incertitude. L'axe commun que l'on considère maintenant comme les abscisses est donc  $NICC$  et il ne pourra varier qu'entre 0 et 1. Les incertitudes étant calculées à l'origine sur les  $NICC$ , elles seront reportées sur les  $E_d$  grâce à la formule:

$$\Delta E_d = \left( \frac{\partial NICC}{\partial E_d} \right)^{-1} \Delta NICC \quad (3-30)$$

Cette opération nécessite une dérivation, les données expérimentales étant discrètes elle nécessitera des opérations d'interpolations polynômiales. Le détail des calculs est donné dans le diagramme synoptique de l'algorithme de construction de la courbe maîtresse.

Le  $\chi^2$  s'exprime comme donné dans la formule (3-29):

Le paramètre  $\ln(k_0)$  optimal est celui qui minimise la valeur de  $\chi^2$ . La valeur minimale de  $\chi^2$  renseigne sur la qualité du regroupement des courbes, et la légitimité des paramètres du cadre de travail de la courbe maîtresse. Plus  $\chi^2_{min}$  est proche de 1 meilleur est le regroupement des isothermes (un  $\chi^2_{min} < 1$  indique un regroupement complet du point de vue statistique).[27]

### 3.7.4 Calcul de l'incertitude sur la détermination du coefficient $k_0$ pour un niveau de confiance donné.

Le  $\ln(k_0)$  optimal est calculé en recherchant le minimum de la fonction des  $\chi^2(\ln(k_0))$  définie en (3-29). La valeur minimale de la fonction est appelée  $\chi^2_{min}$ .  $\Delta\chi^2$  est défini par

$$\Delta\chi^2 = \chi^2(\ln(k_0)) - \chi^2_{min} \quad (3-31)$$

La valeur optimale de  $\ln(k_0)$  est donc définie dans un intervalle de confiance, plus ou moins grand selon le niveau de confiance exigé. En toute rigueur il faudrait le noter  $\ln(k_{0optimal})$  mais pour ne pas alourdir les notations dans les autres chapitres  $\ln(k_0)$  désignera  $\ln(k_{0optimal})$ . Pour connaître le  $\Delta\chi^2$  et le  $\Delta\ln(k_0)$  correspondant au niveau de confiance appelé  $p$ , il faut se reporter à une table qui peut être trouvée dans les « Numérical Recipes » [27]. Cette table est reportée dans le Tableau 3-2. Le principe du calcul de l'intervalle de confiance est illustré en Figure 3-19. Le degré de liberté est 1 puisqu'il n'y a qu'un seul paramètre sur lequel les incertitudes sont regroupées:  $E_d$ .

$\Delta\chi^2$ en fonction du niveau de confiance et du degré de liberté						
p	v					
	1	2	3	4	5	6
68.3	1.00	2.30	3.53	4.72	5.89	7.04
90%	2.71	4.61	6.25	7.78	9.24	10.6
95.4	4.00	6.17	8.02	9.70	11.3	12.8
99%	6.63	9.21	11.3	13.3	15.1	16.8
99.73	9.00	11.8	14.2	16.3	18.2	20.1
99.99	15.1	18.4	21.1	23.5	25.7	27.8

Tableau 3-2:  $\Delta\chi^2$  en fonction du niveau de confiance et du degré de liberté

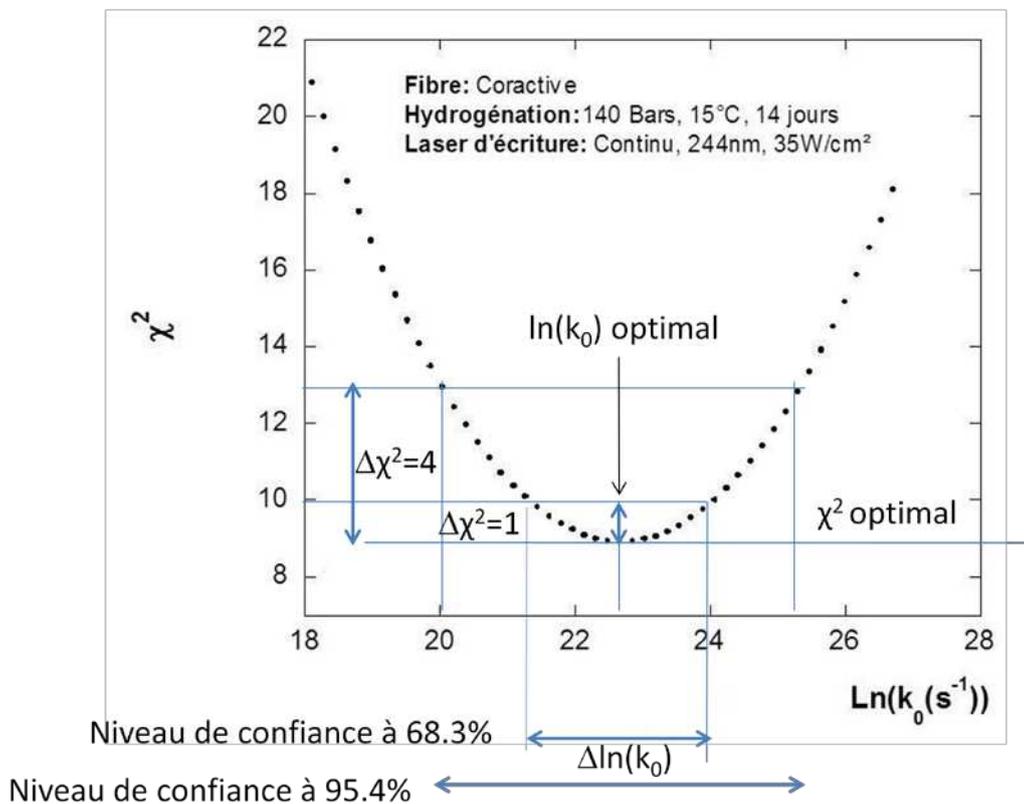


Figure 3-19: Principe du calcul de l'intervalle de confiance sur  $\ln(k_0)$  en fonction du niveau de confiance exigé

Pour les calculs de durée de vie il faut savoir que la durée de vie prédite augmente avec la valeur de  $\ln(k_0)$ . Pour prédire une durée de vie minimale avec un niveau de confiance donné, on s'intéressera donc à la borne inférieure de l'intervalle de confiance sur  $\ln(k_0)$ . Cette valeur de la borne inférieure est ensuite prise pour reconstruire la courbe maîtresse (même s'il n'optimise pas le regroupement des isothermes). A partir de ce nouveau couple  $\{\ln(k_0^{\text{inf}}), \text{courbe maîtresse}\}$ , tous les calculs sont effectués dont le calcul de la durée de vie ou de la condition de déverminage associées

Quel que soit le couple  $\{\ln(k_0), \text{courbe maîtresse}\}$  qui est pris, les calculs s'effectuent de la manière suivante:

1. Dans un premier temps l'énergie de démarcation de déverminage est calculée par la formule suivante:

$$E_{dd} = k_B \cdot T_r \cdot \ln(k_0) + k_B \cdot T_r \cdot \ln(t_r). \quad (3-32)$$

$k_B$  étant la constante de Boltzmann,  $T_r$  la température du déverminage,  $t_r$  la durée du déverminage.

2. L'énergie de démarcation en fin de vie est calculée

$$E_{dfv} = k_B \cdot T_u \cdot \ln \left( k_0 \cdot \left( \frac{\exp \left( \frac{t_r \cdot \ln(k_0 t_r)}{t_u} \right)}{k_0} + t_u \right) \right) \quad (3-33)$$

$T_u$  désigne la température pendant la période d'utilisation du réseau,  $t_u$  la durée de vie.

3. la variation de NICC, au cours de la vie du réseau est calculée, elle est désignée par:

$$\Delta NICC = \frac{NICC_d - NICC_{fv}}{NICC_d} \quad (3-34)$$

Pour cela  $NICC_d = NICC(E_{dd})$  et  $NICC_{fv} = NICC(E_{dfv})$  sont déterminés par interpolation, la courbe maîtresse étant construite à partir d'un nuage de données expérimentales.

Plusieurs démarches sont possibles, Celle qui a été la plus couramment utilisée est d'imposer une variation relative maximale du NICC et une durée de vie minimale de 25 ans puis de rechercher par tâtonnement les conditions limites de déverminages qui pourront satisfaire ces limites imposées. le couple  $\{\ln(k_0), \text{courbe maîtresse}\}$  qui sera utilisé sera celui donnant le  $\Delta NICC$  le plus grand. Il est également possible si nécessaire, d'inverser la démarche, c'est à dire d'imposer les conditions de déverminage, et d'utiliser les relations (3-32), (3-33) et (3-34) pour rechercher la durée de vie satisfaisant un  $\Delta NICC$  maximal.

Une durée de vie pour un  $\Delta NICC$  maximal imposé dépendra donc du déverminage et des données expérimentales de la courbe maîtresse.

## 3.8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les différentes techniques expérimentales utiles pour mener à bien le travail de thèse :

- La méthode de chargement en hydrogène
- La photo inscription de réseaux de Bragg au moyen de la méthode du masque de phase
- Le vieillissement accéléré
- La mesure locale de l'efficacité de diffraction latérale des réseaux

Des outils de caractérisations et de traitement des données ont été mis au point

- Un banc automatisé d'enregistrement des spectres en continu pendant les recuits isothermes.
- Un programme de suivi des caractéristiques des réseaux de Bragg (Réflectivité maximale, longueur d'onde de Bragg) et un programme de construction de la courbe maitresse à partir des données traitées ont été mis au point.

L'évaluation et la prise en compte des sources d'incertitudes entachant les mesures dans les programmes de traitement des données, permet de maîtriser la durée de vie des réseaux de Bragg photoinscrits et déterminés avec un intervalle de confiance donné.

Ces techniques expérimentales seront appliquées dans les chapitres suivants.

### 3.9 Bibliographie

- [1] Hill K, Fujii Y, Johnson D & Kawasaki B. Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters* (1978) **32**: pp. 647-649.
- [2] Meltz G, Morey W & Glenn W. Formation of bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics letters* (1989) **14**: pp. 823-825.
- [3] Hill K, Malo B, Bilodeau F, Johnson D & Albert J. Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by uv exposure through a phase mask. *Applied Physics Letters* (1993) **62**: pp. 1035-1037.
- [4] Legoubin S. Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo-inscrits dans des fibres optiques. (1994)
- [5] Hill K & Meltz G. Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *Lightwave Technology, Journal of* (1997) **15**: pp. 1263-1276.
- [6] Atkins R, Lemaire P, Erdogan T & Mizrahi V. Mechanisms of enhanced uv photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 1234-1235.
- [7] Crank J. The mathematics of diffusion. . Oxford university press, 1979.
- [8] Lemaire PJ. Reliability of optical fibers exposed to hydrogen: prediction of long-term loss increases. *Optical engineering* (1991) **30**: pp. 780-789.
- [9] Patrick H, Gilbert S, Lidgard A & Gallagher M. Annealing of bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber. *Journal of applied physics* (1995) **78**: pp. 2940-2945.
- [10] Lancry M. Contribution à l'étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés. (2004)
- [11] Lancry M, Niay P, Douay M, Depecker C, Cordier P & Poumellec B. Isochronal annealing of bg written either in h<sub>2</sub>-loaded, uv hypersensitized or in oh-flooded standard telecommunication fibers using arf laser. *Journal of lightwave technology* (2006) **24**: pp. 1376.
- [12] Stone J. Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers: a review. *Lightwave Technology, Journal of* (1987) **5**: pp. 712-733.
- [13] Lancry M & Poumellec B. Uv laser processing and multiphoton absorption processes in optical telecommunication fibers materials. *Physics Reports* (2012) : .
- [14] Razafimahatratra D, Niay P, Douay M, Poumellec B & Riant I. Comparison of isochronal and isothermal decays of bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber. *Applied Optics* (2000) **39**: pp. 1924-1933.

- [15] Meltz G & Morey W. Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity. *Proceedings of SPIE* (1991) **1516**: pp. 185-199.
- [16] Erdogan T & Mizrahi V. Characterization of uv-induced birefringence in photosensitive ge-doped silica optical fibers. *JOSA B* (1994) **11**: pp. 2100-2105.
- [17] Erdogan T & Mizrahi V. Characterization of uv-induced birefringence in photosensitive ge-doped silica optical fibers. *JOSA B* (1994) **11**: pp. 2100-2105.
- [18] Hidayat A, Wang Q, Niay P, Douay M, Poumellec B, Kherbouche F & Riant I. Temperature-induced reversible changes in the spectral characteristics of fiber bragg gratings. *Applied Optics* (2001) **40**: pp. 2632-2642.
- [19] Hidayat A & Douay M. Contribution à l'étude de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates à l'aide d'un laser à arf ou d'un laser titane-saphire fonctionnant en régime femtoseconde. (2001) : .
- [20] Ramecourt D & Douay M. Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées. (2001)
- [21] Lam D & Garside B. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Applied Optics* (1981) **20**: pp. 440-445.
- [22] Leconte B & Niay P. Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à arf. (1998)
- [23] Malo B, Albert J, Hill K, Bilodeau F & Johnson D. Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogen-loaded optical fibres and its effect on bragg grating fabrication. *Electronics Letters* (1994) **30**: pp. 442-444.
- [24] Poignant H, Bayon J, Delevaque E, Monerie M, Mellot J, Grot D, Niay P, Bemage P & Douay M. Influence of h<sub>2</sub> loading on the kinetics of type iia fibre bragg grating photoinscription. (1997) : .
- [25] Kashyap R. Fiber bragg gratings. . Academic Pr, 1999.
- [26] Krug P, Stolte R & Ulrich R. Measurement of index modulation along an optical fiber bragg grating. *Optics letters* (1995) **20**: pp. 1767-1769.
- [27] Press WH, Teukolsky SA, Vetterling WT & Flannery BP. Numerical recipes in c: the art of scientific computing. . Cambridge University Press Cambridge, 2009.

## **4 Chapitre 4: Etude de la prédiction de durée de vie de Compensateurs de Dispersion Chromatique (CDC)**

4.1 Introduction.....	112
4.2 Problématique.....	114
4.2.1 Problématique liée à l'étude des cinétiques de croissance de l'indice de réfraction .....	114
4.2.2 Problématiques liées à la prédiction de durée de vie .....	115
4.3 Notions de base sur les compensateurs de dispersion chromatique (CDC).....	117
4.4 Détails expérimentaux .....	122
4.4.1 Les fibres optiques étudiées.....	122
4.4.2 Méthode d'inscription des CDC .....	125
4.4.3 Méthode d'inscription des réseaux à pas constant dans la fibre SMF28e+ .....	126
4.5 Etude des dynamiques de photoinscription de réseaux de Bragg dans la fibre Coractive hydrogénée.....	127
4.5.1 Conditions d'inscription.....	127
4.5.2 Etude des dynamiques d'inscription .....	128
4.5.3 Interprétation des cinétiques de croissance .....	130
4.6 Expériences de vieillissement accéléré sur des réseaux de Bragg non déverminés.....	134
4.6.1 Préparation des réseaux.....	134
4.6.2 Evolution réversible des caractéristiques spectrales de réseaux sous l'action d'une élévation de température .....	137
4.6.3 Destruction isotherme des réseaux de Bragg photoinscrits.....	140
4.7 Prédiction de la durée de vie de réseaux de Bragg déverminés .....	147
4.7.1 Détermination des paramètres de déverminage des réseaux .....	147
4.7.2 Etude de l'influence du déverminage.....	149
4.8 Expériences de vieillissement accéléré sur des réseaux déverminés en présence d'hydrogène résiduel .....	152
4.8.1 Préparation des réseaux déverminés .....	152
4.8.2 Destruction isotherme de réseaux de Bragg déverminés .....	153
4.8.3 Validation des conditions de déverminage.....	154
4.9 Conclusion .....	159
4.10Bibliographie.....	161

## 4.1 Introduction

Les liaisons sous-marines installées lors des dernières décennies ne sont pas exploitées à leur maximum de capacité. Pour un rendement meilleur, on peut utiliser de nouvelles longueurs d'onde, augmenter les débits ou le raccordement de fibres 'noires'. En anglais ces améliorations sont désignées sous le terme générique d'*Upgrade*. Le marché de l'*Upgrade* est tiré par les besoins de capacité de l'Internet qui augmentent de plus de 50% par an. Lorsque les lignes existantes sont à leur maximum, il faut en déployer de nouvelles. C'est le cas pour les régions d'Asie et lors d'évènements particuliers (JO, coupe du monde..).

L'augmentation du débit fait apparaître une problématique supplémentaire : la gestion de la dispersion chromatique. La dispersion se manifeste par une vitesse de propagation qui dépend de la fréquence du signal, de sa longueur d'onde. Une impulsion lumineuse peut se décomposer autour d'une fréquence porteuse, elle est donc composée d'un spectre lumineux autour d'une longueur d'onde. Du fait de la dispersion, les composantes du spectre vont se propager à différentes vitesses. Il en résulte une dégradation de la forme de l'impulsion. Si la distorsion est trop importante, le signal peut ne plus être détecté ou encore interférer avec un canal voisin. La dispersion est d'autant plus forte que les signaux sont portés par des longueurs d'onde situées aux extrémités de la bande C.

- Pour compenser les effets de la dispersion chromatique plusieurs solutions existent : la compensation large bande à partir de fibre à compensation de dispersion. C'est une fibre spéciale qui par construction possède des propriétés de dispersion inverses des fibres de ligne. Les inconvénients de cette solution sont :
  - Les pertes linéiques, ce qui nécessite parfois l'emploi d'amplificateurs supplémentaires
  - Une compensation qui n'est pas parfaite sur toute la bande utile
  - Les dimensions
  - Les effets non-linéaires

L'avantage est la transparence de la solution au format de modulation et à l'espacement entre canaux.

- La compensation large bande par canal à partir de réseaux de Bragg à fibre ou couches minces. Les inconvénients de cette solution sont :
  - La faible valeur de compensation ce qui implique la mise en cascade et parfois l'utilisation d'amplificateurs pour compenser les pertes.
  - La faible évolutivité de la solution : espacement inter-canal fixe.

Un des avantages est la possibilité d'adapter chaque filtre à la spécificité de la liaison.

L'objet du projet CHRONOS (CHROmatic dispersioN CompensatOrS) dans le cadre duquel nous avons effectué ce travail, était de développer une solution alternative à base de réseaux de Bragg à fibre. Comparé aux solutions existantes, ce réseau compense la dispersion par sous-bande mais agit sur l'ensemble du spectre, contrairement aux réseaux de Bragg multicanaux. Pour les équipementiers, cette solution est passive, évolutive et s'adapte à tout type de ligne. Elle permet dans certains cas de s'affranchir d'amplificateurs optiques. Pour le

fabricant, c'est un défi technologique qui apportera une nouvelle gamme de produit, des méthodes de fabrication innovantes et ouvrira la voie à d'autres applications. Les spécifications attendues et l'innovation apportée nécessiteront la mise en œuvre d'expériences, de moyens de contrôle et de modèles qui pourront être valorisés scientifiquement et industriellement.

L'enjeu pour l'équipementier est donc une solution qui simplifie grandement l'architecture, l'encombrement et la consommation électrique des terminaux. Cette solution peut par ailleurs se développer par sous-bande et évoluer vers différents formats de modulation et d'espacements entre longueurs d'onde.

L'enjeu pour le fabricant est l'élargissement de la gamme produit avec une valeur ajoutée forte. La mise en œuvre d'une méthode d'inscription spécifique, bien que complexe, permet une fois maîtrisée, de concevoir des réseaux de Bragg à façon, avec des coûts raisonnables.

L'enjeu pour le laboratoire est l'étude et modélisation des mécanismes de photosensibilité et de vieillissement menés par le laboratoire ICMMO. En effet, le thème de recherche général du groupe MAP est la compréhension des mécanismes d'interaction des verres de silice avec les photons, conduisant à des changements permanents des propriétés optiques des matériaux dont certains peuvent être utilisés dans le domaine de l'optique. Cet objectif qui affiche une finalité claire dont l'intérêt dans le domaine des télécoms est évident, nous a conduit à des études physico-chimiques fondamentales dont les résultats ont un impact plus large que la motivation originale de maîtrise des changements d'indice de réfraction et de leur durée de vie.

Après la description de la problématique dans la section 4.2, la section 4.3 sera consacrée aux notions de base sur les CDC ainsi qu'aux différentes méthodes d'inscription de ces composants optiques passifs. La section 4.4 est consacrée aux détails expérimentaux et aux caractéristiques opto-géométrique de la fibre SMF 28 et la nouvelle fibre à gaine photosensible produite par la société Coractive, la référence de cette fibre est UVS-INT-PMD3. On la désignera par "fibre Coractive" dans la suite de cette thèse. Elle sera utilisée pour inscrire les compensateurs de dispersion chromatique dans les deux fibres étudiées. La section 4.5 est consacrée d'une part à l'étude des dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans la fibre Coractive, et d'autre part à l'étude comparative du vieillissement accéléré de réseaux élémentaires (réseaux droits, à pas constant et de profil uniforme) dans la fibre Coractive et dans la fibre SMF 28, et à la détermination des conditions de passivation.

La section 4.6 est consacrée à l'étude du vieillissement de réseaux de Bragg déterminés dans la fibre Coractive. Les résultats obtenus permettront de valider les conditions de passivation déterminées précédemment et les prédictions associées.

Afin de réduire la complexité du problème, les expériences de vieillissement accéléré ont été réalisées au moyen de réseaux droits, de profil longitudinal « carrés » (i.e. homogènes longitudinalement), à pas constant. Ils ont par ailleurs été photoinscrits dans la même fibre que celle utilisée pour les CDC. Ces résultats seront présentés dans la section 4.5 .

A noter aussi que dans le but d'avoir un élément de comparaison vis-à-vis des études précédentes ou de la littérature, des expériences de vieillissement accéléré similaires ont été conduites dans une fibre de référence à savoir la fibre de télécommunication standard de référence SMF28e+. Cette étude comparative sera donc une contribution à l'étude des mécanismes à l'origine de la photosensibilité dans les verres de silice. Ces résultats seront présentés dans la section 4.5.

Afin de valider notre prédiction, des expériences similaires ont été conduites sur des réseaux identiques et déverminés dans les conditions industrielles usuelles. Ces résultats seront présentés et discutés dans la section 4.6.

## 4.2 Problématique

### 4.2.1 Problématique liée à l'étude des cinétiques de croissance de l'indice de réfraction

D'un point de vue théorique, l'étude des dynamiques de croissances pour la fibre Coractive hydrogénée permettra d'identifier les mécanismes à l'origine des changements d'indice de réfraction possédant ce niveau de dopage particulier. Les dynamiques de croissances permettront donc de situer les présentes études de stabilité par rapport aux travaux précédents, apportant ainsi une brique exploitable aux connaissances scientifiques sur la stabilité des réseaux photoinscrits.

A noter que même si la longueur d'onde de Bragg est un paramètre important du réseau, sa stabilité est généralement moins étudiée que la réflectivité. Pourtant la stabilité de la longueur d'onde de Bragg revêt une importance capitale dans les systèmes de communication optiques récents, qui utilisent le multiplexage en longueur d'onde WDM et DWDM: Wavelength Division Multiplexing, Dense WDM. Dans le cas particulier du CDC, le profil spectral de compensation de dispersion chromatique ne doit pas souffrir de décalage en longueur d'onde avec le vieillissement. En effet, le profil spectral de compensation de dispersion chromatique est effectué sur une large bande, voir toute la bande C, avec un degré de correction d'ordre supérieur à 1 c'est-à-dire un déphasage non linéaire avec la longueur d'onde. Une des techniques utilisées pour cela est le « trimming », il s'agit d'une exposition uniforme des réseaux, visant à ajuster les spectres en longueur d'onde et à augmenter leur stabilité. [1]. Le mémoire ne s'étendra pas trop sur l'utilisation des techniques d'exposition uniformes puisque nos réseaux n'ont pas subis ce traitement, mais il faut savoir qu'elles sont couramment utilisées dans l'industrie à des fins d'ajustement de la longueur d'onde ou de réflectivité. Il convient donc au préalable d'avoir accumulé les connaissances suffisantes pour contrôler le niveau d'indice moyen photoinduit lors de l'inscription et sa stabilité.

Le travail de recherche a été :

- 1) Etudier les dynamiques de croissance pour la fibre Coractive hydrogénée en fonction de la densité de puissance utilisée lors de l'inscription. En effet l'évolution de la pente à l'origine en fonction de la densité de puissance permettra de déterminer le nombre de photons absorbés lors de la première étape du mécanisme à l'origine des changements

d'indice de réfraction. De plus l'évolution de la valeur « à saturation » en fonction de la densité de puissance peut permettre de mettre en évidence la présence d'une réaction inverse dans certains cas [2-4].

2) Disposer des éléments nécessaires pour déterminer ultérieurement la valeur de l'indice moyen à la fin de l'inscription au moyen d'un décalage de la longueur d'onde de Bragg au cours de l'écriture. Cet élément nous permettra, de normaliser nos mesures de vieillissements accélérés relatifs à l'indice moyen, et de plus, nous pourrons ainsi déterminer le contraste d'indice ( $C = \Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{moy}}$ ) de nos réseaux ainsi que son évolution potentielle au cours des expériences de vieillissement accéléré.

Les phénomènes sous-jacents agissant sur l'effacement et que l'on cherche à identifier sont la réversibilité des chemins d'écriture et d'effacement, la présence et le nombre de phénomènes d'effacement qui peuvent être locaux et/ou non locaux. La connaissance de ces phénomènes permet d'établir l'applicabilité du cadre de travail VAREPA et de choisir éventuellement l'extension qui s'applique au cas que l'on aura identifié. Les prédictions qui seront données seront donc beaucoup plus fiables car elles reposeront sur l'utilisation d'un modèle dont l'applicabilité est justifiée physiquement. Les différents phénomènes agissant sur l'effacement, leurs effets et les détails sur la façon de les discriminer en fonction de l'étude du contraste, sont présentés dans le chapitre 2.

3) Examiner si "la forme en S", caractéristique du début des cinétiques d'inscriptions de réseaux de Bragg lorsqu'elles sont réalisées à l'aide d'un laser continu à 244nm dans la fibre SMF 28 hydrogénée, peut aussi être observée dans le cas de la fibre Coractive. Ceci permet de mettre en évidence la présence de deux réactions en série [5].

4) Disposer des éléments nécessaires pour, dans la suite ou dans le futur, établir des comparaisons systématiques des cinétiques de croissance des réseaux photoinscrits dans différents types de fibres. Cette étude sera donc aussi une contribution à l'étude des mécanismes à l'origine de la photosensibilité dans les verres de silice [3].

#### **4.2.2 Problématiques liées à la prédiction de durée de vie**

Le fabricant de réseaux de Bragg doit garantir la stabilité des caractéristiques spectrales de ses composants dans les conditions d'utilisation. Un cahier des charges typique pour les applications télécoms consiste à imposer que les caractéristiques spectrales des réseaux maintenus à une température moyenne de 45°C évoluent de moins de 1% pendant 25 ans. Afin de satisfaire à ce cahier des charges, on fait subir aux réseaux un traitement dit de passivation autrement appelé déverminage. Le 'déverminage' d'un réseau de Bragg consiste à lui faire subir un chauffage à une température plus élevée que celle d'utilisation et ce pendant un temps relativement court (typiquement 10min à 220°C dans le cas de nos CDC). Ce 'déverminage' permet l'élimination de centres de défauts les plus instables et responsables d'une partie de la variation d'indice de réfraction. Deux choix s'offrent alors à celui qui veut effectuer des prédictions de durée de vie sur des réseaux déverminés :

1) Une première solution est d'établir la courbe maîtresse sur des composants simplement dégazés. L'avantage est que cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin. C'est l'approche que l'on choisit en général.

2) Une seconde solution ou l'approche perd en généralité est d'établir directement une courbe maîtresse à partir de réseaux déverminés à chaud en présence d'hydrogène (le procédé actuel). L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue resterait spécifique à une recette de déverminage (un couple temps/température). L'avantage est que le modèle sera forcément représentatif des produits finis. Par ailleurs cette approche permet de valider les prédictions obtenues au moyen de la première solution présentée ci-dessus.

Cependant, il est important de noter que jusqu'à présent et bien que cette méthode soit largement utilisée dans l'industrie, les conditions de déverminage **n'ont jamais fait l'objet d'une étude permettant de les valider de façon fiable**. Ainsi l'utilisation de la courbe maîtresse doit être validée au moyen d'expériences de vieillissement accéléré sur les composants passivés.

D'autre part il est important de noter que la courbe maîtresse est établie pour des réseaux préparés dans des conditions précises et qu'elle ne s'applique a priori pas si on a conditionné les réseaux autrement. Cependant afin de simplifier le procédé de fabrication (gain de temps, productivité...), les industriels ont décidé d'inverser les étapes de conditionnement à savoir d'effectuer le déverminage avant le dégazage de l'hydrogène (hydrogène résiduel non consommé lors de l'inscription).

Il se pose ainsi différentes questions qui sont les points principaux constituant l'originalité de l'étude. Ces questions auxquelles nous nous proposons de répondre dans la suite sont:

- Quelles sont les conditions de déverminage adaptées à ce composant dans la fibre Coreactive ?
- Quel est l'impact de l'incertitude des conditions de déverminage (couple temps-température) sur la confiance dans la prédiction de durée de vie ?
- Est-il possible de construire une courbe maîtresse sur des composants déverminés dans les « nouvelles » conditions industrielles (i.e. déverminage à chaud en présence d'hydrogène résiduel)? De plus, cette courbe maîtresse est-elle la même que celle obtenue pour des composants inscrits dans des conditions d'écriture identiques mais avec des vieillissements accélérés réalisés sur des réseaux ou déverminés ?
- La prédiction de la durée de vie d'un composant déverminé en présence d'H<sub>2</sub> au moyen d'une courbe maîtresse réalisée sur un composant non déverminé est-elle en accord avec la prédiction de durée de vie déduite d'une courbe maîtresse réalisée directement sur le composant déverminé ?

Un des principaux objectifs de ce chapitre est en fait d'examiner et de comparer les prédictions théoriques de durée de vie et de vieillissement accéléré faites à partir de réseaux non déverminés avec des vieillissements accélérés expérimentaux de réseaux ayant réellement

été déverminés. Cela nous permettra de voir à quel point le changement du conditionnement, c'est-à-dire le fait d'effectuer le déverminage avant le dégazage (et donc en présence d'H<sub>2</sub>) est susceptible d'influencer le vieillissement expérimental par rapport à sa prédiction.

En théorie le coefficient  $k_0$  qui optimise la courbe maîtresse ne doit pas changer, que ce soit sur un composant déverminé ou non, car le processus physico chimique à la base est le même, mais le déverminage à chaud (typ. 220°C) est réalisé en présence d'hydrogène alors que les vieillissements accélérés sont réalisés sur des fibres dégazées à basse température (typ. 3j à 55°C). Ceci peut conduire à des réactions chimiques supplémentaires qui ne sont pas prises en compte dans la courbe maîtresse établie sur les réseaux non déverminés et cela pourrait rendre les prédictions invalides. En effet il est connu que les espèces photo-induites lors de l'irradiation UV (défauts ponctuels tels que GeE' et les espèces hydrogénées telles que GeH, GeH<sub>2</sub>, T-OH avec T = Si ou Ge) peuvent se transformer sous l'effet d'une élévation de température (typiquement à des températures supérieures à 150°C). Ces réactions chimiques peuvent affecter la modulation d'indice et donc la réflectivité des réseaux. Ainsi la présence d'hydrogène au moment du déverminage pourrait avoir changé la réaction d'effacement dominante. A partir de là tout pourrait changer la forme de la courbe maîtresse des réseaux déverminés comme la valeur de son  $k_0$ . Il est donc nécessaire de vérifier cette que d'autres processus ne viennent pas s'ajouter du fait de la présence d'H<sub>2</sub> pendant le vieillissement accéléré. Ainsi deux séries de tests seront réalisées. D'une part sur des composants uniquement dégazés et d'autre part sur des composants déverminés puis dégazés comme dans le procédé industriel. Les résultats de ces deux séries seront analysés et comparés.

A noter qu'afin de réduire la complexité du problème, les expériences de vieillissement accéléré ont été réalisées au moyen de réseaux droits, carrés (i.e. homogènes longitudinalement), à pas constant et courts. Dans la suite il est donc supposé qu'il est possible de faire une extrapolation des résultats obtenus sur des réseaux de qq mm vers les composants de production qui peuvent aller jusqu'à un mètre de long puisque le niveau d'indice ne change pas. Le glissement spatial cumulé est de 5 nm au bout de 1 mètre pour une période de réseau typique de l'ordre de 500 nm. Etant donnée la faible valeur du glissement spatial total par rapport à la période du composant, la présence éventuelle d'effets non locaux (comme de la diffusion d'espèces chimiques) sera négligée. Ces réseaux seront photoinscrits dans la même fibre et au moyen du même banc d'inscription que ceux utilisés pour les véritables composants.

### 4.3 Notions de base sur les compensateurs de dispersion chromatique (CDC)

La dispersion introduite par le réseau peut être représentée par l'expression approchée suivante :

$$DC = \frac{2n_{eff}L}{c\Delta\lambda} \cong \frac{10L(mm)}{\Delta\lambda(mm)} \quad (4-4-1)$$

Dans (4-4-1),  $L$  et  $\Delta\lambda$  représentent respectivement la longueur et la variation de longueur d'onde de Bragg (le glissement spatial) du réseau convertis en millimètres et en nanomètres. L'indice effectif de la fibre  $n_{\text{eff}}$ , et  $c$  la célérité de la lumière ont été remplacés par leur valeurs numériques, respectivement, 1,45 et  $3 \cdot 10^8$  m/s. L'apodisation nécessaire pour, non seulement améliorer la réjection du filtre, mais aussi diminuer les oscillations présentes dans la réponse en temps de groupe (voir Figure 4-4 (a) et (b)) modifie légèrement cette formule approchée. La Figure 4-1 donne un exemple expérimental de réponses en réflexion et en temps de groupe d'un réseau de Bragg apodisé à pas variables.

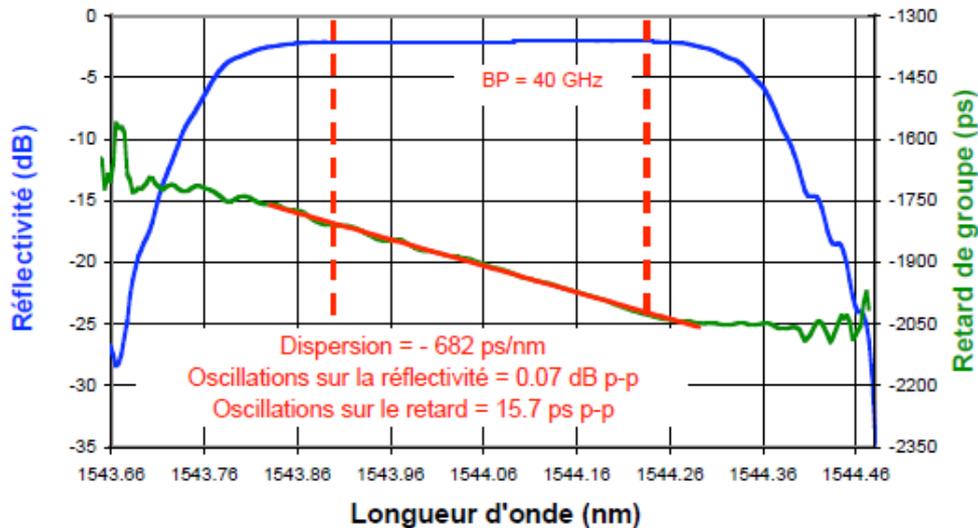


Figure 4-1 : Exemple de compensateur fixe pour application à 10 Gb/s [6] Ce réseau compense une dispersion chromatique de 682 ps/nm

De nombreuses méthodes ont été proposées pour réaliser un réseau de Bragg de période variable. Le réseau peut être inscrit sur une fibre courbée ou inclinée par rapport au masque au moment de la photo inscription. Dans la technique proposée par [7], le faisceau UV est translaté le long d'un masque de phase uniforme tandis que la fibre est lentement déplacée par rapport au masque. Une variation graduelle de la phase peut ainsi être ajoutée le long du réseau au cours de l'inscription. Dans [8], la variation de période est obtenue en modifiant progressivement la position d'une des deux lentilles d'un système à deux lentilles afin de changer la convergence du faisceau dans une direction parallèle à la fibre optique. Cependant la technique la plus répandue consiste à utiliser un masque de phase possédant lui-même une période variant linéairement.

Une très grande attention doit être portée à la biréfringence de la fibre optique dans laquelle le compensateur de dispersion chromatique à réseau de Bragg est réalisé. En effet, la biréfringence influence directement la dépendance du temps de groupe à la polarisation [9]. La dispersion des modes de polarisation (en anglais PMD : Polarisation Mode Dispersion) du réseau peut s'exprimer par la relation (4-4-2) :

$$PDM = \frac{\partial \tau}{\partial \lambda} \cdot \Delta \lambda = DC \cdot \Delta \lambda = DC \cdot \lambda \cdot \frac{\Delta n}{n} \quad (4-4-2)$$

Dans (4-4-2)  $\tau$  représente le temps de groupe,  $\Delta \lambda$  le décalage en longueur d'onde induit par la biréfringence  $\Delta n$  de la fibre,  $DC$  la dispersion chromatique du réseau,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $n$  l'indice effectif. Il est donc nécessaire d'utiliser des fibres de faible biréfringence intrinsèque mais aussi de minimiser au maximum la biréfringence photo-induite lors de la fabrication du réseau.

Pour les systèmes de transmission WDM actuels, il est possible d'associer plusieurs réseaux de Bragg de longueur limitée à quelques cms, à pas variables linéairement et dont les longueurs d'onde centrales sont différentes [10]. Cependant l'idéal serait de disposer d'un seul composant compensant, non pas un seul canal, mais tous les canaux simultanément: ce composant unique doit donc réfléchir un spectre large (la largeur idéale serait celle de l'amplificateur à fibre dopée par de l'erbium (EDFA), soit environ 30 nm) et pour cela, il doit être long. La relation approchée citée précédemment permet de donner un ordre de grandeur: la compensation sur 30 nm d'un tronçon de fibre standard long de 100 km nécessite un réseau long de 5 m !

De plus, sur les larges bandes spectrales utilisées pour les liaisons multicolores, la compression de la dispersion chromatique au premier ordre apparaît ne plus être suffisante, il est également nécessaire de compenser la pente de la dispersion chromatique, c'est-à-dire de compenser une dispersion variant linéairement avec la longueur d'onde. Cette dernière est appelée dispersion chromatique du deuxième ordre. Des réseaux de Bragg, dont la période varie suivant une loi quadratique le long de l'axe de la fibre, permettent de compenser simultanément la dispersion chromatique dans le premier et dans le deuxième ordre.

Dans les techniques de fabrication conventionnelles, la longueur des réseaux de Bragg est limitée soit par la longueur des masques de phase (typiquement à 100 ou 150 mm) soit par le montage interférométrique (typiquement à quelques dizaines de millimètres). Pour obtenir un réseau de 13 mètre, Kashyap [11] a concaténé des réseaux fabriqués avec des masques de phase différents de longueur 100 mm. Les phases des extrémités des réseaux ont été accordées par des irradiations uniformes. Depuis, des méthodes plus sophistiquées permettant la fabrication de réseaux longs à profil arbitraire ont été proposées.

La méthode de fabrication développée à ORC [12] permet d'inscrire des réseaux à profil d'indice arbitraire sur 1 mètre de long. Comme indiqué sur la Figure 4-2, la fibre est déplacée de façon continue derrière un masque de phase et sa position est déterminée avec précision grâce à un interféromètre de mesure de déplacement. L'intensité délivrée par un laser continu à 244 nm est modulée à l'aide d'un modulateur acousto-optique avec une fréquence adaptée au pas souhaité de photo inscription. Les expositions ultraviolettes sont translatées le long de la fibre par le déplacement de cette dernière. Elles se chevauchent. Chaque trait du réseau de Bragg est donc imprimé plusieurs fois ce qui induit un effet de moyenne qui augmente la précision de sa position jusqu'à 0.1 nm. Le pas du réseau est modifié en augmentant progressivement la phase de la modulation, tandis que l'apodisation est obtenue par des oscillations de la phase de modulation.

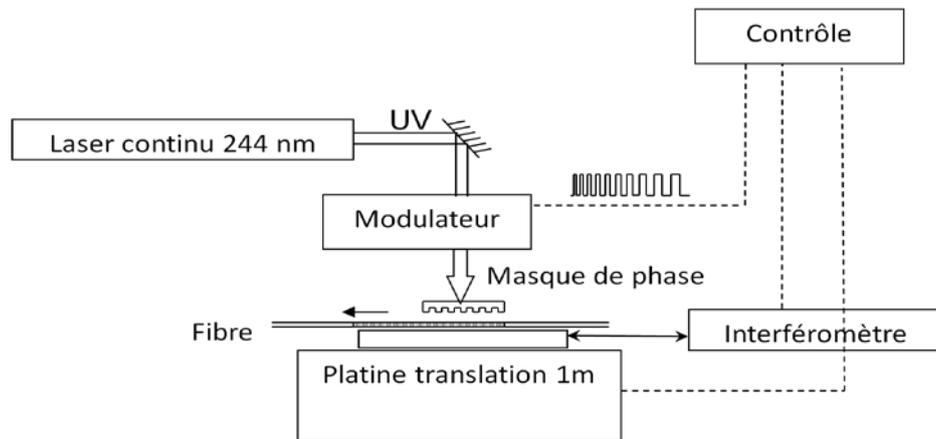


Figure 4-2 : Système de fabrication de réseaux longs à pas variables à ORC d'après [12]

Dans le dispositif expérimental de l'ACREO [13], la méthode holographique de génération de la figure d'interférences utilise un interféromètre de type Mach-Zehnder. L'ACREO est un institut de recherche suédois dans les technologies de l'information et de la communication. Leurs champs de recherche touchent à l'électronique et à l'optique. Pour fabriquer de longs réseaux, le principe consiste, là encore, à superposer des expositions successives de la figure d'interférence sur la fibre en déplaçant cette dernière et en contrôlant sa position par un procédé interférométrique. Chaque fois que la fibre se trouve à la position voulue, une impulsion du laser UV est délivrée. La fibre est placée au fond d'un long support en quartz ayant une section en forme de V. Le chariot transportant la fibre est disposé sur coussin d'air.

L'interféromètre utilisé est représenté sur la Figure 4-3. La partie supérieure de l'interféromètre est constituée par une boucle de Sagnac en forme de triangle rectangle. En translatant les deux miroirs placés aux deux extrémités de l'hypoténuse le long de cette dernière, la position des deux faisceaux sortant de la boucle peut être modifiée de façon symétrique par rapport au faisceau incident sur la lame séparatrice d'entrée de la boucle. Ces deux miroirs sont solidaires d'un même support et *sont donc* déplacés ensemble. Ce déplacement latéral symétrique des faisceaux permet de faire varier l'angle d'intersection des deux faisceaux interférant en maintenant la perpendicularité des franges par rapport à l'axe de la fibre. En effet, deux lentilles cylindriques identiques sont placées à une distance de la fibre, égale à leur distance focale. Les faisceaux ayant toujours le même angle d'incidence sur ces lentilles vont de ce fait toujours se croiser au même endroit. Cet interféromètre permet ainsi de procéder à une modification importante de la période du réseau en changeant en principe un seul paramètre, la position des deux miroirs solidaires. La longueur d'onde de résonance du réseau de Bragg peut ainsi être choisie entre 1000 et 1600nm.

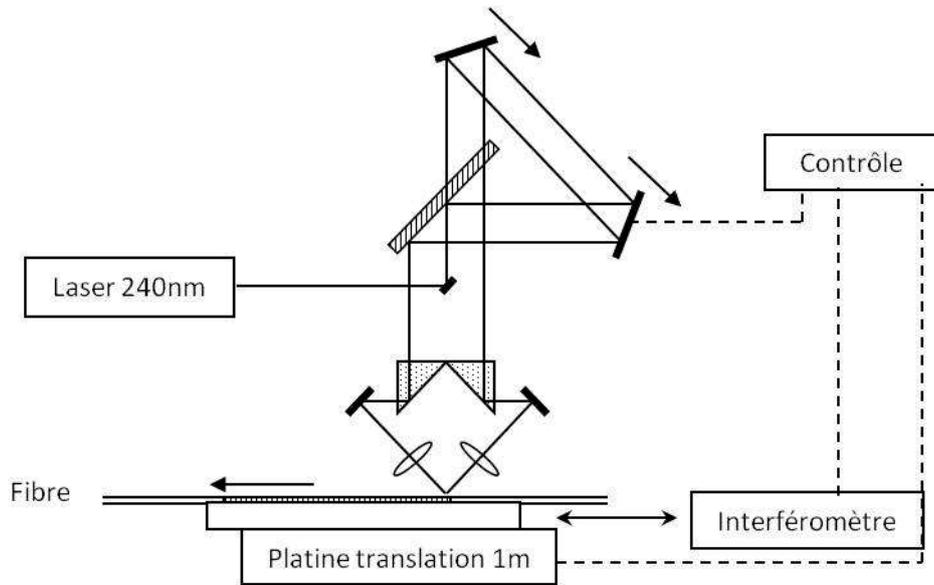


Figure 4-3 : Dispositif expérimental pour la fabrication de longs réseaux utilisé à l'ACRESO d'après [13]

Afin de ne pas être limité par la longueur finie d'une platine linéaire, la société 3M [14], enroule la fibre sur une bobine entraînée par un moteur en rotation de très haute résolution angulaire (l'incertitude relative sur la vitesse est de l'ordre de  $10^{-5}$ ). La Figure 4-4 montre ainsi que Brennan a réalisé un réseau de période variable sur une longueur d'environ 2 m présentant une dispersion chromatique linéaire de  $-629$  ps/nm et une pente de  $-1.1$  ps/nm<sup>2</sup> avec une bande spectrale supérieure à 30 nm.

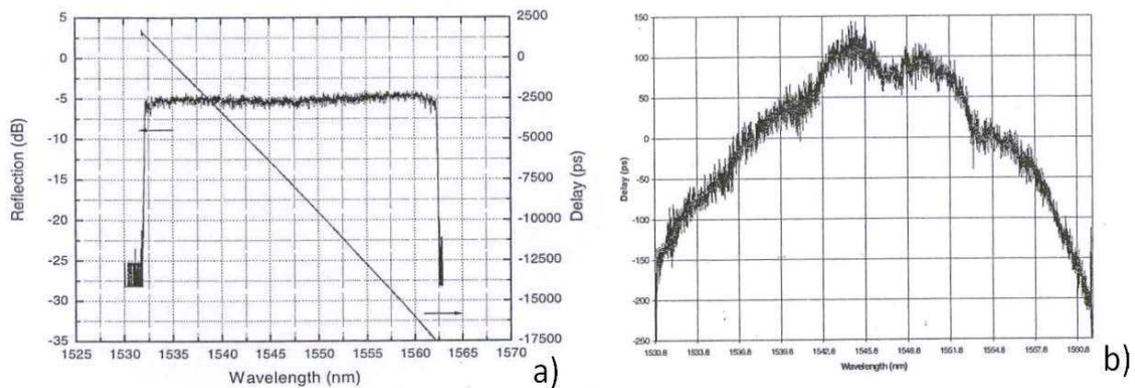


Figure 4-4 : Réflexion (a) et pente résiduelle du temps de groupe (b) d'un compensateur de dispersion chromatique d'une longueur de 2 m environ d'après [14]

Rourke [15] propose une méthode originale pour concaténer des réseaux élémentaires. Il existe, en effet, une différence de luminescence entre les régions de haut indice du réseau, qui sont faiblement luminescentes, et les régions non exposées entre les franges, qui ont une luminescence plus forte. Ces auteurs utilisent cette différence afin de déterminer la position du champ de franges par rapport à celle d'une section préalablement écrite.

Une portion élémentaire de réseau est inscrite à l'aide d'un masque de phase. La fibre ou le masque est ensuite déplacé(e) d'une longueur précise, inférieure aux longueurs du

masque et du réseau élémentaire. L'ensemble constitué par le masque et le réseau est ensuite insolé par un faisceau UV de faible intensité. Le réseau est alors illuminé par une figure d'interférences issue du masque qui recouvre le réseau élémentaire. En traduisant le masque parallèlement à lui-même et perpendiculairement à la direction des traits du masque, une variation sinusoïdale de la luminescence est observée comme illustré en Figure 4-5. La luminescence est minimale lorsque les franges brillantes éclairent les franges d'indice élevé du réseau de Bragg. Elle devient maximale quand les régions de faible indice du réseau coïncident avec les franges brillantes de l'illumination ultraviolette. La position du masque est ainsi ajustée de manière à minimiser la fluorescence en sortie de fibre avant d'inscrire un second réseau élémentaire.

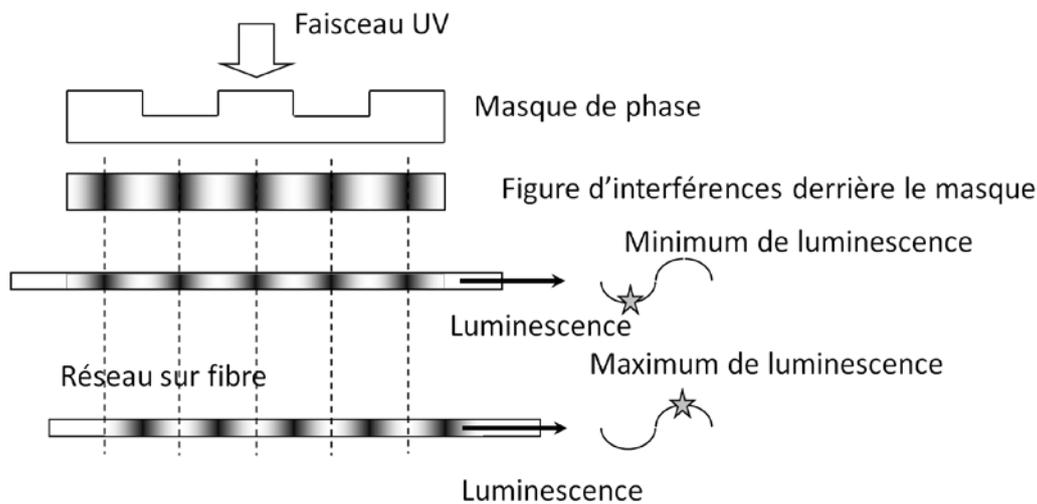


Figure 4-5 : Variation de la luminescence en fonction de l'éclairement UV d'après [15]

Dans le cadre de cette thèse, la méthode retenue par 3S Photonics pour inscrire les composants compensateurs de dispersion chromatique est une technique d'inscription avec défilement de la figure d'interférence. Son principe est décrit dans la section suivante.

## 4.4 Détails expérimentaux

### 4.4.1 Les fibres optiques étudiées

La fibre dans laquelle les réseaux étudiés sont inscrits est la fibre UVS-INT-PMD3. Elle est conçue et fabriquée par la société Canadienne Coractive. A noter aussi que dans le but d'avoir un élément de comparaison vis-à-vis des études précédentes ou de la littérature, les mêmes expériences de vieillissement accéléré similaires ont été conduites dans une fibre de référence à savoir la fibre de télécommunication standard de référence SMF28e+. Cette étude comparative sera donc une contribution à l'étude des mécanismes à l'origine de la photosensibilité dans les verres de silice.

#### 4.4.1.1 La fibre optique SMF 28e+

Nous avons choisi de réaliser l'étude de référence avec une fibre de télécommunication classique de dénomination SMF 28e+. Cette fibre, conçue par la société Corning, est la fibre la plus répandue sur le marché des télécommunications pour les réseaux sous-marins. Ses caractéristiques opto-géométriques sont rassemblées dans le Tableau 4-1. La longueur d'onde de coupure du mode LP11 est égale à 1,2  $\mu\text{m}$ . La fibre n'est donc monomode que dans le domaine spectral correspondant à des longueurs d'onde supérieures à 1,2  $\mu\text{m}$ . Les concentrations des dopants dans la fibre SMF 28 ont été déterminées à l'aide de la technique META par C. Dalle [16]. Les données sont regroupées dans le Tableau 4-2. En moyenne, le cœur contient 4,9 % massique de germanium.

Référence de la fibre	SMF28
Fabricant	Corning
Diamètre de cœur	8.2 $\mu\text{m}$
Diamètre extérieur	125 $\mu\text{m}$
Différence d'indice cœur gaine	$3,6 \cdot 10^{-3}$
Longueur d'onde de coupure du mode LP11	1.2 $\mu\text{m}$

Tableau 4-1 : Caractéristiques opto-géométriques de la fibre SMF 28 (données constructeur)

	Cœur % atomique	Cœur % massique	Gaine % atomique	Gaine % massique
<b>O</b>	66.6 +/- 0.04	51.6 +/- 0.06	66.6 +/- 0.04	53.1 +/- 0.06
<b>Si</b>	31.9 +/- 0.1	43.3 +/- 0.15	32.3 +/- 0.72	46.6 +/- 0.03
<b>Ge</b>	1.4 +/- 0.03	4.9 +/- 0.1	0.04 +/- 0.01	0.15 +/- 0.05
<b>F</b>	<0.02	<0.05	<0.03	<0.03
<b>Cl</b>	<0.09	<0.15	<0.08	<0.14

Tableau 4-2 : Concentrations moyennes de différentes espèces présentes dans le cœur et la gaine d'une fibre SMF 28 Les incertitudes correspondent à la dispersion des mesures

#### 4.4.1.2 La fibre optique « Coractive »

La fibre dans laquelle les réseaux étudiés sont inscrits est la UVS-INT-PMD3, elle est conçue par la société Canadienne Coractive. Ses caractéristiques opto-géométriques sont rassemblées dans le Tableau 4-3. La longueur d'onde de coupure du mode LP11 est égale à 1.35  $\mu\text{m}$ .

Référence de la fibre	Coractive, UVS-INT-PMD3
Diamètre de cœur	6.2 $\mu\text{m}$
Diamètre gaine photosensible	12 $\mu\text{m}$
Diamètre extérieur	125 $\mu\text{m}$
Différence d'indice cœur gaine photosensible	$10,5 \cdot 10^{-3}$
Longueur d'onde de coupure du mode LP11	1.35 $\mu\text{m}$

Tableau 4-3 : Caractéristiques opto-géométriques de la fibre Coractive UVS-INT-PMD3

La Figure 4-6 présente le profil d'indice relatif de la fibre Coractive UVS-INT-PMD3, la zone de la gaine photosensible est visiblement d'indice inférieur au reste de la gaine. Le fait que la mesure ait été faite à 532 nm n'influe pas sur la validité des résultats considérés à 1.5µm, étant donné la platitude de la courbe de l'indice optique entre ces deux valeurs de longueur d'onde.

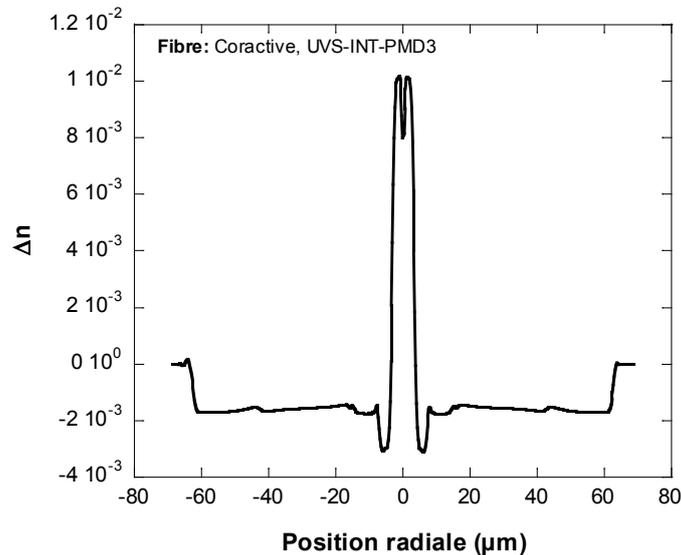


Figure 4-6 : Profil d'indice relatif de la fibre Coractive UVS-INT-PMD3

Les concentrations des dopants dans la fibre Coractive ont été déterminées à l'aide de la technique de Microscopie électronique à balayage (MEB) en mode EDS. Les données sont regroupées dans les Tableau 4-4 et Tableau 4-5. Le cœur est fortement dopé puisqu'il contient 20,6 % massique de germanium. La gaine est relativement photosensible au rayonnement UV puisqu'elle contient 7.6% massique de germanium.

	Cœur % atomique	Cœur % massique
<b>O</b>	61.4 +/- 2	41.3 +/- 3.5
<b>Si</b>	30 +/- 2.5	35.4 +/- 3
<b>Ge</b>	6.2 +/- 0.7	20.6 +/- 2.5
<b>F</b>	1.8 +/- 0.6	1.8 +/- 0.6
<b>P</b>	0.6 +/- 0.6	0.9 +/- 0.9

Tableau 4-4 : Concentrations moyennes de différentes espèces présentes dans le cœur d'une fibre Coractive. Les incertitudes correspondent à la dispersion des mesures.

	gaine photosensible % atomique	gaine photosensible % massique	Gaine % atomique	Gaine % massique
<b>O</b>	65 +/- 2	49.7 +/- 2.5	61.8 +/- 2	47.6 +/- 2.5
<b>Si</b>	31 +/- 2.5	40.6 +/- 2.5	34.9 +/- 2.5	46.6 +/- 2.5
<b>Ge</b>	2 +/- 0.5	7.6 +/- 1.5	0.6 +/- 0.15	2.7 +/- 0.15
<b>F</b>	1.5 +/- 0.7	1.5 +/- 0.6	2.0 +/- 0.5	1.8 +/- 0.7
<b>P</b>	0.5 +/- 0.5	0.6 +/- 0.3	0.8 +/- 0.8	1.4 +/- 1.4

Tableau 4-5 : Concentrations moyennes de différentes espèces présentes dans les gaines d'une fibre « Coractive ». Les incertitudes correspondent à la dispersion des mesures.

#### 4.4.2 Méthode d'inscription des CDC

La méthode retenue par 3S Photonics pour inscrire les composants compensateurs de dispersion chromatique permet d'inscrire des réseaux à pas variable d'une longueur allant jusqu'à 300 mm. C'est une technique d'inscription basée sur un interféromètre à division d'amplitude avec défilement de figure d'interférence dont le schéma est présenté ci-dessous. Le brevet de Bertrand Poumellec à ce sujet peut être consulté: Réseaux de Bragg de grande longueur. P. SANSONETTI, F. BAKHTY, I. RIANT, B. POUHELLEC. Fiche Alcatel N° 850. FR97/11939 dépôt le 25/9/97. FR2768819

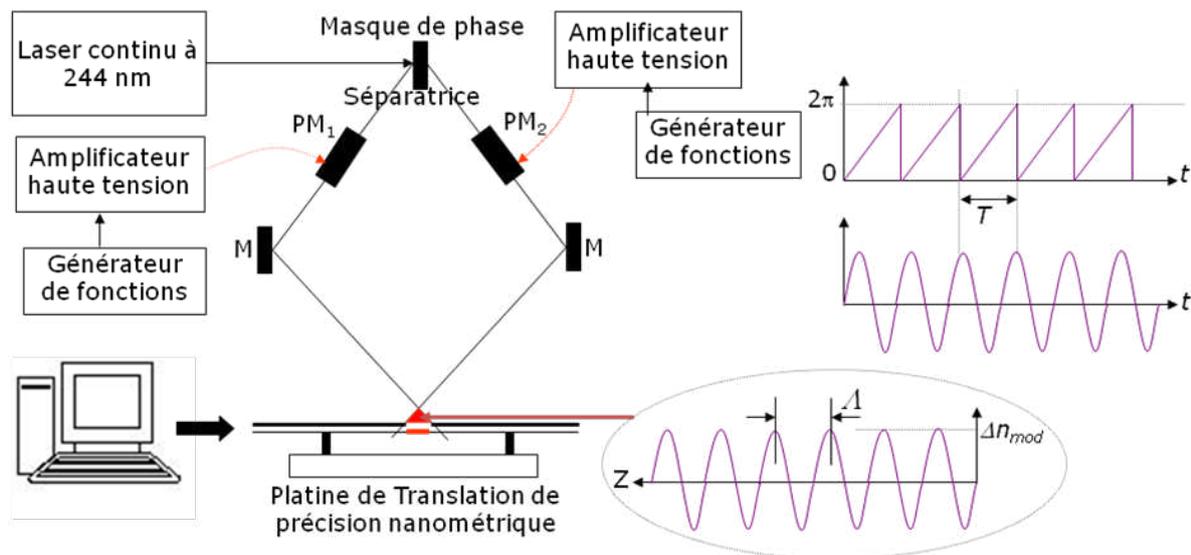


Figure 4-7 : Méthode d'inscription des composants CDC

Nous utilisons pour inscrire les réseaux, le laser ultraviolet délivrant une longueur d'onde de pompe à 244nm fonctionnant en régime continu (SYSTEME FRED, COHERENT SA). Le masque de phase de pas 1073 nm permet de réaliser la division du faisceau incident en deux faisceaux d'amplitudes égales.

La vitesse de défilement des franges est synchronisée à la vitesse de déplacement de la fibre  $v$ . Le premier modulateur de phase PM1 permet de synchroniser en temps réel le défilement de la figure d'interférence avec le déplacement de la fibre. Le signal rampe  $f(t)$  permet de déplacer la figure d'interférence d'une période. Le second modulateur de phase

permet de modifier le contraste du champ de franges d'interférences en temps réel et donc la valeur de  $\Delta n_{\text{mod}}$  en vue de réaliser le profil d'apodisation désiré. Les différents paramètres du dispositif sont reliés par les relations suivantes :

$$f_i = \frac{1}{T} = \frac{v}{\Lambda_i}$$

$$\lambda_{Bi} = 2n_{\text{eff}} = \frac{v}{f_i}$$

Avec  $f_i$  la fréquence temporelle courante du signal rampe,  $T$  la fréquence temporelle courante du signal rampe,  $v$  la vitesse de déplacement de la fibre,  $\Lambda_i$  la période spatiale courante du réseau inscrit,  $\lambda_{Bi}$  la longueur d'onde de Bragg courante.  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode LP<sub>01</sub>. La fréquence spatiale inscrite par le banc est une fonction de la fréquence du signal rampe. Ceci permet de moduler la fréquence spatiale du réseau inscrit le long de la fibre, et donc créer un glissement spatial.

Le banc CDC permet donc de réaliser un champ de franges. Les paramètres moyens du champ de frange sont les suivants : un pas de 536.7 nm et une fréquence de défilement des franges est de 186.3 Hz. La longueur unitaire du champ de franges est de 750 microns puis ce champ va être appliqué sur le cœur des fibres optiques. Afin de réaliser des réseaux de longueur ou de réflectivité adéquats le champ de frange défile à la même vitesse que la fibre.

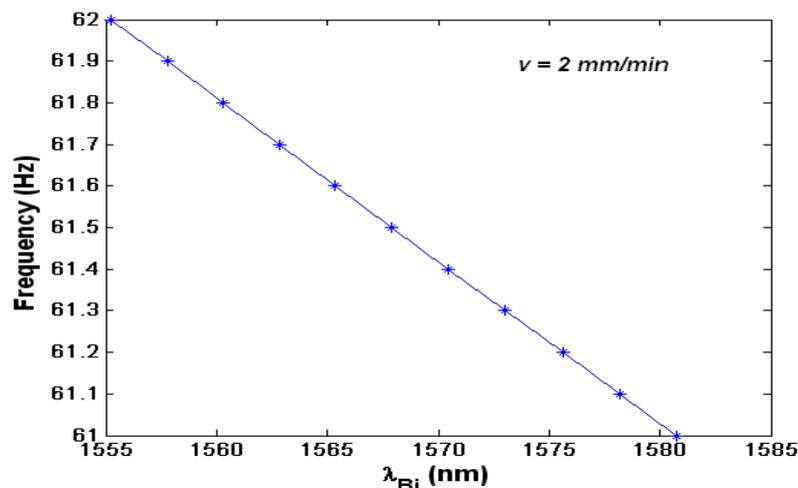


Figure 4-8 : Fréquence du signal rampe en fonction de la longueur d'onde de Bragg inscrite

Cependant, afin de réduire la complexité du problème, les expériences de vieillissement accéléré ont été réalisées au moyen de réseaux droits, carrés (i.e. homogènes longitudinalement), à pas constant et photoinscrits dans la même fibre que celle utilisée pour les véritables composants.

#### 4.4.3 Méthode d'inscription des réseaux à pas constant dans la fibre SMF28e+

Les réseaux de Bragg inscrits sont droits, non apodisés, à pas constant, écrits à l'aide d'un masque de phase autour de 1550nm. Les variations d'indice de modulation visées sont de

l'ordre de  $10^{-4}$ . La longueur des réseaux est choisie de telle manière à avoir une réflectivité de 80% et ce afin de minimiser les incertitudes de mesures sur la réflectivité et sur ICC au cours des expériences de vieillissement accéléré (voir discussion au chapitre 3 à ce sujet). Ainsi la longueur cible des réseaux est d'environ 10mm. Un schéma du banc d'inscription utilisé pour inscrire les réseaux de Bragg dans la fibre SMF28e+ est présenté en Figure 4-9. Un masque de phase est utilisé pour créer le champ de franges ultraviolettes appliqué sur le cœur photosensible des fibres optiques [17; 18]

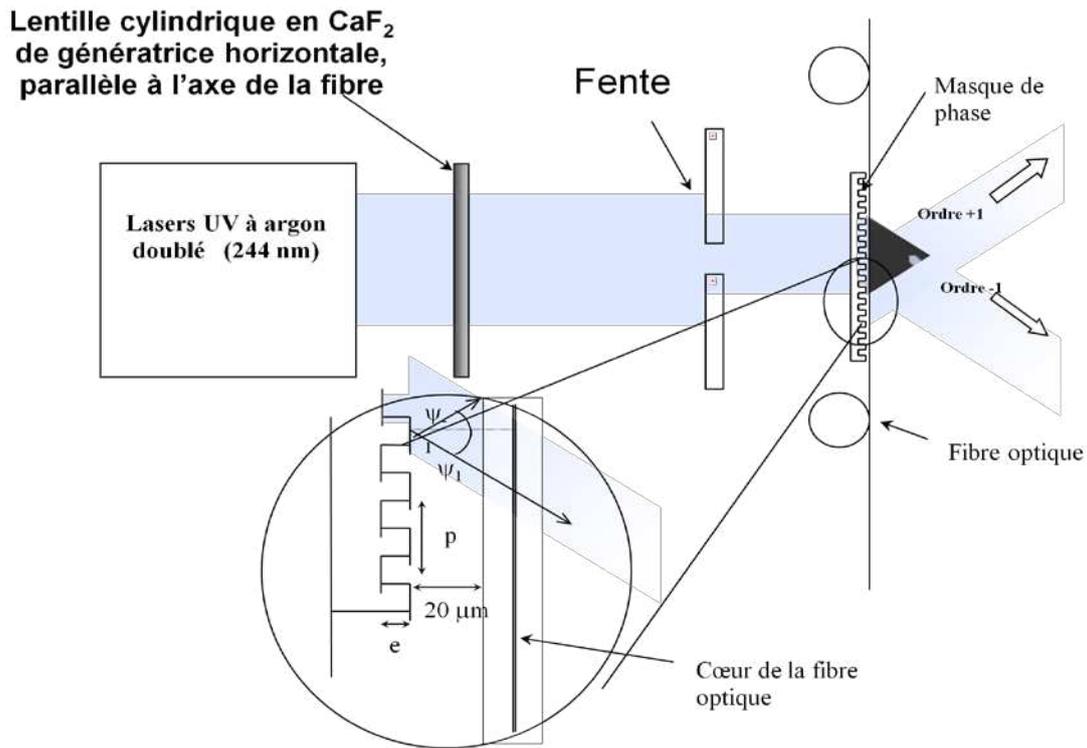


Figure 4-9 : Schéma du banc d'inscription utilisé pour inscrire les réseaux dans la fibre SMF28e+.

## 4.5 Etude des dynamiques de photoinscription de réseaux de Bragg dans la fibre Coractive hydrogénée

### 4.5.1 Conditions d'inscription

Les inscriptions ont été réalisées à l'aide du laser continu émettant un rayonnement de longueur d'onde 244 nm. Le paramètre que nous avons choisi de faire varier est la densité de puissance utilisée pour insoler le cœur de la fibre lors de l'inscription des réseaux. A l'exception de ce paramètre, les réseaux ont été inscrits dans les mêmes conditions. Les valeurs de densité de puissance choisies pour inscrire les réseaux étaient égales à  $16\text{W/cm}^2$ ,  $31\text{W/cm}^2$ ,  $39\text{W/cm}^2$ ,  $58\text{W/cm}^2$ . Au cours de l'inscription les cinétiques de croissance sont suivies en enregistrant les spectres en transmission de façon continue.

### 4.5.2 Etude des dynamiques d'inscription

L'indice moyen  $\Delta n_{\text{moy}}$  et la modulation d'indice de réfraction  $\Delta n_{\text{mod}}$  sont calculés à partir du suivi de l'évolution de la réflectivité, et du décalage irréversible de la longueur d'onde de Bragg au moyen des formules présentées dans le chapitre 3.

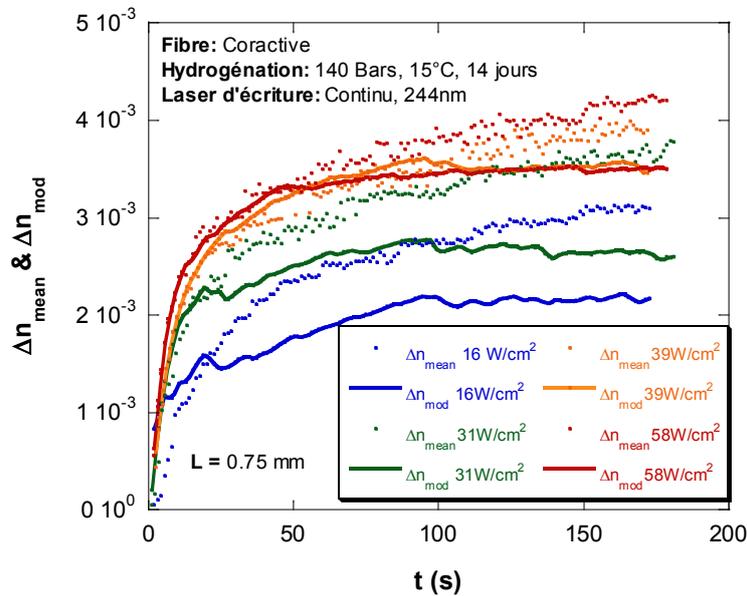


Figure 4-10 : Évolution de  $\Delta n_{\text{moy}}$  et de  $\Delta n_{\text{mod}}$  au cours de l'inscription ( $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ) de réseaux de Bragg dans la fibre coractive hydrogénée. Le paramètre de l'étude est la densité de puissance ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) utilisée lors de l'inscription des réseaux.

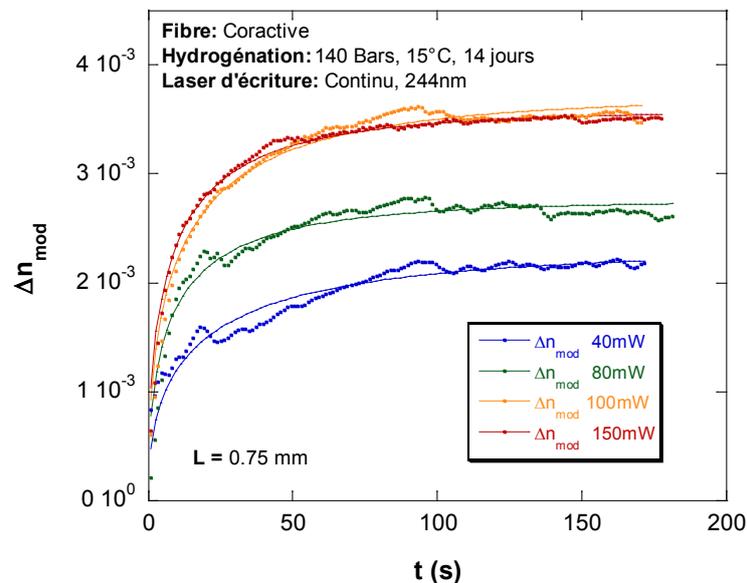


Figure 4-11 : Évolution de  $\Delta n_{\text{mod}}$  au cours de l'inscription ( $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ) d'un réseau de Bragg dans la fibre coractive hydrogénée. Le paramètre de l'étude est la puissance et donc la densité de puissance ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ) utilisée lors de l'inscription des réseaux.

L'évolution de l'amplitude d'indice moyen, et de la modulation d'indice de réfraction dans le cœur de la fibre sont représentés sur les Figure 4-10 et la Figure 4-11 en fonction du temps d'inscription. Les conditions de l'insolation UV sont rappelées dans la légende de ces figures. Les variations photo-induites de l'indice moyen atteignent des valeurs proches de la différence des indices de réfraction entre le cœur et la gaine de la fibre optique. De ce fait, les amplitudes de modulation d'indice de réfraction présentées sur les Figure 4-10 et la Figure 4-11 correspondent à des valeurs corrigées selon la méthode décrite dans le chapitre 4 selon une méthode itérative permettant de corriger l'intégrale de recouvrement. Dans le Tableau 4-6 les principaux résultats des cinétiques de croissance ont été rassemblés.

Puissance d'inscription (mW)	Longueur (mm)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (en fin d'inscription)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (en fin d'inscription)	$R_{final}$ (en fin d'inscription)	$t_m$ (s) temps pour atteindre $10^{-3}$ de $\Delta n_{mod}$	$t_m$ (s) temps pour atteindre $10^{-3}$ de $\Delta n_{moy}$	$\Delta n_{mod}$ (en fin d'inscription)	$\Delta n_{moy}$ (en fin d'inscription)	Contraste (en fin d'inscription)
20	0.75	1539.725	-	-	16.8	30.0	-	-	-
40	0.75	1539.725	1542.30	0.977	3.0	8.3	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$3.1 \cdot 10^{-3}$	0.742
80	0.75	1539.725	1542.75	0.992	4.6	4.6	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.750
100	0.75	1539.725	1543.00	0.999	2.3	3.0	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$3.9 \cdot 10^{-3}$	0.897
150	0.75	1539.725	1543.27	0.999	2.0	2.0	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	0.833

Tableau 4-6: Principales caractéristiques des réseaux inscrits dans la fibre Coractive après l'inscription avec différentes densité de puissance.

Les évolutions de la modulation d'indice de réfraction et de l'indice moyen sont monotones croissantes en fonction de la durée d'inscription. Pour les faibles puissances, il apparaît que la courbe de croissance de  $\Delta n_{moy}$  présente un point d'inflexion pour une durée d'insolation  $t$  de l'ordre de 10s. Ainsi la concavité de cette courbe en fonction de  $t$  est positive pour  $t < 10s$  puis pour  $t > 10s$  la concavité de cette courbe devient négative. Cette forme en S peut s'expliquer à l'aide d'un modèle simplifié à deux réactions photochimiques locales successives décrites dans [19] et également observés dans [5] et [20]. Par exemple, le changement d'indice provient de la transformation d'une espèce A en une espèce C par l'intermédiaire d'une espèce B. Les deux réactions sont schématisées par la relation suivante  $A \rightarrow B \rightarrow C$  [2]. Pour les autres courbes à puissance plus élevée ce point d'inflexion n'apparaît pas car la cinétique est vraisemblablement trop rapide au regard de la fréquence de nos mesures.

Au début des insolutions, la cinétique de croissance des variations d'indice moyen reproduit celle de  $\Delta n_{mod}$ . Ainsi pour des valeurs d'indice de modulation inférieures à  $10^{-3}$  ces courbes permettent de déterminer un contraste proche de 1 ce qui met en évidence la bonne maîtrise de la méthode d'inscription. Pour des temps d'inscription plus élevés et ce quelle que soit la valeur de la puissance d'inscription  $P$  ( $40 \text{ mW} < P < 150 \text{ mW}$ ), la valeur de l'indice moyen est supérieure à celle de la modulation d'indice de réfraction indiquant que la visibilité des franges d'interférences est inférieure à 1. Finalement pour des temps d'irradiation plus longs, la valeur de l'indice moyen augmente plus vite que celle de la modulation d'indice. En effet une tendance à la saturation de  $\Delta n_{mod}(t)$  apparaît pour une durée d'insolation supérieure à

100s. Par ailleurs, les cinétiques sont d'autant plus rapides que la valeur de la puissance d'inscription est élevée.

Les dynamiques de croissance de  $\Delta n_{\text{mod}}$  et de  $\Delta n_{\text{moy}}$  indiquent que le contraste des réseaux diminue au cours de l'inscription pour atteindre par exemple une valeur de 0.7 pour une puissance de 40mW. A noter que plus la puissance d'inscription est élevée plus le contraste final est élevé. Le contraste à « saturation » évolue ainsi de 0.7 à 0.9 lorsque la puissance augmente de 40 à 150mW. Ces résultats sur le contraste ne sont pas surprenants et indiquent une bonne visibilité de franges puisque le contraste est entre 70 à 90%. Le contraste change un peu avec la puissance d'inscription, mais la non maîtrise de la visibilité des franges quand on change la puissance ne peut pas amener à conclure sur un phénomène physique (e.g. passage d'un mécanisme de un à deux photons), cette variation est vraisemblablement due au réalignement de l'interféromètre. En effet l'émission laser sort avec une trajectoire légèrement différente en fonction de sa puissance. A noter que dans le cas idéal et en supposant un mécanisme d'absorption à un photon, les réseaux dont l'inscription n'est pas saturée devraient avoir un contraste identique.

### 4.5.3 Interprétation des cinétiques de croissance

Il doit être noté qu'il n'est pas toujours évident de déterminer le nombre de photon impliqué dans le processus d'absorption. En effet dans le cas général, le changement d'indice de réfraction suit une loi classique:  $\Delta n = f(I.t)$  ou  $\Delta n = f(I^2.t)$  pour une absorption à deux photons.  $f$  dépend du mécanisme.  $I$  est la puissance d'inscription et  $t$  est le temps d'inscription. S'il est supposé une cinétique du premier ordre (c'est à dire une seule, ou une énergie d'activation non distribuée), par exemple  $f = 1 - \exp(-k.t)$  (où  $k = k_0.I^\alpha$  est la constante de réaction.  $\sigma_\alpha$  est la section efficace d'absorption.  $\alpha$  est le nombre de photons impliqués) et en supposant de faibles valeurs de  $t$  (au tout début de l'écriture du réseau c'est à dire  $\Delta n = 5.10^{-5}$ , loin de la saturation en  $\Delta n$ ), alors  $f(I.t)$  est proportionnel à  $k_0.I^\alpha.t$ . Dans ces conditions, le nombre de photons  $\alpha$  impliqué dans le processus d'inscription peut être déterminé simplement en traçant  $\ln(f(I.t))$  en fonction de  $\ln(I)$ .

Cependant, très souvent il faut considérer une distribution d'énergies d'activation. B. Poumellec [21] a présenté une approche pour modéliser la croissance d'un réseau d'indice quand le changement d'indice est expliqué par des réactions physico-chimiques dépendant d'une énergie d'activation distribuée. C'est cette approche que nous avons détaillé et prolongé au chapitre 2. Par conséquent en supposant qu'une fonction de type sigmoïde différenciée puisse représenter la distribution (cette fonction est souvent utilisée dans le cas de l'écriture de réseaux de Bragg); B. Poumellec montre que la croissance du réseau à la température  $T$  suit une loi en puissance du temps d'exposition. Le facteur puissance  $\beta$  étant égale à  $T/T_0$  dans ce cas, même pour de faibles temps d'écriture (c'est à dire pour de faibles valeurs de  $t$ ) la fonction  $f$  s'écrit comme:  $f(I.t) = (\sigma_\alpha.I^\alpha.t)^\beta$ , où  $\beta < 1$  et la pente à l'origine n'est pas définie. Ainsi  $\ln(f(I.t))$  varie en fonction de  $\beta.\ln(t) + \alpha.\beta.\ln(I)$  et pour une valeur de temps fixée,  $\ln(f(I.t))$  varie comme  $\alpha.\beta.\ln(I)$ , il en est de même pour  $\ln(f(I.t)/t)$ , qui est le log de la pente proche de l'origine.

Pour analyser le nombre de photons de la croissance en fonction de la densité de puissance d'inscription on trace un graph  $\ln(1/t_m)$  en fonction de  $\ln(P)$ .  $t_m$  étant le temps nécessaire pour atteindre une variation de modulation d'indice de  $10^{-3}$  Cette valeur limite est choisie arbitrairement pour des raisons expérimentales.

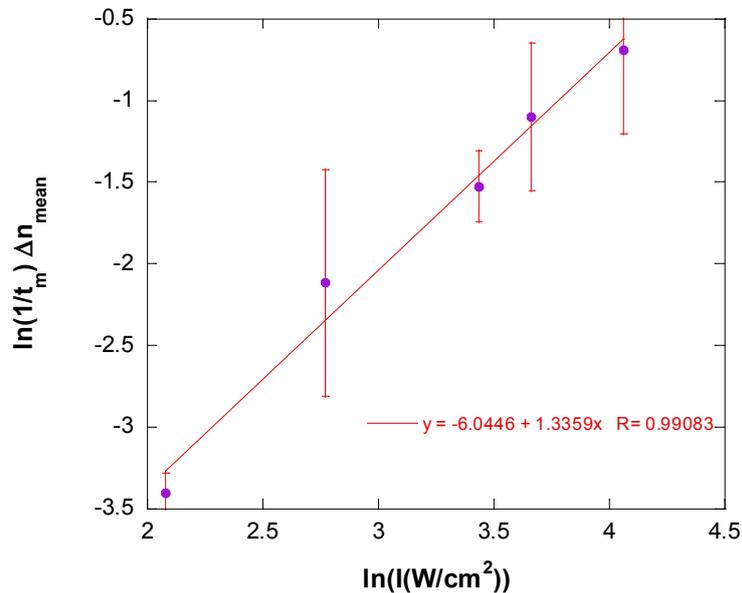


Figure 4-12 : Logarithme népérien de l'inverse du temps d'insolation UV nécessaire pour atteindre un indice moyen de  $10^{-3}$  en fonction de  $\ln(P)$ .

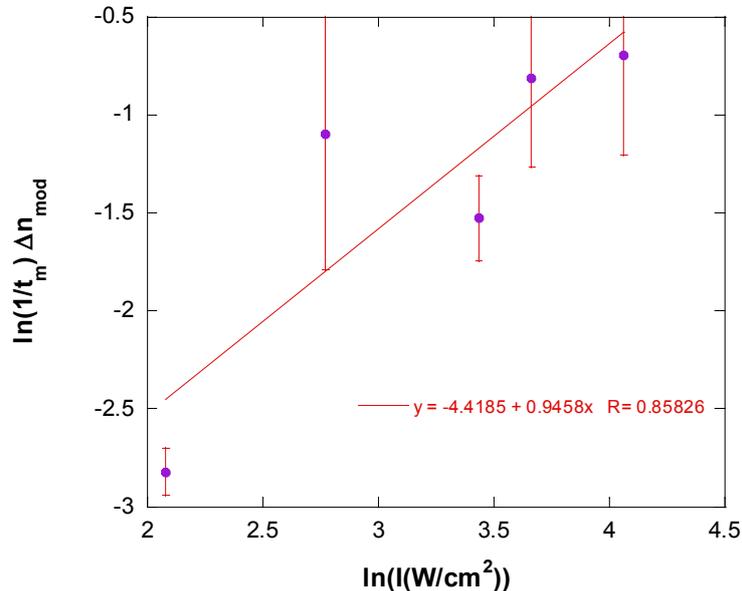


Figure 4-13: Logarithme népérien de l'inverse du temps d'insolation UV nécessaire pour atteindre une modulation d'indice de  $10^{-3}$  en fonction de  $\ln(P)$ .

La pente du graphique  $\ln(1/t_m)$  en fonction de  $\ln(P)$  permet de déterminer le nombre de photons  $\alpha$  impliqué dans le mécanisme d'écriture [22]. La pente moyenne pour  $\Delta n_{\text{mod}}$  sur la Figure 4-13 est de 1.3 celle pour le  $\Delta n_{\text{moy}}$  en Figure 4-12 est de 0.9 cela indique un mécanisme dominant à un photon pour l'inscription de  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$ . Ce résultat est logique

pour une inscription réalisée avec un laser continu ou il est difficile d'atteindre la densité de puissance nécessaire pour déclencher des absorptions multiphotoniques. Cependant  $\alpha$  aurait pu être inférieur à 1 en raison de la distribution des énergies d'activation des espèces photo induites.

Connaissant la valeur de  $\alpha$  on peut maintenant tracer les cinétiques en fonction d'une quantité homogène à une énergie de démarcation. L'énergie de démarcation « d'inscription » s'écrit:  $E_{di} = k_B T \ln(k_0 t I^\alpha)$ . Cette quantité est en fait décalée d'un offset inconnu puisqu'on ne connaît pas les intensités d'inscription au niveau de la fibre que de manière relative et que l'on ne connaît pas la valeur du  $k_0$ . Il est en effet difficile de faire une évaluation précise de la puissance optique absorbée par le cœur de la fibre optique. Même si c'est un effet qui a été peu étudié, il est supposé que l'élévation de température liée à l'insolation reste inférieure à 120°C [23]. Cette valeur est une température moyenne au niveau de tout le réseau de Bragg ce qui signifie que la température peut être plus élevée dans les franges "au début" de l'irradiation puis la chaleur diffuse en quelques dizaines de microsecondes et le profil de température se "lisse" Pour l'indice moyen  $\Delta n_{moy}$  on obtient une courbe assez linéaire où les iso-puissances se sont condensées comme représenté sur la Figure 4-14.

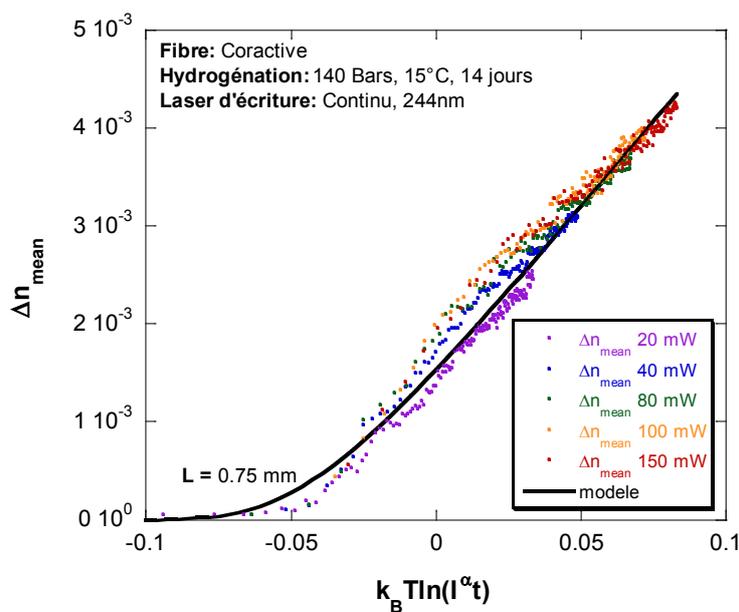


Figure 4-14 : Évolution de l'indice moyen ( $\Delta n_{moy}$ ) en fonction de la quantité  $k_B T \ln(I^\alpha t)$  au cours de l'inscription ( $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ) d'un réseau de Bragg dans la fibre coractive hydrogénée.  $\alpha$  est fixé à 1 et  $T$  est fixée à la température ambiante.

La linéarité de la courbe observée indique (si l'on effectue son intégration) une distribution de type créneau. L'adoucissement constaté en tout début de croissance s'explique facilement par la convolution de toute discontinuité théorique par la pente du degré d'avancement [24] qui prévoit une pente de toute distribution forcément inférieure à  $\frac{1}{3k_B T}$  et un adoucissement des valeurs de la courbe maîtresse s'étalant sur un ordre de grandeur de  $2.k_B.T$  soit 0.05 eV à température ambiante.

Les cinétiques de croissance de  $\Delta n_{mod}$  ont été ajustés sur une loi d'inscription du type :

$$\Delta n_{mod} = \Delta n_0 \left( 1 - \exp \left( - \left( \frac{t}{\tau} \right)^\beta \right) \right) \quad (4-4-3)$$

Les paramètres  $\tau$  et  $\Delta n_0$  sont laissés variables pour que la loi puisse s'ajuster aux données expérimentales.  $\tau$  dépend de  $k_0$ , de la forme de frange et de la puissance. Il n'y a pas d'informations suffisantes pour faire une évaluation de ce paramètre par une autre voie que l'ajustement.  $\Delta n_0$  peut dépendre de la puissance par exemple dans le cas d'une réaction à 1 photon dans le sens direct et d'une réaction inverse indépendante de l'intensité [22]. En considérant que les conditions d'écriture influent peu sur la valeur de  $\beta$  à savoir que la largeur de la distribution est indépendante de la puissance d'écriture. Afin de simplifier l'analyse, le  $\beta$  est considéré constant pour chacun des iso-puissance, un  $\beta$  de 0.5 s'adapte le mieux aux données expérimentales. La valeur de  $\beta$  attachée à la modulation peut être comparée à la pente de  $\ln(\Delta n_{moy})$  en fonction de  $\ln(t)$ . En effet  $k_B T \frac{d \ln(\Delta n_{mod})}{d E_d}$  tend vers  $\beta$  quand  $t$  tend vers 0. Cette courbe est présentée en Figure 4-15 et sa pente est de l'ordre 1.7.

$\beta$  est en fait une valeur liée à la largeur de la distribution [25]. En exprimant le temps en fonction de  $E_{di}$ , une analyse mathématique de (4-4-3) nous apprend que  $-\frac{d \Delta n_{mod}}{d E_{di}}$ , une fonction représentant la distribution des espèces photo-inscrites admet un maximum pour  $E_{di0} = k_B T \ln(k_0 \tau I^\alpha)$ . Si on trace  $\frac{d \Delta n_{mod}}{d E_d}$  on obtient une forme de distribution en cloche dont la largeur entre les deux points d'inflexion est de  $\frac{k_B T (\ln(3+\sqrt{5}) - \ln(3-\sqrt{5}))}{\beta}$  soit environ  $\frac{1.9 k_B T}{\beta}$ . La largeur à mi-hauteur est de  $\frac{2.45 k_B T}{\beta}$ . Donc plus  $\beta$  est grand plus la distribution est étroite.

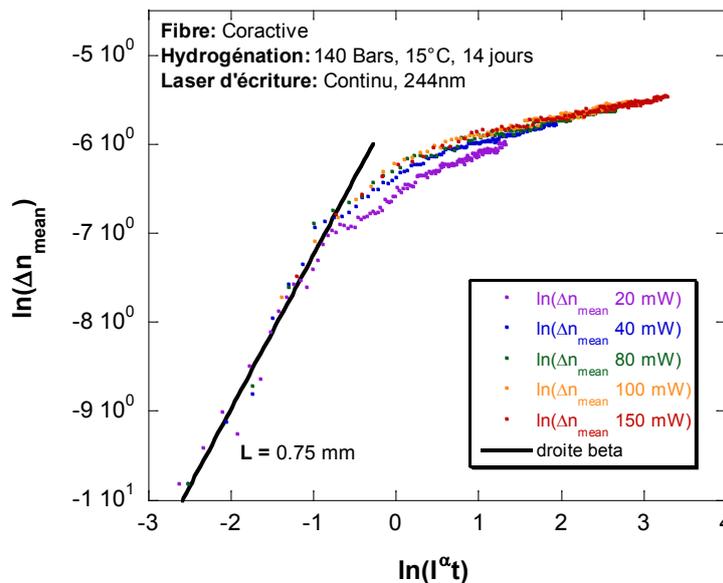


Figure 4-15 : Évolution de l'indice moyen ( $\Delta n_{moy}$ ) en fonction de la quantité  $\ln(I\alpha)$  au cours de l'inscription ( $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ ) d'un réseau de Bragg dans la fibre « coractive » hydrogénée.  $\alpha$  est fixé à 1 et  $T$  est fixée à la température ambiante.

## 4.6 Expériences de vieillissement accéléré sur des réseaux de Bragg non déverminés

### 4.6.1 Préparation des réseaux

#### 4.6.1.1 Préparation des réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+

Comme décrit précédemment, les fibres sont préalablement chargées en hydrogène sous haute pression (140 atm), à température ambiante durant une période d'un mois. Les réseaux ont été photoinscrits au moyen de la méthode du masque de phase. A cet effet nous utilisons un laser ultraviolet délivrant une longueur d'onde de pompe à 244nm et fonctionnant en régime continu (SYSTEME FRED, COHERENT SA). Le masque de phase de pas égal à 1073nm permet de réaliser le champ de franges. La longueur des réseaux est fixée à 10 mm au moyen d'une fente disposée devant le masque de phase. La densité de puissance au niveau de la fibre est de 35W/cm<sup>2</sup>.

Après inscription les réseaux sont placés en étuve, dont la température est contrôlée à +/-1°C, afin d'accélérer la diffusion de l'hydrogène, non consommé lors de l'inscription, hors de la fibre. Les conditions de dégazage sont fixées pour toute l'étude à une durée de 3 jours à 55°C. Le Tableau 4-7 regroupe les conditions de dégazage, les dates d'inscriptions et les dates d'insertion dans le four. Entre le dégazage et l'insertion dans le four, les réseaux sont stockés à température ambiante. Le détail des caractéristiques spectrales des composants après dégazage est présenté dans le Tableau 4-8.

Numéro	Longueur (mm)	Dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
1	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
2	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
3	-	-	-	-	-
4	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
5	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
6	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
7	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
8	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
9	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010
10	10	12 h 398 K	Non	14/09/2010	01/10/2010

Tableau 4-7 : Histoire thermique des réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+ et destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme

Numéro	Température (K) +/-1K	$\lambda_B$ à 293K (avant recuit) (nm) +/-1.10 <sup>-2</sup>	$R_{init}$ (avant recuit) +/-3.5.10 <sup>-4</sup>	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit) +/- 2.10 <sup>-5</sup>	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit) +/- 2.10 <sup>-5</sup>
1	295.15	1542.697	0.760	1.18E-04	1.31E-04
2	295.15	1542.655	0.743	1.14E-04	1.27E-04
4	295.15	1542.585	0.747	1.15E-04	1.28E-04
5	295.15	1542.654	0.713	1.08E-04	1.20E-04
6	295.15	1542.658	0.734	1.12E-04	1.25E-04
7	295.15	1542.553	0.727	1.11E-04	1.23E-04
8	295.15	1542.563	0.715	1.09E-04	1.21E-04
9	295.15	1542.648	0.766	1.19E-04	1.32E-04
10	295.15	1542.619	0.704	1.07E-04	1.19E-04

Tableau 4-8 : Caractéristiques spectrales initiales des réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+ et destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme

#### 4.6.1.2 Préparation des réseaux inscrits dans la fibre Coractive

Comme décrit précédemment, les fibres sont préalablement chargées en hydrogène sous haute pression (140 atm), à température ambiante durant une période d'un mois. Le dispositif expérimental employé pour l'inscription des réseaux est le même que celui décrit par le paragraphe 4.4.2 pour inscrire les CDC. Nous utilisons pour inscrire les réseaux, le laser ultraviolet délivrant une onde de pompe à 244nm fonctionnant en régime continu (SYSTEME FRED, COHERENT SA). La densité de puissance au niveau de la fibre est de 35W/cm<sup>2</sup>. Le masque de phase de pas égal à 1073nm permet de réaliser le champ de franges. La longueur cible des réseaux est égale à 10 mm. Cependant, du fait de la méthode d'inscription, la longueur des réseaux varie d'une inscription à l'autre. La longueur des réseaux a donc été déterminée à partir de la bande passante des réseaux et de leur réflectivité. Les formules utilisées sont les suivantes :

$$BP = \frac{2\Delta n_{mod}(t=0)\eta\lambda_B(t=0)}{\pi}$$

et  $\Delta n_{mod}(t = 0) = \frac{\lambda_B(t=0)ICC(t=0)}{\pi L\eta}$  où BP est la bande passante (ou espacement entre les deux minimax spectraux en longueur d'onde). Le Tableau 4-9 donne la longueur ainsi calculée pour chacun des filtres.

Numéro	Longueur (mm)	Conditions de dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
2	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
3	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
4	1	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
5	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
6	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
7	1	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
8	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
9	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
10	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	12/11/2010
2-3	1.5	3 jours à 328 K	Non	10/2010	15/04/2011
2-8	1	3 jours à 328 K	Non	10/2010	15/04/2011
2-9	1	3 jours à 328 K	Non	10/2010	15/04/2011

Tableau 4-9 : Histoire thermique des réseaux photoinscrits dans la fibre Coractive hydrogénée et destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme.

Numéro de fibre	Température (K) +/-1K	$\lambda_B$ à 293K (avant recuit) +/-0.01 nm	$R_{init}$ (avant recuit) +/- $3.10^{-4}$	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit) +/- $2.10^{-5}$	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit) +/- $2.10^{-5}$	Contraste (avant recuit)
2	295	1557.557	0.973	2.06E-3	2.88E-3	0.714
5	295	1557.375	0.984	2.28E-3	3.19E-3	0.714
8	295	1556.927	0.966	1.96E-3	2.75E-3	0.714
3	295	1556.931	0.851	1.33E-3	1.86E-3	0.714
9	295	1556.682	0.932	1.67E-3	2.34E-3	0.714
6	295	1556.574	0.921	1.60E-3	2.25E-3	0.714
4	295	1557.274	0.894	1.48E-3	2.07E-3	0.714
7	295	1557.598	0.929	1.65E-3	2.31E-3	0.714
10	295	1557.539	0.905	1.52E-3	2.13E-3	0.714
2-3	293	1557.600	0.962	1.15E-3	1.61E-3	0.714
2-8	293	1557.412	0.782	1.92E-3	2.68E-3	0.714
2-9	293	1556.950	0.841	1.30E-3	1.82E-3	0.714

Tableau 4-10 : Caractéristiques spectrales des réseaux photoinscrits dans la fibre Coractive hydrogénée et destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme.

Après inscription les réseaux sont placés en étuve à température contrôlée afin d'accélérer la diffusion de l'hydrogène hors de la fibre. Les conditions de dégazage sont de 3 jours à 55 degrés. Le Tableau 4-9 regroupe ces conditions, les dates d'inscription et les dates d'insertion dans le four. Entre le dégazage et l'insertion dans le four, les réseaux sont stockés à température ambiante. Le détail des caractéristiques spectrales des composants après dégazage est présenté dans le Tableau 4-10. Le calcul des  $\Delta n_{mod}$ ,  $\Delta n_{moy}$ ,  $\lambda_B(dI)$ ,  $\lambda_B(t=0)$ ,  $R_{init}$ ,  $\Delta n_{mod}(t=0)$ ,  $\Delta n_{moy}(t=0)$ , dans le Tableau 4-10 et le décalage réversible en  $\lambda_B$  sont détaillés dans le chapitre expérimental.

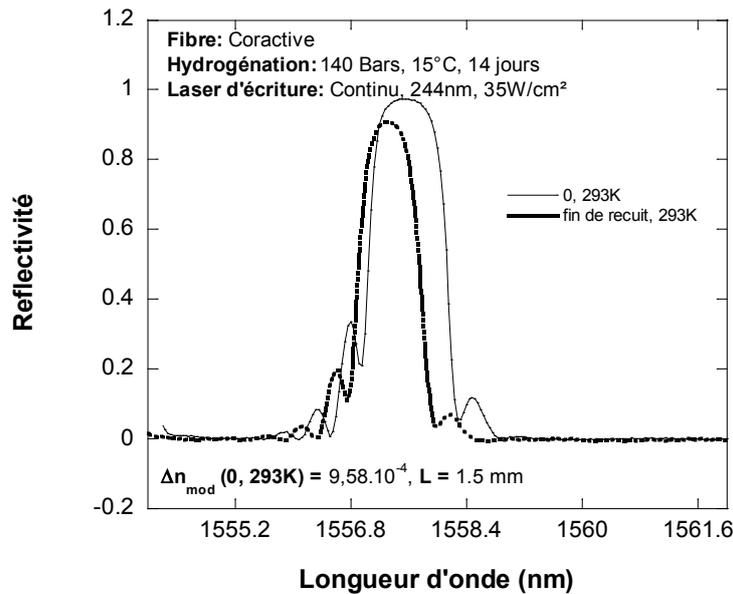


Figure 4-16 : Un spectre typique de réseau de Bragg inscrit dans la fibre Coractive en réflectivité avant et après recuit et retour à température ambiante

La Figure 4-16 représente un spectre typique des CDC en réflectivité avant et après recuit et retour à température ambiante. La température de recuit de ce réseau était de 413K. La Figure 4-16 permet de visualiser l'effet du recuit sur le spectre en réflectivité tout en s'affranchissant des effets réversibles puisque les mesures sont ici réalisées à température ambiante. La Figure 4-16 montre ainsi que le recuit de 3 semaines à 413K conduit à une diminution irréversible de la réflectivité ainsi que de la longueur d'onde de Bragg. A noter aussi que la signature spectrale ne change pas de manière significative entre le début et la fin du recuit.

#### 4.6.2 Evolution réversible des caractéristiques spectrales de réseaux sous l'action d'une élévation de température

Les expériences de vieillissements accélérés étant conduites à des températures allant jusque 300°C, nous avons décidé de déterminer les effets réversibles sur la réflectivité ainsi que sur la longueur d'onde de Bragg dans toutes les fibres étudiées par la suite.

##### 4.6.2.1 Effet réversible sur la longueur d'onde de Bragg

Comme décrit dans la section 3.3 du chapitre 3, une élévation de température  $\delta\theta$  de la fibre, dans laquelle un réseau de Bragg passivé est écrit, provoque une **translation  $\delta\lambda_B$  de la longueur d'onde de Bragg** du réseau. Afin de déduire le décalage irréversible due aux recuits isothermes, un étalonnage de la dépendance de  $\lambda_B$  avec la température est nécessaire pour chaque type de fibre. Les résultats obtenus dans la fibre Coreactive et dans la fibre SMF28e+ sont donc présentés ci-dessous.

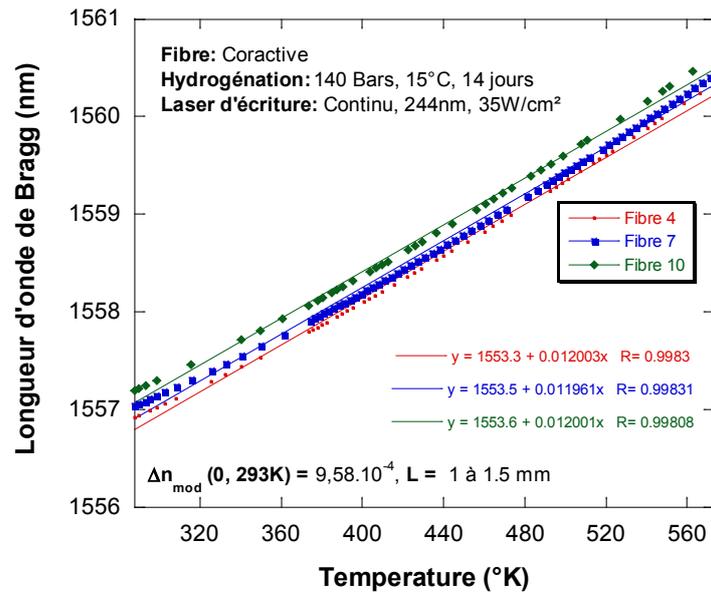


Figure 4-17 : Evolution reversible de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température des réseaux inscrits dans la fibre Coractive.

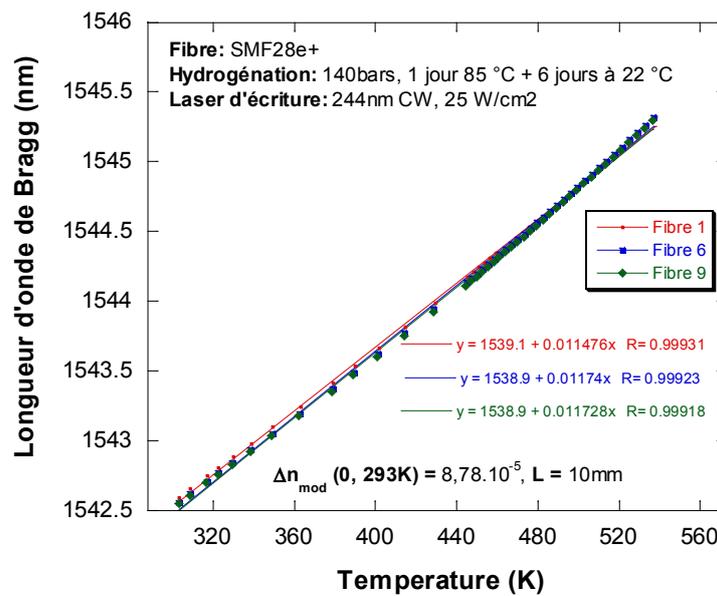


Figure 4-18 : Evolution reversible de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température des réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+.

Les Figure 4-17 et Figure 4-18 représentent les évolutions en fonction de la température de la longueur d'onde de Bragg de réseaux inscrits dans respectivement la fibre « Coractive » et la fibre SMF28e+. Ces réseaux ont été préalablement passivés durant 3 jours à une température de 613K de manière à les stabiliser et d'éviter ainsi d'enregistrer des effets irréversibles. L'analyse de ces deux figures permet de conclure que la variation réversible de la longueur d'onde de Bragg varie linéairement avec la température entre 293K et 573K avec une pente moyenne de  $12.0 \pm 1$  pm/K pour la fibre Coreactive et  $11.5 \pm 2$  pm/K pour la fibre SMF28e+. Ces deux coefficients sont donc très proches l'un de l'autre et correspondent aux valeurs standard publiées dans la littérature.

Ainsi les courbes représentées sur les Figure 4-17 et Figure 4-18 permettront de calculer la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg des réseaux étudiés qui résulte d'un vieillissement accéléré à une température fixée et supérieure à l'ambiante (i.e. les vieillissements accélérés isothermes présentés dans la suite de ce chapitre). Il est pour cela nécessaire d'admettre que la pente de la fonction  $\Delta\lambda_B = f(\theta)$  ne dépend ni de la visibilité du réseau, ni de la modulation d'indice de réfraction. En supposant que ces hypothèses sont vérifiées et connaissant la longueur d'onde de Bragg à température ambiante, il est possible de calculer la longueur d'onde de Bragg qu'aurait le réseau à l'instant  $t=0$  et à la température  $T$  de la destruction isotherme. Il suffit ensuite de mesurer la longueur d'onde de Bragg du réseau durant les recuits isothermes pour être en mesure de calculer la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg qui résulte de l'effacement de l'indice moyen.

D'autre part il est très important de noter que la mesure du décalage réversible de la longueur d'onde de Bragg à la fin des destructions isothermes (en ramenant les fibres à température ambiante) nous permet d'estimer la température à laquelle le réseau de Bragg a été effectivement soumis au cours des recuits isothermes.

#### **4.6.2.2 Effet réversible sur la réflectivité**

De la même façon que pour la longueur d'onde de Bragg, une élévation  $\delta\theta$  de la température d'un réseau « passivé » peut se traduire une légère **augmentation de sa réflectivité**. Les variations réversibles de réflectivité avec la température dépendent de la concentration et de la nature des dopants de la fibre. Elles sont notablement plus importantes si la fibre est fortement dopée par de l'oxyde de germanium. A noter qu'aucun changement significatif de réflectivité avec la température n'a été mis en évidence lorsque les réseaux sont inscrits dans les fibres chargées en hydrogène. Or nos mesures de vieillissement accéléré sont effectuées à chaud (destructions isothermes). Il est donc nécessaire aussi de vérifier cet effet pour toute nouvelle fibre étudiée et de corriger si nécessaire le changement réversible de la réflectivité introduit par l'élévation en température. Dans le cas des fibres Coractive et SMF28e+ hydrogénées, la Figure 4-19 montrent qu'aucun changement significatif n'a été mis en évidence pour les réseaux de Bragg étudiés pour des températures inférieures à 570K et au regard de l'incertitude de nos mesures ( $\Delta R = 8.10^{-4}$ ).

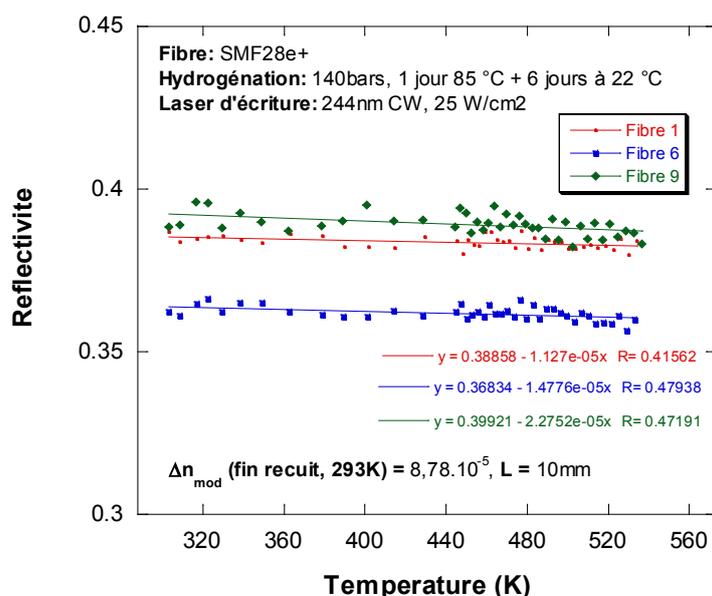


Figure 4-19 : Evolution de la réflectivité en fonction de la température. (réseau photo-inscrit dans la fibre SMF28e+ hydrogéné puis passivé à 613K pendant 3jours)

### 4.6.3 Destruction isotherme des réseaux de Bragg photoinscrits

#### 4.6.3.1 Résultats des expériences de vieillissement accéléré isotherme

Afin d'avoir une valeur de normalisation et d'estimer l'ordre de grandeur de la variation spontanée de réflectivité pendant ce laps de temps, nous avons enregistré la réflectivité et la longueur d'onde des réseaux pendant une quinzaine de minutes avant de les placer dans les fours. Nous n'avons pas constaté de variation significative de la réflectivité des réseaux, compte tenu de notre précision de mesure : au minimum ( $\sim 0.5\%$ ).

Les réseaux ont été ensuite placés dans les fours afin de collecter les données de vieillissement accéléré qui nous permettront ensuite de construire la courbe maitresse et d'étudier la stabilité thermique. Pour les fibres Coractive et SMF28e+ respectivement, les figures Figure 4-20 et Figure 4-21 représentent les évolutions du facteur  $\text{NICC}_{\text{mod}}$ . Douze réseaux préalablement dégazés ont été répartis sur cinq différentes températures de chauffage isotherme à savoir 406K, 452K, 508K, 560K et 610K.

Rappelons que  $\text{NICC}_{\text{mod}}$ , peut être assimilé à  $\frac{\Delta n_{\text{mod}}(t)}{\Delta n_{\text{mod}}(t=0)}$  à condition de supposer que l'intégrale de recouvrement ne dépend pas de la température ni de  $\text{NICC}_{\text{mod}}$  lui-même. La validité de ces hypothèses est discutée dans le chapitre 3.

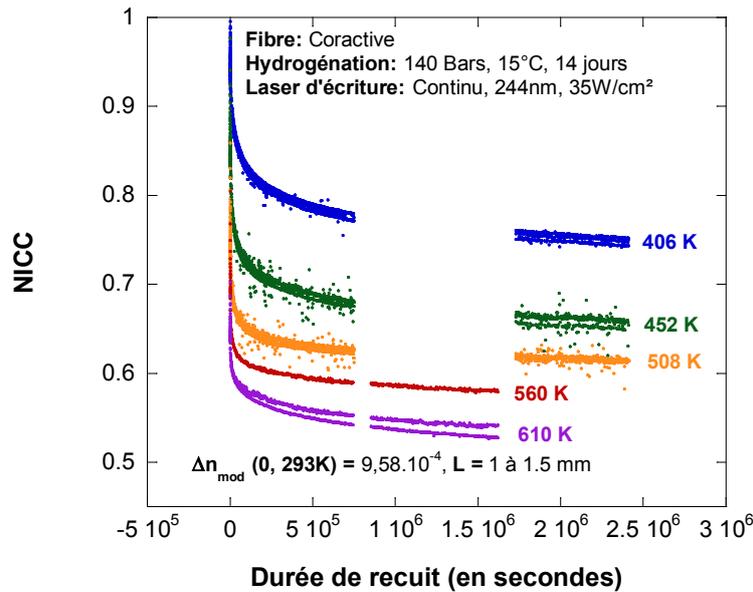


Figure 4-20 : Evolutions du facteur  $NICC_{mod}$  de douze réseaux inscrits dans la fibre Coractive puis dégazés. Les réseaux sont répartis sur cinq températures de chauffage isotherme.

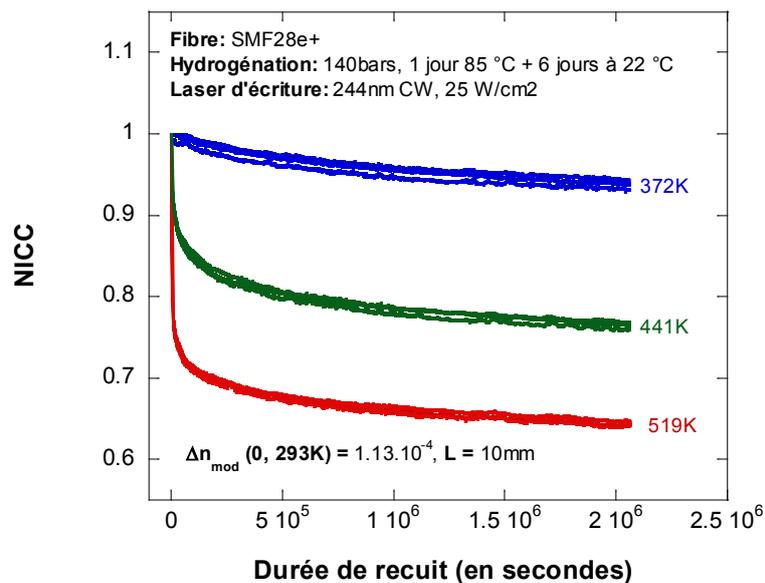


Figure 4-21 : Evolutions du facteur  $NICC_{mod}$  de trois réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+ puis dégazés pour chacune des trois températures de chauffage isotherme

Les graphes sont représentés en échelle linéaire sur l'intervalle de temps correspondant à la durée du chauffage à savoir au moins 3 semaines quel que soit la température de la fibre ou son état d'hydrogénation, l'élévation thermique se traduit par une décroissance monotone de la réflectivité des réseaux. La cinétique de décroissance est d'autant plus rapide que la température est élevée. L'examen de chacune des températures isothermes de la Figure 4-20 et de la Figure 4-21 permet d'apprécier la reproductibilité de nos mesures puisque nous avons étudié 3 réseaux identiques pour chaque température.

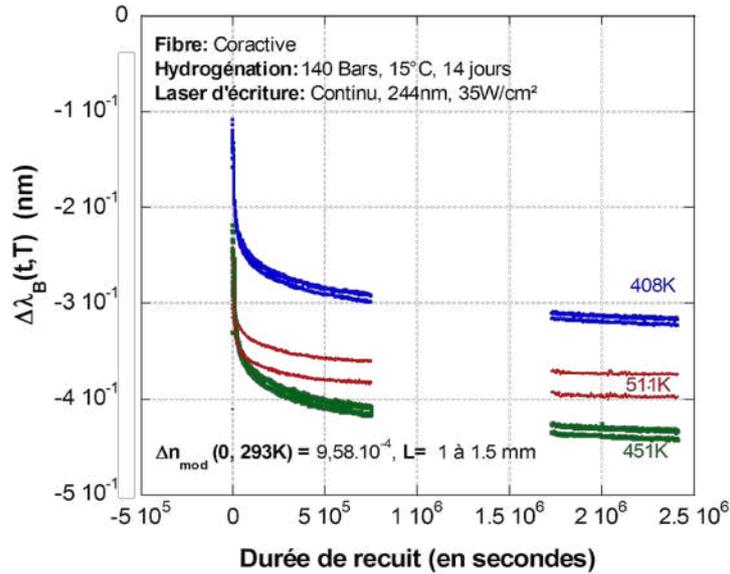


Figure 4-22 : Evolutions du décalage irréversible  $\lambda_B$  au cours des destructions isothermes de réseaux inscrits dans la fibre Coractive hydrogénée puis dégazés.

Les courbes de la Figure 4-22 représentent les évolutions de la longueur d'onde de Bragg des réseaux dans la fibre Coreactive lors des recuits isothermes à 408K, à 511K et à 451K. La longueur d'onde initiale ( $t \sim 0$ ) étant d'autant plus grande que la température de la fibre est plus élevée. La longueur d'onde de Bragg des réseaux décroît de façon monotone avec la durée de l'élévation thermique et la décroissance au début de l'expérience est plus rapide. Le fait que la variation totale de la longueur d'onde de Bragg à 240°C des réseaux inscrits dans la fibre Coractive soit inférieure à la variation aux autres températures s'explique par une modulation d'indice moyen initial supposé plus faible que celle des autres réseaux (voir le calcul de  $\Delta n_{\text{moy}}$  dans la section expérimentale)

#### 4.6.3.2 Traitement et paramétrisation des données relatives à la modulation d'indice à l'aide du formalisme de la courbe maîtresse

La courbe maîtresse se détermine à partir des courbes isothermes représentant le facteur *NICC* en fonction de la durée du chauffage. La méthode consiste à regrouper les courbes isothermes en une courbe unique représentant le facteur *NICC* en fonction de l'énergie de démarcation  $E_d$  définie dans le chapitre 2 par :

$$E_d = k_B T \ln(k_0 t) \quad (4-4-4)$$

Rappelons que l'approche VAREPA fixe les conditions de validité de la représentation de *NICC* en fonction d' $E_d$  [21].

1) La première étape consiste à représenter *NICC* en fonction de  $E = k_B T \ln(t)$  où  $T$  représente la température de l'isotherme considérée (en Kelvin) et  $k_B$  la constante de Boltzmann. A partir de  $n$  isothermes, nous obtenons ainsi  $n$  courbes. L'origine des abscisses de ces courbes dépend de  $\ln(k_0)$ .

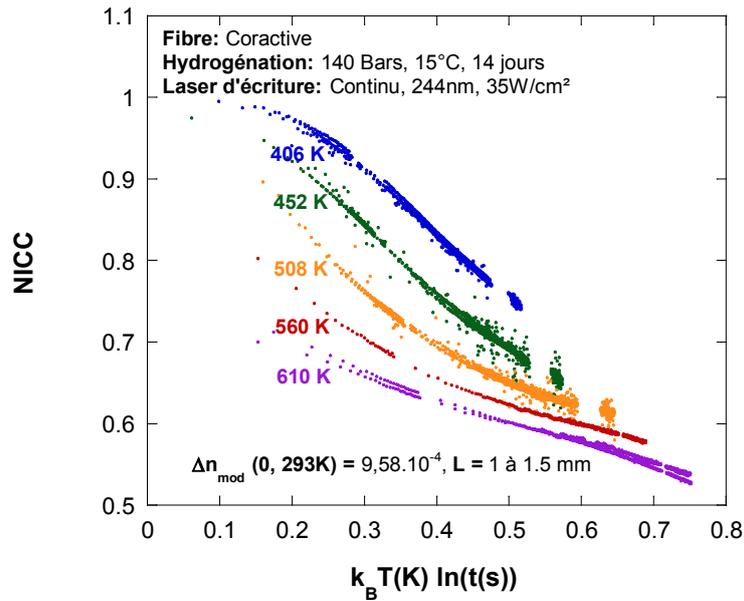


Figure 4-23 : Evolutions du facteur  $NICC_{mod}$  en fonction de  $k_B T \ln(t)$  pour douze réseaux inscrits dans la fibre Coractive puis dégazés. Les réseaux sont répartis sur cinq températures de chauffage isotherme

2) Une variation de  $k_0$  permet de déplacer les données horizontalement sur la Figure 4-24 dans laquelle est représentée  $NICC$  en fonction de  $k_B T \ln(t)$ . La deuxième étape consiste à déterminer la valeur de  $k_0$  qui optimise le regroupement de 12 courbes en une seule. Nous avons mis au point un programme de détermination de la valeur de  $k_0$  qui optimise le regroupement de l'ensemble des isothermes sur une seule et même courbe en fonction de l'énergie de démarcation  $E_d$  (méthode de moindres carrés). Concrètement, le paramètre  $k_0$  est déterminé par une méthode de moindres carrés, qui minimise la valeur du  $\chi^2$ . Les courbes des  $\chi^2$  en fonction de la valeur de  $\ln(k_0)$  sont représentés pour les bases de données de l'évolution du facteur  $NICC_{mod}$  des fibres Coractive et SMF28e+ dans les Figure 4-24 et Figure 4-25.

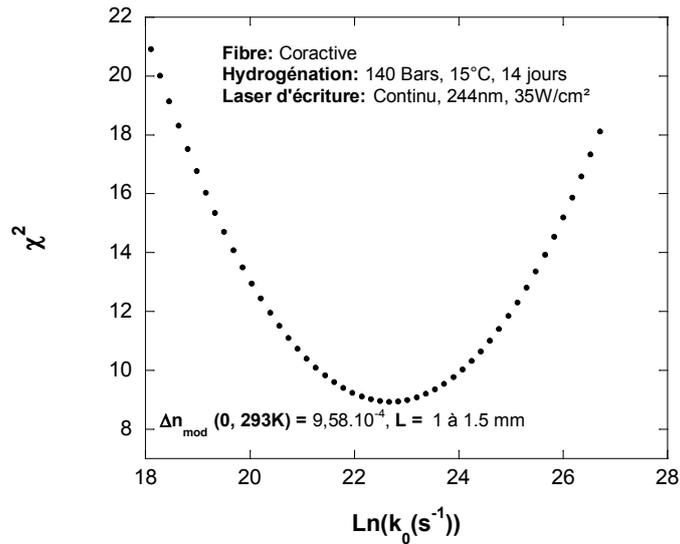


Figure 4-24 : Valeur du résidu  $\chi^2$  sur l'ensemble des courbes d'évolution du facteur  $NICC_{mod}$  en fonction du paramètre  $\ln(k_0)$  et pour la fibre Coractive

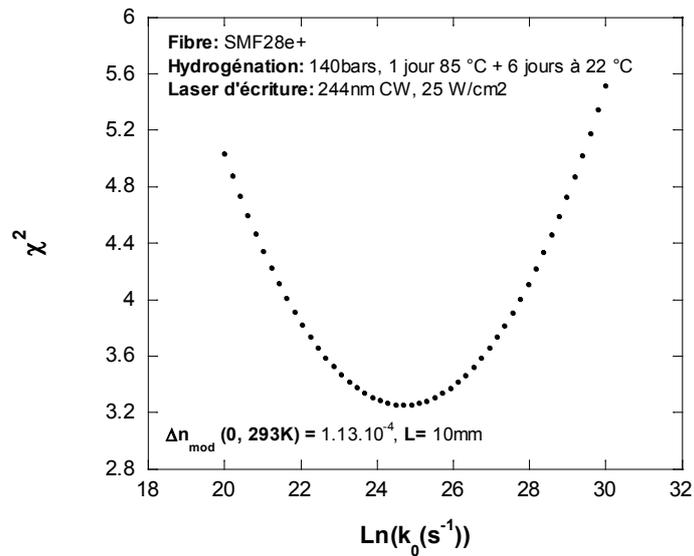


Figure 4-25 : Valeur du résidu  $\chi^2$  sur l'ensemble des courbes d'évolution de  $NICC$  en fonction du paramètre  $\ln(k_0)$  et pour la fibre SMF28e+.

3) Une fois la valeur de  $k_0$  déterminée les courbes maitresses peuvent être construites. La Figure 4-26 représente la courbe maitresse pour la fibre Coractive et la Figure 4-27 représente la courbe maitresse pour la fibre SMF28e+. La valeur numérique du coefficient  $\ln(k_0)$  qui optimise le regroupement des courbes pour la fibre Coractive est égale à  $21.5 \pm 2.0$ . Le calcul de l'intervalle de confiance sur ce paramètre est détaillé dans le chapitre expérimental.

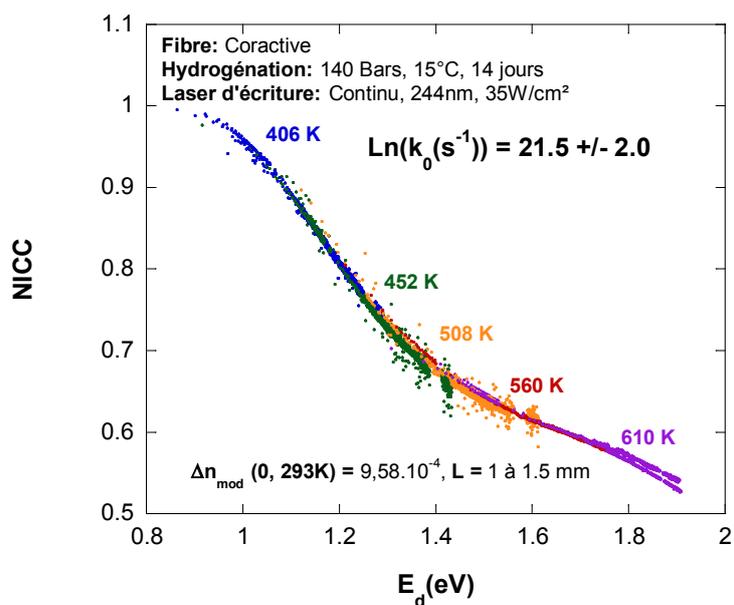


Figure 4-26 : Courbe maîtresse issue des évolutions de NICC de douze réseaux inscrits dans la fibre Coractive puis dégazés. Les réseaux sont ensuite répartis sur cinq températures de chauffage isotherme.

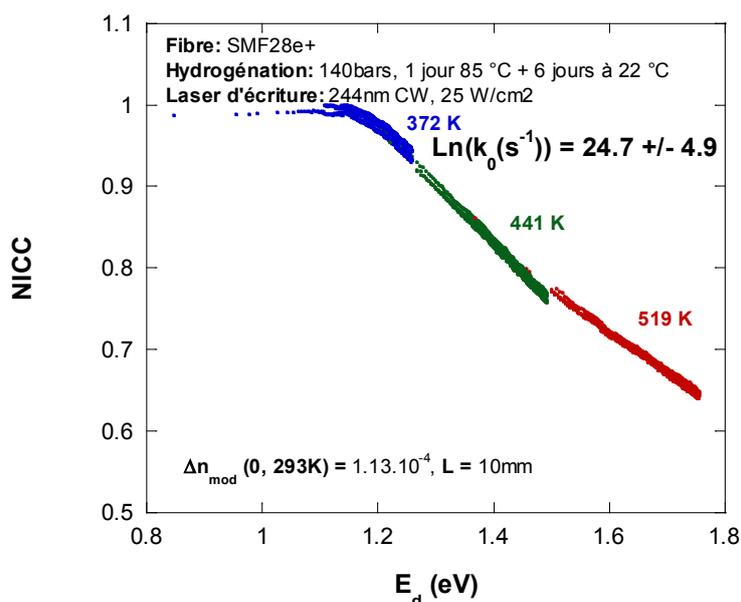


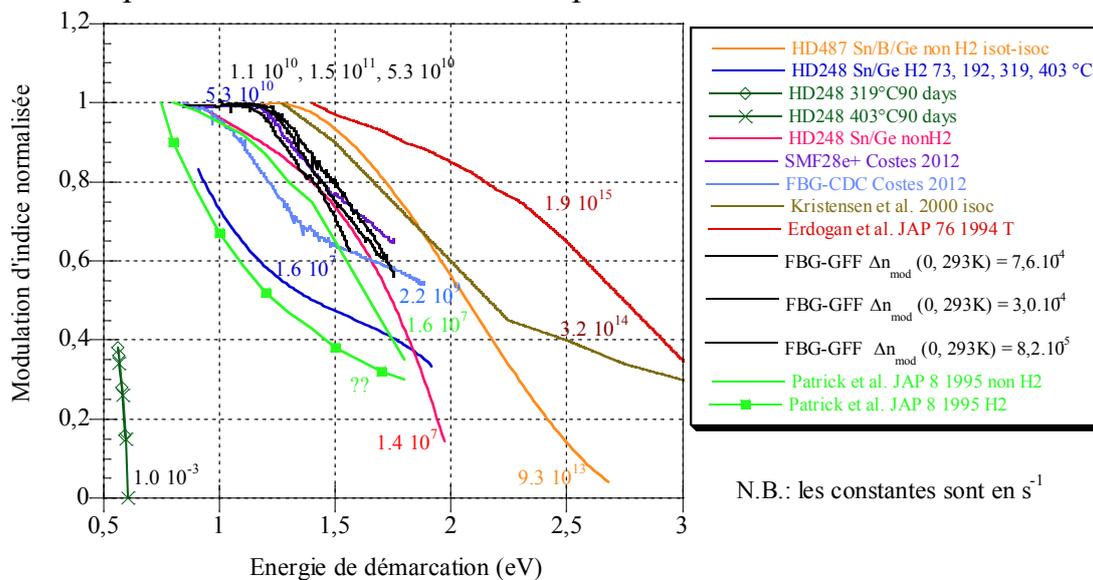
Figure 4-27 : Courbe maîtresse issue des évolutions de NICC de neuf réseaux inscrits dans la fibre SMF28e+ puis dégazés. Les réseaux ont été répartis sur trois températures de chauffage isotherme.

4) Enfin, il est possible de déterminer les paramètres de passivation (aussi appelé déverminage) du composant à une température définie par le futur utilisateur et pendant un temps donné par le modèle qui permettra d'assurer la stabilité thermique du composant durant sa vie dans le système de télécommunication (e.g. moins de 1% de variation de la réflectivité durant 25 ans à 45°C). Le NICC peut alors être ajusté à une fonction analytique de  $E_d$  ou bien lorsque l'on veut prédire la durée de vie du composant à une fonction analytique de la durée

du chauffage à une température donnée (celle du composant dans le système de télécommunication e.g. 25 ans à 45°C).

**Note sur la prise en compte de l'histoire thermique des réseaux :** La courbe maîtresse déterminée comme il est indiqué plus haut peut être utilisée pour prédire la durée de vie des réseaux, en effet il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'histoire thermique des réseaux. Mais par soucis de cohérence avec les publications précédentes on peut tenir compte de cette histoire thermique. Après l'inscription des réseaux, nous avons dégazé les réseaux pendant 3 jours à 55°C et les réseaux ont ensuite été stockés pendant deux semaines à température ambiante avant de procéder aux expériences de vieillissement accéléré. L'instant d'origine des élévations thermiques ne coïncide donc pas avec l'instant d'origine de l'histoire thermique du réseau. La courbe maîtresse permet cependant de calculer à quelle durée équivalente (pour l'évolution du réseau à la température de l'isotherme) correspond une durée de 3 jours à 55°C. Il est ainsi possible de corriger chaque isotherme de cette durée équivalente tout en sachant que cela ne changera pas la valeur du  $k_0$ .

### Forme de la fonction de stabilité de l'indice normalisé pour différentes conditions expérimentales



index=f(Ed) comparison4

Figure 4-28: Comparaison des courbes maitresses de cette thèse et d'autres publications.

**Interprétation de la forme de la courbe maîtresse dans la fibre Coactive :** Il est important de noter que contrairement à la courbe maîtresse de la fibre SMF28e+, celle de la fibre Coactive présente deux taux de décroissance alternent au cours de la décroissance du paramètre NICC. Ceci suggère qu'au moins deux types de défauts, avec des stabilités thermiques différentes, sont impliqués dans la création de l'indice photoinduit. De tels résultats ont déjà été publiés dans la littérature [26]. La courbe maîtresse publiée dans cet article est comparée aux autres courbes maitresses de cette thèse et à celles d'autres publications dans la Figure 4-28.

## 4.7 Prédiction de la durée de vie de réseaux de Bragg déverminés

### 4.7.1 Détermination des paramètres de déverminage des réseaux

Dans le domaine industriel, la stabilité garantie des réseaux doit être meilleure que 10% sur 25 ans à 45°C. A partir de cette spécification, il est possible de déterminer des conditions déverminage adaptés. Néanmoins, étant donné que ces conditions ainsi que les prédictions associées souffrent d'une certaine incertitude expérimentale, les industriels ont décidé de s'imposer, par précaution, une décroissance de 1%. Puisque nous avons les outils désormais disponibles, nous avons voulu vérifier si le fait de passer de 10% à 1% était une restriction suffisante. Pour cela, nous pouvons remarquer que l'impact de l'imprécision expérimentale est traduit par l'intervalle de confiance sur  $k_0$ . D'autre part nous tiendrons compte de l'incertitude sur la température de déverminage.

La Figure 4-29 présente l'évolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice (ou de l'indice moyen) lors d'un chauffage isotherme à T1 (ici 45°C). En pratique, cette courbe est obtenue à partir de la courbe maîtresse (Figure 4-26). Ainsi un réseau non déverminé ne pourrait pas avoir cette stabilité, en effet la variation sur 25 ans à 45 degrés serait de plus de 17% sur NICC pour un réseau inscrit dans la fibre Coractive et 3.5% dans les mêmes conditions de vie pour un réseau inscrit dans la fibre SMF28e+.

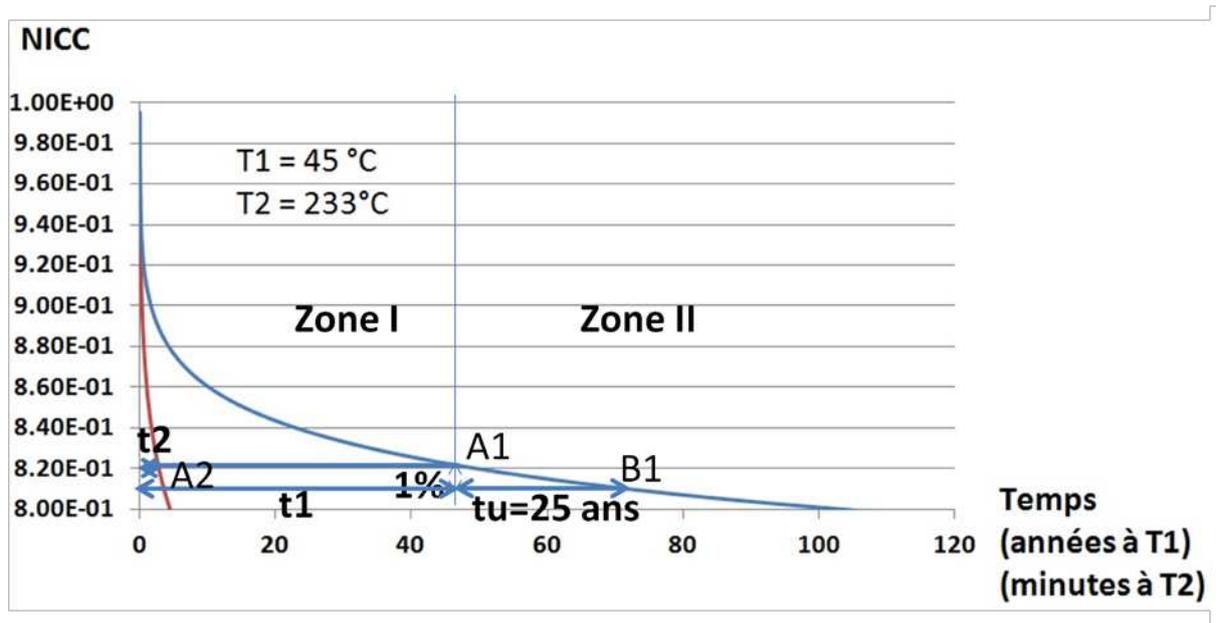


Figure 4-29: Evolution de NICC et illustration du principe du déverminage pour les réseaux inscrits dans la fibre Coreactive.

Si l'on souhaite que l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du réseau n'évolute pas de plus de 1% pour une température moyenne d'utilisation de T1 et ceci pendant une durée d'utilisation  $t_u$  (25 ans dans le cas présent), il est nécessaire d'attendre sur une durée  $t_1$  qui nous amène au point A1 sur l'évolution isotherme. A partir de ce point A1, la variation durant 25 ans (point B1) de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du

réseau de Bragg ne dépassera pas 1% pour une température moyenne d'utilisation de T1. Il est possible de placer les caractéristiques spectrales du composant au point A1 par un chauffage préalable à une température plus haute que T1 sans qu'il soit nécessaire d'attendre le temps t1. Le 'déverminage' consiste donc à lui faire subir un chauffage à une température T2 (T2 > T1) pendant un temps relativement court t2 (t2 < t1) afin de garantir sa stabilité à la température d'utilisation T1 pendant sa durée d'utilisation tu. A titre d'information, les conditions typiques de déverminage en milieu industriel sont d'environ 10 minutes à 220°C de consigne. Ce 'déverminage' permet l'élimination de centres de défauts photoinduits responsables de la modulation d'indice de réfraction, pour lesquels les états d'énergie sont inférieurs à  $E_d = k_B T_2 \ln(k_0 t_2)$ . Le déverminage va permettre d'amener le NICC au point A2, et donc d'éliminer les centres les moins stables instables (zone I). Ainsi, la modulation ne variera pas de plus de 1% pendant 25 ans à 45°C (zone II).

Nous allons maintenant utiliser les représentations analytiques des deux courbes maîtresses de la fibre SMF28e+ et celle de la fibre Coractive pour calculer les durées de recuit nécessaires à la passivation des réseaux inscrits dans les fibres hydrogénées. La température de passivation sera fixée à 229.5°C (c'est la borne basse de l'intervalle de température de passivation utilisée lors du procédé industriel). Le Tableau 4-11 résume les principaux résultats. Afin d'estimer l'influence des incertitudes inhérentes à la détermination des couples  $\{k_0, \text{courbe maîtresse}\}$ , nous avons recommencé le calcul des durées de recuit à partir des courbes maîtresses déterminées en fixant la valeur de  $k_0$  aux bornes des intervalles de confiance à 68%. Cette valeur de l'intervalle de confiance est standard statistique et correspond à un  $\Delta\chi^2$  de 1 dans un problème à un degré de liberté (voir chapitre 3 pour plus de détails).

Fibre	SMF28e+			Coractive		
<b>ln(k<sub>0</sub>) moyen</b>	24.7			21.5		
<b>Incertitude sur ln(k<sub>0</sub>)</b>	4.9			2.0		
<b>ln(k<sub>0</sub>)</b>	19.8	24.7	29.6	19.5	21.5	23.5
<b>E<sub>dd</sub></b>	1.12	1.24	1.38	1.11	1.17	1.22
<b>NICC à E<sub>dd</sub></b>	0.91	0.94	0.95	0.80	0.82	0.84
<b>t(s) déverminage à 229.5°C</b>	325	47	7	413	191	84

*Tableau 4-11 : Durées de recuits nécessaires pour que le NICC de réseaux maintenus à 45°C diminuent de moins de 1% sur une durée de 25 ans (réseaux dégazés durant 3j à 55°C). Les courbes maîtresses ont été déterminées en optimisant le regroupement de toutes les isothermes puis en changeant la valeur du  $k_0$  au bord de l'intervalle de confiance à 68%.*

En premier lieu, l'examen de ce tableau fait apparaître une dispersion importante des durées de recuit. Il apparaît que la prédiction des conditions de passivation des réseaux s'avère très sensible à de petites variations du paramètre ajusté  $k_0$ . On observe ainsi une différence de presque deux ordres de grandeurs sur la durée de passivation lorsque l'on tient compte de l'incertitude sur la détermination de  $k_0$ . C'est pourquoi il est nécessaire d'estimer correctement les incertitudes expérimentales pour construire correctement la fonction  $\chi^2(k_0)$

afin d'en déduire l'intervalle de confiance associé à l'estimation du paramètre  $k_0$ . Dans une démarche industrielle, à titre de précaution, les prédictions sont faites dans les hypothèses les plus pessimistes. Dans le cas présent, on se placera dans le cas où la valeur de  $\ln(k_0)$  est de 19.5. Ainsi il convient de remarquer que dans ce cas la durée reste inférieure à la durée choisie dans le cadre du procédé industriel à savoir 600 secondes (10minutes) à une température moyenne de 229.5°C.

La comparaison des durées de déverminage entre la fibre SMF28e+ et la fibre Coreactive indique que les réseaux inscrits dans cette dernière sont « moins stables ». En effet ils nécessitent d'être déverminés plus longtemps pour atteindre la même stabilité. Si on suppose une courbe maîtresse de pente constante sur l'intervalle d'intérêt, dans une échelle de temps logarithmique, augmenter le temps de déverminage et donc décaler le point d'origine du vieillissement, réduit l'intervalle de vieillissement en échelle logarithmique, et par conséquent la variation de l'indice photoinduit dans cet intervalle. Cette constatation confirme les résultats de la littérature qui montrent une stabilité plus faible quand le niveau de dopage en germanium augmente [27].

#### **4.7.2 Etude de l'influence du déverminage**

Il est important de connaître dans quelle mesure la prédiction de la durée de vie des réseaux passivés s'avère sensible à de petites variations des paramètres de passivation (en particulier la température de recuit). De ce fait, il est nécessaire d'estimer les incertitudes expérimentales afin d'en déduire les intervalles de confiance associés aux estimations de ces paramètres. Puis à titre de précaution, les prédictions de durée de vie seront calculées à partir des paramètres de déverminage les plus pessimistes. Sur le site industriel, le déverminage est réalisé à l'aide d'une buse à air chaud. L'élévation de température vue par le réseau est donc accompagnée d'une incertitude liée au positionnement du réseau et aux fluctuations de température de la buse. Des expériences ont ainsi été menées afin d'évaluer la température réelle à laquelle est soumise le réseau au cours du déverminage ainsi que la reproductibilité de ce traitement thermique. A cet effet, nous avons utilisé un capteur de température basé sur un réseau de Bragg stabilisé durant plusieurs jours à 400°C. En utilisant la valeur du décalage réversible de la longueur d'onde de Bragg (typ. 12.87 pm/K), il est possible de connaître la température du déverminage. Pour évaluer la reproductibilité du procédé nous avons cinq différentes séries de mesures et ce en déplaçant puis en replaçant à chaque fois le réseau devant la buse comme le fait un opérateur. Une série correspond à des mesures effectuées de façon continue pendant les 10minutes de déverminage. Pour chaque série on détermine une température moyenne et un écart type. Les résultats statistiques de ces mesures sont rassemblés dans le tableau ci-dessous. La température à laquelle les réseaux ont été effectivement soumis est de l'ordre de 233.5 L'écart type moyen obtenu sur une série est de l'ordre de  $\pm 2.8^\circ\text{C}$  et il est de  $\pm 4.2^\circ\text{C}$  sur 5 essais.

Température moyenne du déverminage	233.45
Ecart type sur la température de déverminage sur un essai	2.72
Ecart type sur la température de déverminage	4.16

Tableau 4-12 : Mesures de la température réelle de déverminage des réseaux au cours du procédé industriel.

Afin d'estimer l'impact d'une variation de température dans l'intervalle d'incertitude, pour trois valeurs de température de déverminage: la valeur moyenne, les valeurs inférieure et supérieure de l'intervalle, nous avons ajusté (par moindres carrés) une fonction linéaire. (Un résultat analogue a été publié par I. Riant et al [8]) en  $E_d$  sur le domaine de la courbe maîtresse correspondant à un réseau déverminé 10 min à  $233.5 \pm 4^\circ\text{C}$  soit  $\{1.2\text{eV} < E_d < 1.4\text{eV}\}$  et examiné son vieillissement durant 2000h à  $125^\circ\text{C}$  et 25 ans à  $45^\circ\text{C}$ .

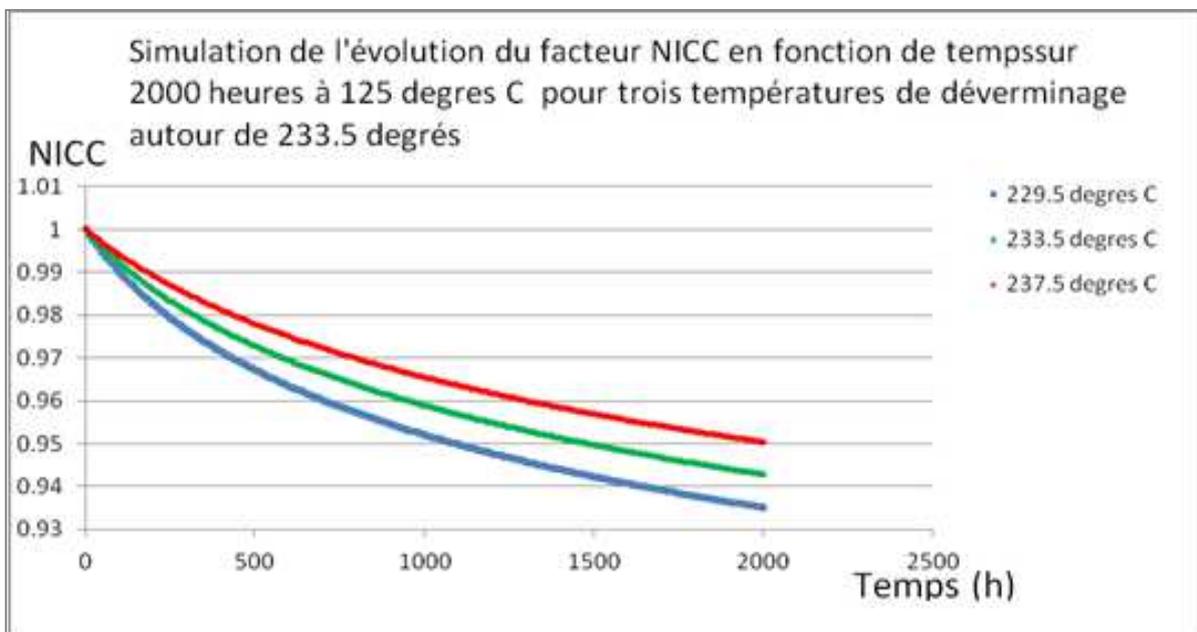


Figure 4-30 : Simulation du vieillissement à  $125^\circ\text{C}$  pendant 2000h, d'un réseau passivé durant 10 minutes à 3 différentes températures : la température moyenne du déverminage, sa limite haute et sa limite basse.

La Figure 4-30 représente la prédiction du vieillissement durant 2000h à  $125^\circ\text{C}$  d'un réseau déverminé durant 10 min à 3 températures différentes. L'une des températures correspond à la température moyenne du déverminage ( $233.5^\circ\text{C}$ ) et les deux autres aux bornes déterminées précédemment ( $229.5^\circ\text{C}$  et  $237.5^\circ\text{C}$ ). Ainsi la prédiction indique que le réseau déverminé s'efface d'environ 10% après 2000h à  $125^\circ\text{C}$ . L'incertitude sur la température de déverminage conduit à une incertitude de l'ordre de 1% sur cette prédiction. A la fin du vieillissement durant 2000h à  $125^\circ\text{C}$  la variation induite par la non reproductibilité du déverminage produit une variabilité relative de la diminution de NICC de l'ordre de  $0.942 \pm 0.008$ .

$\ln(k_0) = 24.7$	45°C-25 ans	45°C-25 ans	45°C-25 ans
Température de déverminage (°C)	229.5	233.5	237.5
Energie de démarcation après déverminage $E_{dd}$ (eV)	1.346	1.357	1.368
NICC à $E_{dd}$	0.9975	0.9983	0.9988
Effacement d'un réseau de 30dB	-0.09dB (0.31%)	-0.062dB (0.21%)	-0.043dB (0.15%)

Tableau 4-13: Prédiction des effacements d'un réseau élémentaire de 30dB passivé. Prise en compte de l'incertitude sur la température du déverminage.

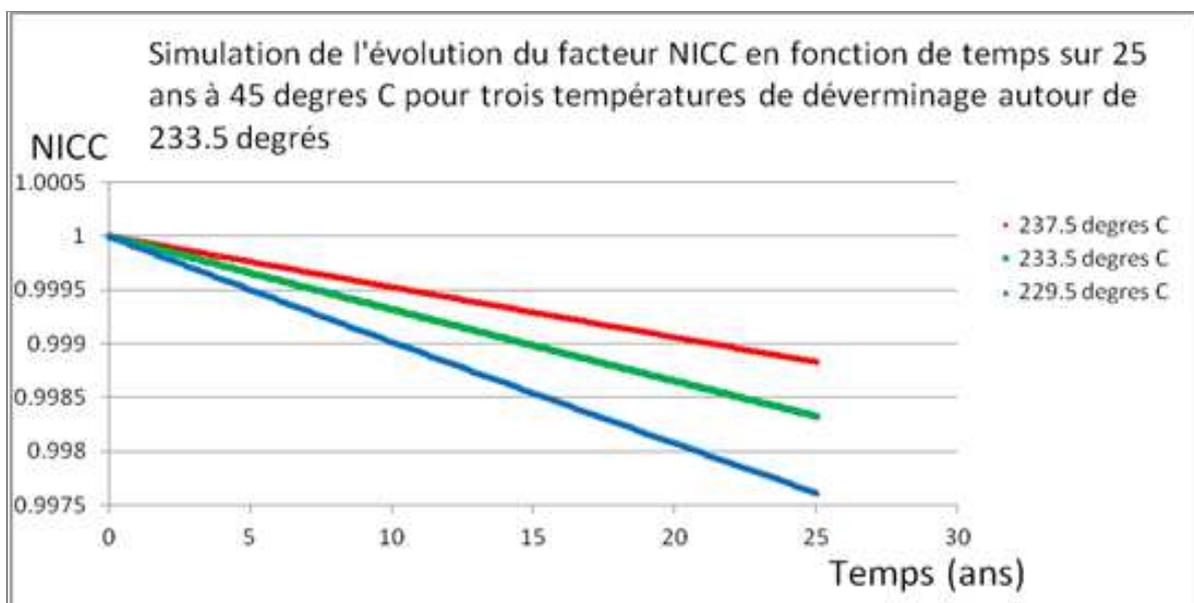


Figure 4-31 : Simulation du vieillissement à 45°C pendant 25 ans d'un réseau passivé durant 10 minutes à 3 différentes températures : la température moyenne du déverminage, sa limite haute et sa limite basse.

De la même façon, la Figure 4-31 représente le vieillissement durant 25 ans à 45°C (conditions typiques de fonctionnement) d'un réseau déverminé durant 10 min aux 3 températures examinées précédemment. Le Tableau 4-13 présente les valeurs de  $E_{dd}$ , de NICC et de l'effacement d'un réseau de 30dB (considérant un  $\Delta n_{mod}$  de  $10^{-4}$ ) après vieillissement durant 25 ans à 45°C et ce pour les 3 températures de déverminage considérées. L'incertitude sur le déverminage conduit à une variabilité relative assez importante sur l'effacement d'un réseau qui est comprises en -0.09 et -0.04dB. Cependant ces valeurs correspondant à des effacements qui restent toutefois inférieur à 0.31%. ***Ainsi d'après les prédictions présentées ici les conditions de déverminages industrielles initiales devraient bien permettre de remplir l'objectif d'une diminution inférieure à 1% sur 25ans à 45°C.***

## 4.8 Expériences de vieillissement accéléré sur des réseaux déverminés en présence d'hydrogène résiduel

### 4.8.1 Préparation des réseaux déverminés

Les conditions de chargement en hydrogène (140 atm, 20°C, 15 jours) et les conditions d'inscription sont les mêmes que pour les réseaux non déverminés. Le dispositif expérimental employé pour l'inscription des réseaux est identique à celui décrit précédemment. La longueur des réseaux est fixée à 0.75 mm. Après inscription, les réseaux sont déverminés à l'aide d'une buse à air chaud durant 10 min à une température de  $233.5 \pm 4^\circ\text{C}$ . Ils sont ensuite placés en étuve à température contrôlée afin d'accélérer la diffusion de l'hydrogène hors de la fibre. Les conditions de dégazage sont fixées à 3 jours à  $55^\circ\text{C}$ . Le Tableau 4-14 regroupe ces conditions, les dates d'inscription et les dates d'insertion dans les fours. Entre le dégazage et l'insertion dans les fours de vieillissement accéléré, les réseaux sont stockés à température ambiante. Le détail des caractéristiques spectrales des composants après déverminage et dégazage est présenté dans le Tableau 4-15.

Numéro	Longueur (mm)	Déverminage	Dégazage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
2	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
3	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
4	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
5	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
6	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
7	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
8	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
9	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012
10	0.75	10 min @ $506.5^\circ\text{K}$	3 jours à $328^\circ\text{K}$	25/01/2012	29/02/2012

*Tableau 4-14 : Histoire thermique des réseaux photo-inscrits dans la fibre Coractive hydrogénée et déverminés. Ces réseaux sont destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme*

Les calculs de  $R_{init}$ ,  $\Delta n_{mod}(t=0)$ ,  $\Delta n_{moy}(t=0)$ , présentés dans le Tableau 4-15 et de la longueur des réseaux sont détaillés dans le chapitre 3. Comme nous n'avons pas enregistré les cinétiques de croissance de ces réseaux, nous n'avons pas accès à la valeur de  $\Delta n_{moy}$ . En se basant sur le résultat des études préliminaires réalisées chez 3S Photonics, nous avons donc choisi de fixer le contraste à 0.7 et d'en déduire un ordre de grandeur de l'indice moyen.

Numéro de fibre	Température (K)	Longueur (mm)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (avant recuit)	$R_{init}$ (avant recuit)	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit)	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit)	Contraste (avant recuit)
2	293	0.285	1540.485	0.950	$5.27 \cdot 10^{-3}$	$7.53 \cdot 10^{-3}$	0.7
3	293	0.267	1540.186	0.940	$5.39 \cdot 10^{-3}$	$7.70 \cdot 10^{-3}$	0.7
4	293	0.223	1540.045	0.868	$5.16 \cdot 10^{-3}$	$7.37 \cdot 10^{-3}$	0.7
5	293	0.237	1539.675	0.906	$5.39 \cdot 10^{-3}$	$7.70 \cdot 10^{-3}$	0.7
6	293	0.257	1549.879	0.934	$5.47 \cdot 10^{-3}$	$7.82 \cdot 10^{-3}$	0.7
7	293	0.182	1549.775	0.780	$5.27 \cdot 10^{-3}$	$7.53 \cdot 10^{-3}$	0.7
8	293	0.253	1549.981	0.917	$5.22 \cdot 10^{-3}$	$7.45 \cdot 10^{-3}$	0.7
9	293	0.202	1549.930	0.854	$5.07 \cdot 10^{-3}$	$7.25 \cdot 10^{-3}$	0.7
10	293	0.248	1549.942	0.915	$5.30 \cdot 10^{-3}$	$7.57 \cdot 10^{-3}$	0.7

Tableau 4-15 : Caractéristiques spectrales initiales des réseaux photo-inscrits dans la fibre Coractive hydrogénée. Ces réseaux ont été déverminés puis dégazés.

#### 4.8.2 Destruction isotherme de réseaux de Bragg déverminés

Afin d'être en mesure de normaliser nos données, nous avons enregistré la réflectivité et la longueur d'onde des réseaux pendant une quinzaine de minutes avant de les placer dans les fours. Nous n'avons pas constaté de variation significative de la réflectivité des réseaux, compte tenu de notre précision de mesure (typ. < 0.4%).

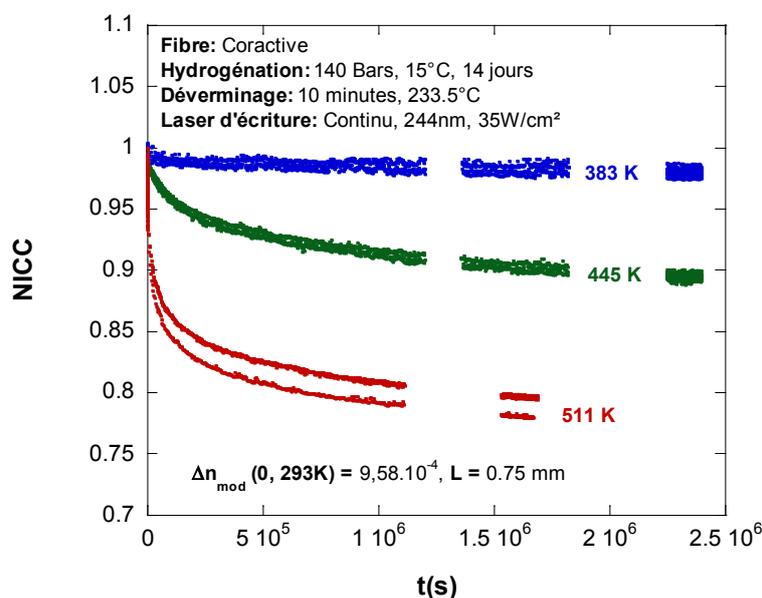


Figure 4-32 : Evolutions de  $NICC_d(t,T)$  de neuf réseaux (3 par température) photoinscrits dans la fibre Coractive préalablement hydrogénée. Ces réseaux ont ensuite été déverminés puis dégazés.

Les réseaux ont été ensuite placés dans les fours afin d'effectuer les expériences de vieillissement isotherme. La Figure 4-32 représente les évolutions isotherme de  $NICC(t,T)$  lorsque l'on soumet des réseaux déverminés (en présence d'hydrogène résiduel) puis dégazés à « froid » (i.e. 3 jours à 55°C) aux trois températures suivantes 383K, 445K et 511K. Les graphes sont représentés en échelle linéaire sur l'intervalle de temps correspondant à la durée

du chauffage à savoir de l'ordre de 3 semaines. Quelle que soit la température de la fibre, l'élévation thermique se traduit par une décroissance monotone de NICC et donc de la réflectivité des réseaux. La cinétique de décroissance est d'autant plus rapide que la température est élevée. L'examen de chacun des isothermes de la Figure 4-32 permet d'apprécier la reproductibilité de nos mesures puisque nous avons étudié 2 à 3 réseaux identiques pour chaque température. Les écarts observés viennent probablement des fluctuations de température lors du déverminage. Cet effet a été étudié et quantifié et peut atteindre  $\pm 4^\circ\text{C}$  d'un réseau à l'autre.

Numéro de fibre	Température (K)	Longueur (mm)	$\lambda_B$ à 293K (après recuit) (nm)	$R_{\text{final}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{mod}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{moy}}$ (après recuit)	Contraste (après recuit)
2	512	0.285	1538.027	0.883	$4.17 \cdot 10^{-3}$	$4.59 \cdot 10^{-3}$	0.90
3	446	0.267	1538.482	0.910	$4.78 \cdot 10^{-3}$	$5.37 \cdot 10^{-3}$	0.89
4	383	0.223	1539.054	0.861	$5.07 \cdot 10^{-3}$	$6.02 \cdot 10^{-3}$	0.84
5	511	0.237	1537.256	0.800	$4.07 \cdot 10^{-3}$	$4.39 \cdot 10^{-3}$	0.93
6	445	0.257	1538.172	0.900	$4.84 \cdot 10^{-3}$	$5.50 \cdot 10^{-3}$	0.88
7	383	0.182	1538.778	0.767	$5.15 \cdot 10^{-3}$	$6.18 \cdot 10^{-3}$	0.83
8	511	0.253	1537.586	0.827	$3.96 \cdot 10^{-3}$	$4.17 \cdot 10^{-3}$	0.95
9	445	0.202	1538.226	0.800	$4.50 \cdot 10^{-3}$	$4.93 \cdot 10^{-3}$	0.91
10	382	0.248	1538.956	0.908	$5.19 \cdot 10^{-3}$	$6.24 \cdot 10^{-3}$	0.83

Tableau 4-16 : Caractéristiques spectrales des réseaux déverminés et dégazé, après les expériences de destruction thermique isotherme pendant 3 semaines.

Au vu du Tableau 4-16, il peut être noté que le recuit a pour effet d'augmenter le contraste. Certains défauts ponctuels peu stables (tels les centres de type Germanium Electron Center par exemple) contribuent à l'augmentation de l'indice moyen sans contribuer à la modulation. L'élévation thermique du réseau se traduit alors par une diminution de la variation d'indice  $\Delta n(z)$  mais aussi par une augmentation du contraste  $C$  du réseau. Il est important de savoir que si **NICC est fonction de  $z$**  (stabilité locale), la notion de courbe maîtresse perd une partie de son support théorique. En effet, l'approche VAREPA montre clairement qu'il est nécessaire dans ce cas de définir une courbe maîtresse en chaque point du réseau. De plus si NICC est fonction de  $z$ , la stabilité de la modulation dépend de la réflectivité initiale du réseau.

### 4.8.3 Validation des conditions de déverminage

#### 4.8.3.1 Comparaison des simulations et des résultats expérimentaux

La valeur de  $k_0$  trouvée pour les réseaux déverminés est la même que pour les réseaux non déverminés, au sens que la valeur du  $k_0$  des réseaux déverminés est incluse dans l'intervalle de confiance de  $k_0$  des réseaux non déverminés. On remarquera que les intervalles de confiance sont basés sur la supposition d'une dispersion de forme gaussienne des valeurs expérimentales autour d'une courbe moyenne. Retrouver la même valeur de  $k_0$  pour les réseaux déverminés est un des éléments indiquant que c'est la même réaction dominante qui est à l'origine de

l'indice pour les réseaux déverminés et les réseaux non déverminés. La courbe noire continue de la Figure 4-33 est prédite à partir de la courbe maitresse des réseaux non déverminés.

Dans un premier temps il a été supposé un degré d'avancement assimilé à la fonction échelon et indépendant de la température (voir chapitre 2 pour plus de détails). Dans ces conditions et pour des  $E_d$  supérieurs à 1.2eV, il s'avère que la prédiction de l'évolution de NICC est « moins stable » de presque 3% au maximum que les résultats expérimentaux obtenus sur les composants préalablement déverminés. *Même si ces résultats ne posent pas de problème de stabilité dans la mesure où les réseaux sont effectivement plus stables que la prédiction, il s'avère intéressant de comprendre et de rendre compte de ce phénomène.*

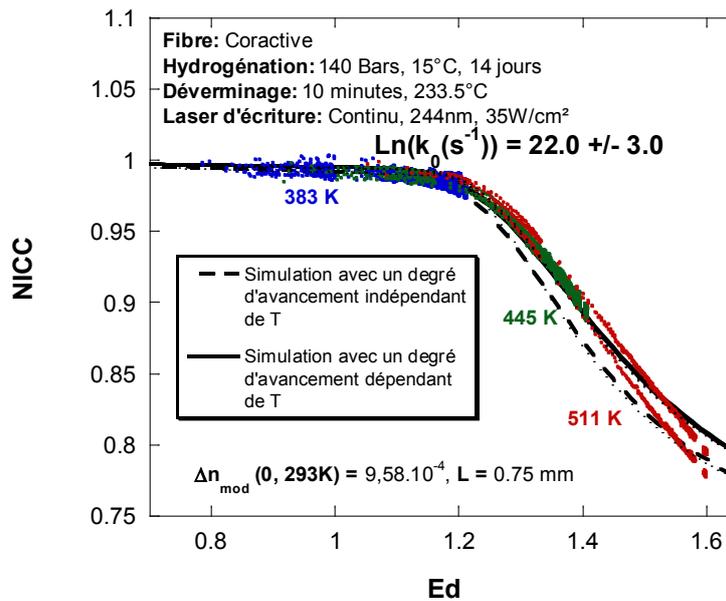


Figure 4-33 : Courbe maitresse issue des évolutions de NICC pour les réseaux déverminés et dégazés. Les courbes noires continues et pointillés correspondent aux prédictions faites à partir de la courbe maitresse établie au moyen de réseaux non déverminés.

Etant donné le faible intervalle de variation en NICC au cours des expériences de vieillissement accéléré des réseaux déverminés, il est possible que la dépendance en température du degré d'avancement a un effet non négligeable sur les prédictions. Le degré d'avancement est usuellement assimilé à une fonction échelon passant de 0 à 1 pour  $E_d = k_B T \ln(k_0 t)$ . Mais en fait le degré d'avancement de la réaction  $x(E, t, T)_t$  s'écrit sous la forme suivante [21]:

$$x(E, t, T) = \exp(-t \cdot k(E, T)) \quad (4-5)$$

Dans cette expression  $k(E, T) = k_0 \exp(-\frac{E}{k_B T})$  désigne la constante de vitesse de la réaction donnée par la loi d'Arrhenius, T la température du recuit, E l'énergie d'activation et  $k_B$  la constante de Boltzman.

Même si l'on n'effectue pas directement le calcul intégral  $NICC(t, T) = \int_0^\infty g(E)x(E, t, T)dE$  ici  $g(E)$  représente la distribution (dérivée de la courbe maitresse), il convient tout de même de prendre en compte la dépendance en température (par exemple avec la température du déverminage) du degré d'avancement. Le calcul de cette correction est traité dans le chapitre 2. Figure 4-34 représente la distribution  $g(E)$ , et les évolutions de  $x(E, t, T)_{t.B_0}$  et de  $x(E, t, T)_{t.B_0}.g(E)$  avec la durée de l'effacement. L'énergie de démarcation  $E_d$  augmente avec cette durée.  $\Delta$  représente la largeur de la distribution

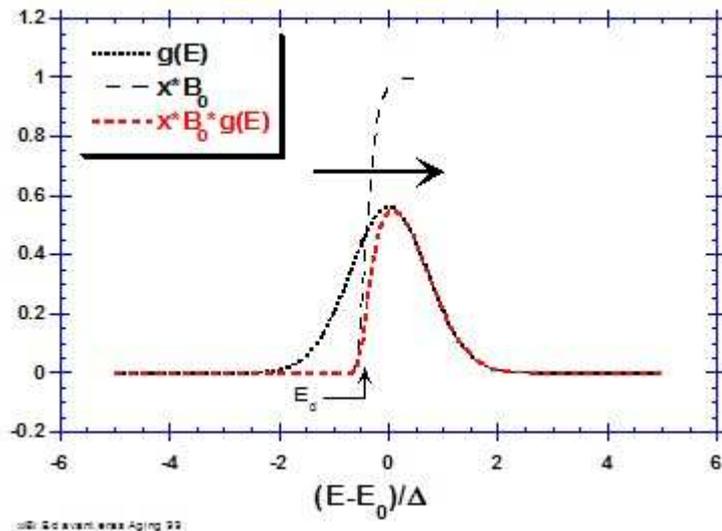


Figure 4-34: Evolution du degré d'avancement avec la durée de l'effacement. L'énergie de démarcation  $E_d$  augmente avec cette durée.  $\Delta$  représente la largeur de la distribution

Le calcul de cette correction est traité dans le chapitre 2. La courbe noire continue ainsi obtenue à la Figure 4-33 présente une allure très proche des résultats expérimentaux de vieillissement accéléré des réseaux déverminés :

- Le coude de la courbe maitresse est le point le plus proche de  $NICC=1$  où cette courbe admet son rayon de courbure minimum. Ainsi au niveau du coude, la différence entre les deux prédictions est de moins de 1% pour la température de recuit la plus élevée. L'éclatement prévu par la dépendance en température du degré d'avancement entre les courbes de recuit isotherme des réseaux déverminés qui constituent la courbe maitresse elles même est au maximum de 0.5% dans le coude de cette courbe maitresse.
- Puis jusque 1.4eV et compte tenu des incertitudes de mesures, il n'y a pas d'écart entre la courbe expérimentale des réseaux déverminés et la prédiction théorique établie à partir des réseaux non déverminés si on prend en compte la dépendance du degré d'avancement avec la température de déverminage.
- Pour des énergies de démarcation au-delà de 1.4eV la pente de la courbe maitresse modélisée diminue alors que la pente de la courbe des résultats expérimentaux reste constante. Cependant étant donné que l'énergie de démarcation maximum atteinte par la courbe expérimentale ne dépasse pas 1.6 eV il est difficile de tirer

des conclusions sans faire un recuit à plus haute température. A noter aussi que du point de vue de l'industriel qui s'intéresse à des applications de télécommunications cette différence n'est pas importante puisqu'elle se trouve dans une zone de la courbe maîtresse qui ne sera jamais atteinte au cours de la vie du composant concerné. Par contre pour applications de type capteur de température ou de pression qui peut nécessiter l'utilisation de réseaux hautement stabilisés cette différence devrait être étudiée plus en profondeur.

- A noter tout de même que la courbe maîtresse des réseaux déverminés prédite en prenant en compte la dépendance en température présente une décroissance moins forte que celle qui est prédite sans cette correction. Ceci est due au fait que la correction de dépendance en température du degré d'avancement prévoit un point de re-normalisation plus faible donc une courbe maîtresse "plus effacée" par le déverminage (et donc plus stabilisée).

Par ailleurs il apparaît que les deux taux de décroissance qui alternaient au cours de la décroissance du paramètre NICC sur la courbe des composants non déverminés, ne sont pas présents sur la courbe des composants déverminés. Ceci suggère que la nature ou l'influence des types de défauts impliqués dans l'indice photoinduit ont changés sous l'effet du déverminage en présence d'hydrogène.

***Impact de l'incertitude sur la température de déverminage :*** Que l'on prenne en compte ou pas la dépendance en température du degré d'avancement de la réaction, l'incertitude liée à la température de déverminage ( $233.5 \pm 4^\circ\text{C}$ ) produit au niveau de la pente maximum un écart qui peut atteindre 2.5% sur la courbe maîtresse théorique qui prédit la stabilité des réseaux déverminés. Il est évident qu'une température de déverminage plus faible entraîne une courbe qui décroît plus rapidement (la courbe maîtresse prévue pour les réseaux déverminés « descend » sur le diagramme de NICC en fonction de  $E_d$ ).

#### **4.8.3.2 Comparaison sur les courbes de vieillissement isotherme**

La méthode industrielle classique pour valider les prédictions consiste à reconstruire un ou des isothermes (typ. 2000h à  $125^\circ\text{C}$ ) à partir d'un ajustement de la courbe maîtresse bâtie sur des réseaux non-déverminés. Puis de comparer ces prédictions à des mesures expérimentales réalisées sur des réseaux préalablement déverminés (ici 10 minutes à  $233.5 \pm 4^\circ\text{C}$ ).

Cette comparaison est présentée sur la Figure 4-35. Sur cette figure, les symboles correspondent aux données expérimentales obtenues sur les réseaux déverminés. Les traits pleins noirs correspondent aux données calculées au moyen de la courbe maîtresse issue des réseaux non déverminés, pour un déverminage de 10 minutes à  $233.5^\circ\text{C}$ . Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur sur la reconstruction des isothermes. Cette barre d'erreur prend en compte à la fois l'incertitude sur l'ajustement de la courbe maîtresse ainsi que l'incertitude sur la température de déverminage  $233.5 \pm 4^\circ\text{C}$ . Il apparaît que l'accord entre les données expérimentales et la prédiction est satisfaisant. En effet même si on remarque que les

prédictions sont plus pessimistes que les mesures expérimentales, ce cas est plutôt favorable à l'utilisateur qui voudrait garantir la stabilité de ces réseaux déverminés.

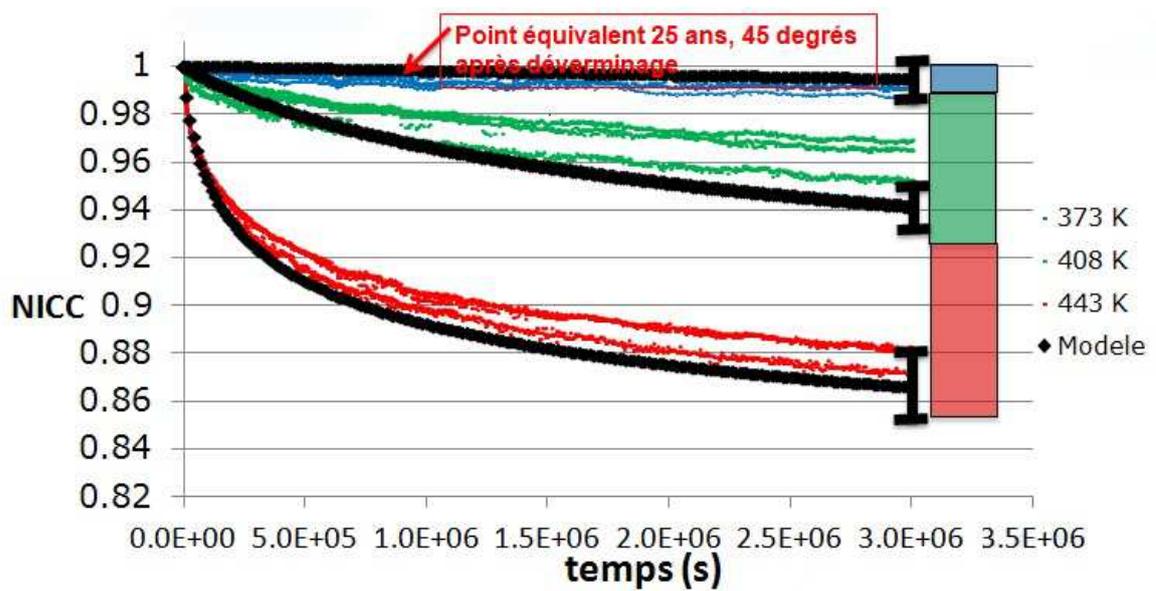


Figure 4-35 : Evolutions isothermes de NICC pour des réseaux déverminés puis dégazés. Les courbes en noires correspondent à la prédiction de ces isothermes au moyen de la courbe maîtresse issue des réseaux uniquement dégazés.

## 4.9 Conclusion

Dans un premier temps nous avons étudié les cinétiques de croissance des réseaux inscrits dans fibre Coreactive (fibre dédiée à l'inscription des CDC). D'une part cette étude nous a permis de mettre en évidence que la réaction prédominante à l'origine des changements d'indice de réfraction est activée par une absorption à 1 photon. D'autre part nous avons étendu le cadre de travail utilisé pour prédire l'effacement des réseaux (VAREPA) afin de rendre compte de leurs cinétiques d'inscription. Nous avons ainsi démontré la possibilité d'établir une courbe maitresse et de définir une énergie de démarcation liée au processus d'écriture. Cette courbe maitresse nous permet de rendre compte des dynamiques de  $\Delta n(N_p, F_p)$  en fonction du nombre de pulses  $N_p$  et de la fluence par pulse  $F_p$ . La principale extension de ce travail dans le futur consisterait à développer un cadre de travail permettant de prédire l'effacement (sous certaines hypothèses) à partir de cette courbe maitresse établie uniquement des cinétiques de croissance. Ce type d'approche présente un intérêt industriel évident du fait de sa simplicité de mise en œuvre.

Dans un second temps nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie de façon fiable des réseaux déverminés en présence d'hydrogène résiduelle (procédé industriel actuellement mis en œuvre). Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- Nous avons établi la courbe maitresse de réseaux photoinscrits dans la fibre Coreactive hydrogénée et ce dans conditions d'inscription similaires à celles des futurs CDC. A noter que cette courbe maitresse présente deux taux de décroissance comme cela a déjà été rencontré dans la littérature pour des réseaux hydrogénés..
- Pour la première fois à notre connaissance nous avons accumulé de nombreuses données de manière à déterminer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$ . Nous avons ainsi obtenu une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à  $21.5 \pm 2$ .
- Nous avons ensuite cherché à déterminer l'incertitude sur les conditions de passivation. En effet bien que la valeur de consigne de la buse à air chaud indique  $220^\circ\text{C}$ , nos mesures indiquent que la température moyenne subie par le réseau est de  $233.5^\circ\text{C}$  et que les fluctuations de température d'un réseau à l'autre peuvent atteindre  $\pm 4^\circ\text{C}$ . Dans la suite nous avons pris en compte cette marge d'erreur et nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable à savoir un déverminage à la température effective de  $229.5^\circ\text{C}$
- Puis nous avons pris en compte l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  d'une part et sur la température de déverminage d'autre part afin de déterminer des conditions de passivation adaptées à une décroissance  $< 1\%$  durant 25 ans à  $45^\circ\text{C}$ . Cela nous permis d'estimer qu'un déverminage « classique » de 10 minutes avec une température de l'ordre de  $229.5^\circ\text{C}$  permet de satisfaire à ces conditions y compris dans le cas le plus défavorable (i.e. pour une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à 19.5).
- Afin d'améliorer la précisions de nos prédictions au sujet de la durée de vie de réseaux ainsi déverminés nous avons pris en compte la dépendance en température du degré d'avancement de la réaction.

- Enfin et pour la première fois à notre connaissance, nous avons validé de façon fiable les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des réseaux déverminés (en présence d'hydrogène résiduel).

Pour conclure, il est important de se rappeler que la courbe de référence est établie pour des réseaux préparés dans des conditions spécifiques et qu'elle ne s'applique pas a priori si les réseaux étaient conditionnés (en particulier les conditions de passivation) d'une manière différente. Afin d'obtenir une prédiction de durée de vie fiable sur des composants déverminés il existe donc deux choix :

- Etablir la courbe maîtresse sur des composants simplement dégazés « à froid » (ici 3 jours à 55°C). En pratique il est normalement nécessaire d'effectuer le déverminage sur des réseaux préalablement dégazés. L'avantage est que cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin. A noter que le fait d'inverser les étapes dégazage et déverminage et de déverminer les réseaux en présence d'hydrogène peut conduire à de mauvaises prédictions.

- Une autre solution moins générale est d'établir directement une courbe maîtresse à partir de réseaux déverminés à chaud en présence d'hydrogène (le procédé actuel). L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue resterait spécifique à une recette de déverminage (un seul couple temps/température). L'avantage est que la méthode est forcément représentative des produits finis. Il sera plus facile de l'expliquer aux futurs clients et de les convaincre de sa validité car nous travaillons directement sur les produits finis.

## 4.10 Bibliographie

- [1] Guan B, Tam H, Lu C & Dong X. Postfabrication wavelength trimming of fiber bragg gratings written in h2-loaded fibers. *Photonics Technology Letters, IEEE* (2001) **13**: pp. 591-593.
- [2] Lancry M. Contribution à l'étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés. (2004)
- [3] Lancry M & Poumellec B. Uv laser processing and multiphoton absorption processes in optical telecommunication fibers materials. *Physics Reports* (2012) : .
- [4] Lancry M, Niay P, Douay M & Poumellec B. Mechanisms of bragg grating formation in uv hypersensitized standard germanosilicate fibers with krf laser light. *JOSA B* (2006) **23**: pp. 1556-1564.
- [5] Ramecourt D & Douay M. Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées. (2001)
- [6] Pureur D, Delevaque E & Mugnier A. La compensation de dispersion chromatique pour les systèmes de transmission haut débit. (2004) : .
- [7] Loh W, Cole M, Zervas M, Barcelos S & Laming R. Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique. *Optics letters* (1995) **20**: pp. 2051-2053.
- [8] Riant I & Poumellec B. Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibres. *Electronics Letters* (1998) **34**: pp. 1603-1604.
- [9] Riant I, Gasca L, Sansonetti P, Bourret G & Chesnoy J. Gain equalisation with optimised slanted bragg grating on adapted fibre for multi-channel long-haul submarine transmission. *Wavelength Division Multiplexing Components* (1999) : .
- [10] Riant I, Gasca L, Sansonetti P, Bourret G & Chesnoy J. Gain equalisation with optimised slanted bragg grating on adapted fibre for multi-channel long-haul submarine transmission. *Wavelength Division Multiplexing Components* (1999) : .
- [11] Kashyap R, Froehlich H, Swanton A & Armes D. 1.3 m long super-step-chirped fibre bragg grating with a continuous delay of 13.5 ns and bandwidth 10 nm for broadband dispersion compensation. *Electronics Letters* (1996) **32**: pp. 1807-1809.
- [12] Laming R, Cole M, Durkin M, Ibsen M, Zervas M, Gusmeroli V, Zuccala A & Roman J. Dispersion compensating fibre bragg gratings. *Proc. WPF0C* (1998) **1**: pp. 108-115.
- [13] Fonjallaz P. Proceedings of acfas 2000. (2000) : .

- [14] Brennan III J, Hernandez E, Valenti J, Sinha P, Matthews M, Elder D, Beauchesne G & Byrd C. Dispersion and dispersion-slope correction with a fiber bragg grating over the full c-band. *Optical Fiber Communication Conference* (2001) : .
- [15] Rourke H, Pugh B, Kanellopoulos S, Baker V, Napier B, Greene D, Goodchild D, Fells J, Epworth R & Collar A. Fabrication of extremely long fibre gratings by phase matched concatenation of multiple short sections. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides* (1999) : .
- [16] Dalle C. Contribution à l'étude des mécanismes microstructuraux liés à la photosensibilité de type i et de type iia des verres de silice par spectroscopie infrarouge et microscopie électronique en transmission. (1995)
- [17] Anderson D, Mizrahi V, Erdogan T & White A. Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 566-568.
- [18] Hill K, Malo B, Bilodeau F, Johnson D & Albert J. Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by uv exposure through a phase mask. *Applied Physics Letters* (1993) **62**: pp. 1035-1037.
- [19] Strasser T, Erdogan T, White A, Mizrahi V & Lemaire P. Ultraviolet laser fabrication of strong, nearly polarization-independent bragg reflectors in germanium-doped silica waveguides on silica substrates. *Applied physics letters* (1994) **65**: pp. 3308-3310.
- [20] Swart P, Shlyagin M, Chtcherbakov A & Spirin V. Photosensitivity measurement in optical fibre with bragg grating interferometers. *Electronics Letters* (2002) **38**: pp. 1508-1510.
- [21] Poumellec B. Links between writing and erasure (or stability) of bragg gratings in disordered media. *Journal of non-crystalline solids* (1998) **239**: pp. 108-115.
- [22] Lancry M & Poumellec B. Uv laser processing and multiphoton absorption processes in optical telecommunication fibers materials. *Phys. Rep* (201) : .
- [23] Brochu G, LaRoche S & Ayotte N. Dynamics of hydrogen diffusion as a key component of the photosensitivity response of hydrogen-loaded optical fibers. *Journal of Lightwave Technology* (2009) **27**: pp. 3123-3134.
- [24] Poumellec B, Riant I & Tessier-Lescourret C. Precise life-time prediction using demarcation energy approximation for distributed activation energy reaction. *Journal of Physics: Condensed Matter* (2006) **18**: pp. 2199.
- [25] Lancry M, Niay P, Bailleux S, Douay M, Depecker C, Cordier P & riant I. Thermal stability of the 248-nm-induced presensitization precess in standard h2-loaded germanosilicate fiber. *Applied optics* (2002) **41**: pp. 7197-7204.
- [26] Rathje J, Kristensen M & Pedersen J. Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet bragg gratings. *Journal of Applied Physics* (2000) **88**: pp. 1050.

[27] Leconte B & Niay P. Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à arf. (1998)

## **5 Chapitre 5: Prédiction de la durée de vie de monofiltres égalisateurs de gain**

5.1	Introduction.....	165
5.1.1	Utilisation et fabrication des filtres égalisateurs de gain.....	165
5.1.2	Réseaux à longue période.....	166
5.1.3	Les réseaux standards.....	167
5.2	Problématiques liées à la prédiction de durée de vie des GFF.....	170
5.3	Présentation des échantillons.....	175
5.4	Etude de l'influence de l'amplitude initiale de modulation d'indice sur la stabilité thermique des réseaux « élémentaires ».....	176
5.4.1	Introduction.....	176
5.4.2	Préparation des réseaux.....	178
5.4.3	Prise ne compte des effets réversibles.....	183
5.4.4	Résultats expérimentaux des vieillissements isothermes.....	185
5.4.5	Traitement et paramétrisation des données relatives à la modulation d'indice à l'aide du cadre de travail VAREPA.....	190
5.4.6	Calcul des paramètres de passivation des réseaux.....	197
5.4.7	Discussion.....	200
5.5	Etude d'un monofiltre GFF de dernière génération.....	205
5.5.1	Conception et inscription des monofiltres GFF.....	205
5.5.2	Modélisation de profil d'indice d'un filtre élémentaire et d'un monofiltre GFF.....	210
5.5.3	Etude de vieillissement sur des monofiltres GFF.....	213
5.5.4	Prédictions de durée de vie des monofiltres GFF passivés et validation des conditions de passivation.....	219
5.5.5	Vieillessement numérique des monofiltres GFF.....	222
5.6	Conclusion.....	226
5.7	Bibliographie.....	228

## 5.1 Introduction

### 5.1.1 Utilisation et fabrication des filtres égalisateurs de gain

Nous nous proposons ici d'aborder un problème lié à l'amplification des signaux dans les fibres optiques. Dans les années 1990, des systèmes d'amplification tout optique tel que des amplificateurs à fibres dopée à l'Erbium (que l'on notera par la suite par l'acronyme anglais EDFA – Erbium doped fiber amplifier) ont remplacés les traditionnels répéteurs-régénérateurs (systèmes électroniques) qui Ré-amplifient, Resynchronisent, Régénèrent les signaux déformés et atténués lors de leurs propagation (règle des 3R). Ces amplificateurs tout optiques présentent l'avantage d'amplifier la totalité du peigne WDM simultanément. En comparaison, les répéteurs-générateurs électroniques n'amplifiaient qu'une seule longueur d'onde à la fois. Il devait donc y avoir autant de répéteurs-générateurs que de longueurs d'ondes à amplifier. En terme de coût, l'avantage revient très nettement aux systèmes d'amplification optique. Cependant un problème se pose lorsque l'on désire multiplexer des signaux en longueurs d'ondes. L'amplificateur doit être capable de fournir un gain appréciable sur une large bande spectrale. Dans le cas des EDFA, le signal peut être amplifié sur une plage spectrale de plusieurs dizaines de nanomètres autour de  $1,55\mu\text{m}$ . Le problème est que la courbe de gain d'un tel amplificateur présente une allure en forme de cloche et que chaque longueur d'onde du multiplex s'en retrouve amplifiée de façon inégale Figure 5-1.

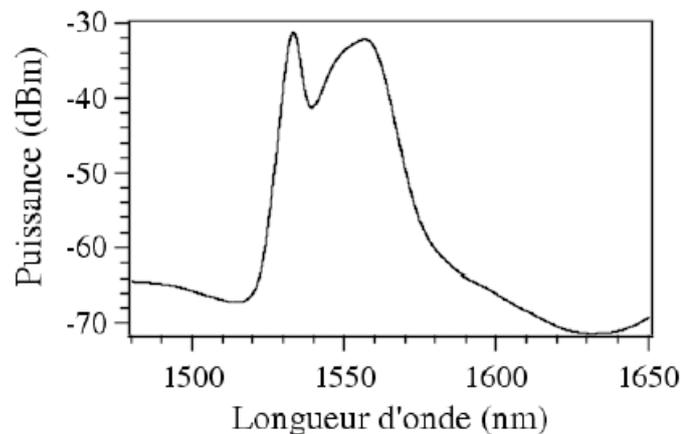


Figure 5-1: Courbe de gain d'un amplificateur EDFA

La Figure 5-2 représente à titre d'exemple, l'effet d'une succession d'amplificateurs Erbium dans une ligne de transmission (Simulations réalisées avec le logiciel VPI component Maker). La Figure 5-2(a) représente le cas d'un peigne WDM comportant 16 canaux. Chaque "flèche" correspond à une longueur d'onde que l'on propage dans une fibre standard monomode. Après s'être propagé sur une distance de 40km (valeur choisie « arbitrairement »), on place sur la ligne un amplificateur Erbium et on regarde en sortie d'amplificateur, le gain pour chaque canal. La Figure 5-2(b) représente le gain pour chaque canal après que le signal se soit propagé sur dix tronçons successifs du type "propagation sur 40km puis amplification par un EDFA". On constate que chaque longueur d'onde se trouve inégalement amplifiée, ce qui conduit à des erreurs lors de la détection.

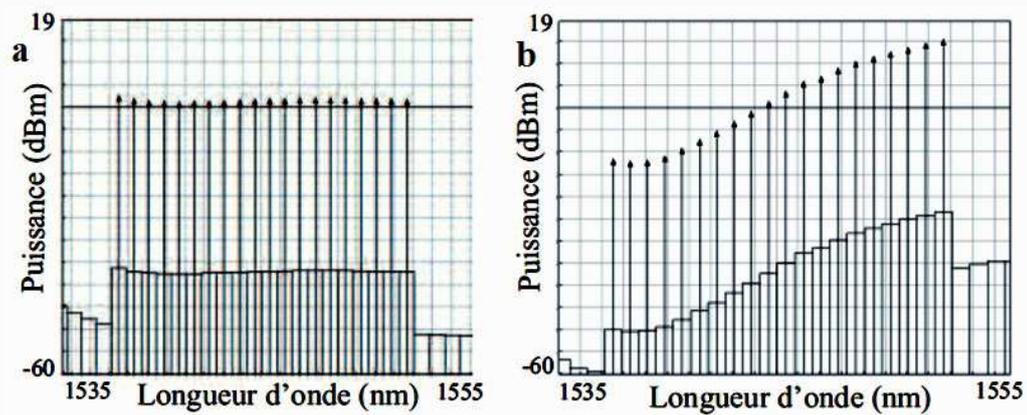
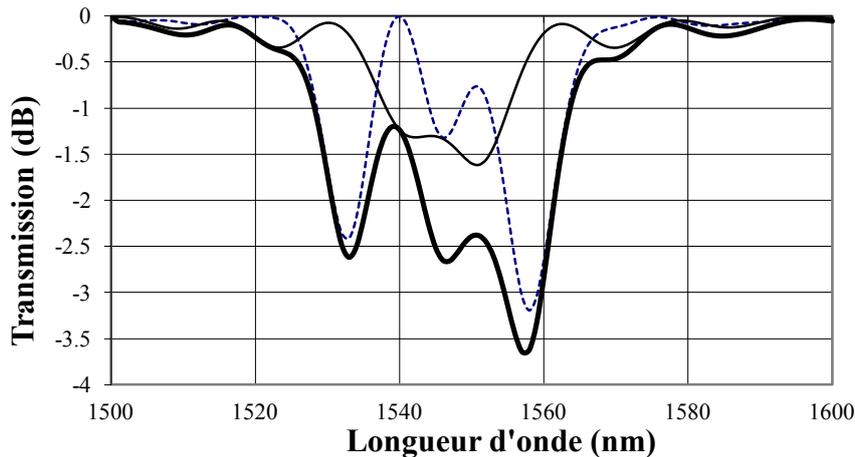


Figure 5-2: Effet d'une succession d'amplificateurs Erbium dans le cas d'un peigne WDM comportant 16 canaux.

Il est donc essentiel de contrôler la courbe de gain de ces amplificateurs, afin qu'ils présentent un gain plat sur une bande spectrale de plusieurs dizaines de nanomètres. Trois méthodes d'égalisation du gain sont présentées dans la suite. Les réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques sont d'excellents candidats pour cette application car ce sont des composants de faible coût et à faibles pertes d'insertion. Kashyap et al. [1] ont rapporté pour la première fois la possibilité d'utiliser des réseaux de Bragg en angle pour l'égalisation du gain des amplificateurs à fibre. Aujourd'hui, des réseaux à courte période en angle, des réseaux à courte période droits et des réseaux à longues périodes sont utilisés dans les systèmes pour égaliser le gain des amplificateurs [2]. Chacun parmi ces réseaux présente des avantages et des désavantages qui sont discutés succinctement ici. Pour plus de détails au sujet de ces méthodes, se rapporter à la thèse d'Emmanuel Kerrinckx [3].

### 5.1.2 Réseaux à longue période

Proposés par E. M. Dianov [4] et A. M. Vengsarkar [5], les réseaux à longue période sont également aujourd'hui largement utilisés pour l'égalisation du gain des amplificateurs [6]. La Figure 5-3 fournit un exemple de composition de réseaux à pas longs qui peut être utilisée à cette fin. Les réseaux à pas longs présentent cependant l'inconvénient d'être beaucoup plus sensibles à la température et aux courbures que les réseaux à pas courts. Ils sont aussi plus difficiles à fabriquer. Par exemple, la longueur d'onde centrale du réseau est particulièrement difficile à suivre durant la fabrication. Les variations de longueur d'onde sont grandes et la valeur mesurée de la longueur d'onde est influencée par la présence de l'hydrogène (utilisé pour augmenter la photosensibilité). Celui-ci diffuse en modifiant l'indice de la gaine. Or la longueur d'onde des réseaux à longue période est proportionnelle à la différence des indices effectifs du mode fondamental guidé et d'un mode de gaine avec lequel il y a couplage. La diffusion de l'hydrogène modifie donc très rapidement la longueur d'onde sur plusieurs dizaines de nanomètres. De plus, la quantité d'hydrogène présent dans la fibre au moment de la mesure est difficilement quantifiable, il est donc très difficile de connaître la longueur d'onde réelle du réseau à longue période en début et au cours de la fabrication [7; 8].



*Figure 5-3: Exemple de composition de réseaux à longue période avec déphasages pour l'égalisation de gain : réseau à longue période avec un déphasage (courbe en trait fin plein), réseau à longue période avec deux déphasages (courbe en pointillé), somme des deux courbes en trait épais*

La stabilisation de la longueur d'onde dans le temps est aussi plus difficile car elle nécessite une stabilisation de la variation d'indice 1000 fois plus importante que pour les réseaux à pas court. Une stabilisation de la longueur d'onde sur 1 nm nécessite déjà une stabilisation de la variation d'indice photo-induite à  $10^{-6}$  [9]. Dans les fibres standards de télécommunication, la sensibilité à la température des réseaux à pas long est cinq fois plus importante que celle des réseaux de Bragg à pas court. Quelques solutions ont été proposées pour réduire cette sensibilité à la température, en ajustant le profil d'indice de réfraction de la fibre [10], en choisissant un dopant approprié dans le cœur [11] ou en enrobant le réseau à longue période par un polymère spécifique [12]. D'un autre côté, ils ont beaucoup d'avantages. Comme pour les réseaux droits à pas court, la forme spectrale est donnée par le profil d'indice du réseau. Période et modulation d'indice peuvent être adaptées afin d'obtenir des formes complexes. Des déphasages peuvent être introduits afin de générer plusieurs minima et maxima locaux (« bosses ») [6; 13]. Et finalement la forte sensibilité à la température peut être utilisée pour la réalisation d'égalisateurs de gain accordable.

### 5.1.3 Les réseaux standards

Les égalisateurs de gain à base de réseaux standard peuvent être photoinscrits dans les fibres standard de télécommunication commerciales avec n'importe quelle forme spectrale en façonnant le profil d'indice du réseau. Lorsque l'égalisation du gain de l'amplificateur nécessite seulement une "bosse", un simple réseau uniforme de courte longueur peut être suffisant [14]. Lorsque le spectre de gain est plus complexe, la période et la modulation d'indice du réseau peuvent être ajustés. En particulier les dernières générations sont basés sur des réseaux à traits inclinés.

Le principe des réseaux à traits inclinés (autrement appelés réseaux en angle) a été détaillé au chapitre 1. Comme décrit sur la Figure 5-4, l'introduction de l'angle entre les traits

et la normale à l'axe permet d'augmenter le couplage entre le mode fondamental guidé et des modes de gaine. La Figure 5-5 montre un exemple typique de spectre en transmission d'un tel réseau. Comme on peut s'en apercevoir, les couplages entre le mode guidé dans le cœur et les modes de gaines s'en trouvent accentués par rapport à un réseau à traits droits. Ces couplages résultent en un ensemble discret de résonances. On constate également une diminution de l'efficacité du couplage entre les deux modes fondamentaux contrapropagatifs.

L'enveloppe de ces différents couplages dans les modes de gaine du réseau en angle forme un filtre de pertes en transmission non réflecteur aux longueurs d'onde de filtrage utilisable pour l'égalisation de gain. Ce filtre possède les mêmes propriétés qu'un réseau standard, c'est-à-dire une faible sensibilité à la température et une faible sensibilité aux courbures. **A noter aussi que comme la réflexion en retour de ces filtres est très basse, leur mise en cascade ne crée pas de cavité Fabry-Pérot.** Plusieurs filtres de formes différentes et décalés en longueur d'onde peuvent ainsi être associés de façon à suivre précisément le spectre inverse du gain de l'amplificateur [15]. Dans la suite nous montrons comment il est possible d'utiliser ces particularités, pour l'égalisation des courbes de gain des amplificateurs à fibres.

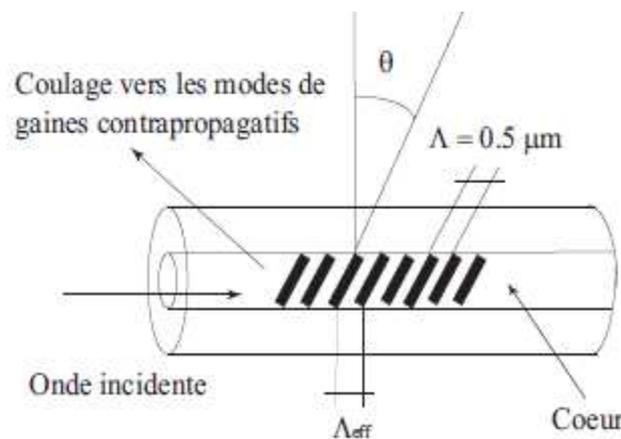


Figure 5-4: Schéma d'un réseau à traits inclinés inscrits dans une fibre optique.  
Extrait de la [16]

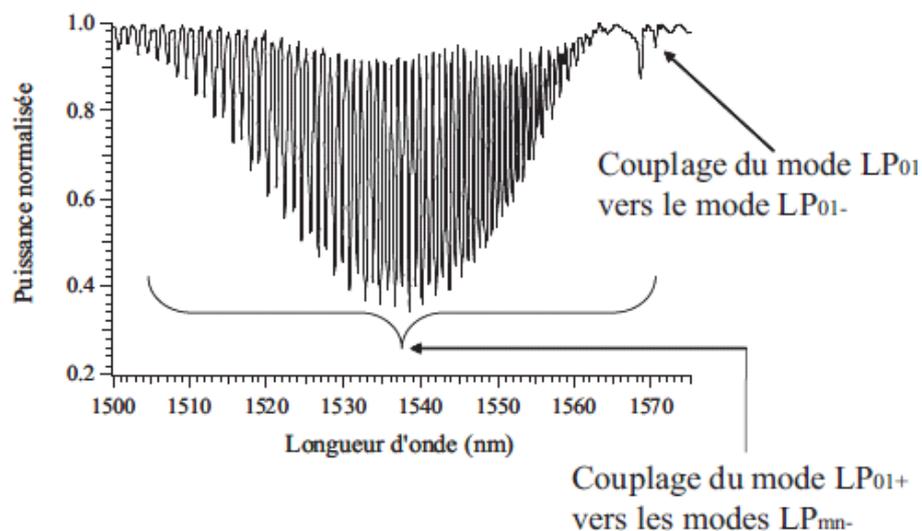


Figure 5-5 : Transmission d'un réseau de Bragg à traits inclinés en fonction de la longueur d'onde. Réseau de longueur 2mm, incliné d'un angle de 5.5°, inscrit dans une fibre SMF28. Extrait de [16]

La forme du spectre du réseau en angle est déterminée par les intégrales de recouvrement entre le mode fondamental propagatif et les modes de gaine contrapropagatifs. Il peut être façonné en adaptant les paramètres opto-géométriques de la fibre ainsi que son profil de photosensibilité. Ainsi des filtres étroits avec des bandes spectrales de quelques nanomètres et une réflexion en retour faible peuvent être obtenus [17; 18]. La réflexion en retour peut être diminuée avec une fibre dont le cœur est moins photosensible que la gaine. Habituellement, le réseau en angle est plongé dans un liquide ou revêtu d'un revêtement dont l'indice est égal à celui de la silice de façon à détruire les limites bien définies entre la gaine et l'air, « casser » les résonances et transformer les modes de gaine discrets en un continuum de modes radiatifs. Les spécifications du composant dépendent alors de l'adhérence de ce revêtement spécifique. [16] a proposé une solution pour rendre ce composant complètement indépendant de tout "packaging" spécifique en élargissant chaque mode de gaine unitaire discret, de façon à ce qu'ils se chevauchent et lissent le spectre. Ceci peut être réalisé en utilisant un réseau de courte longueur ou un réseau de période variable (voir chapitre 1). La Figure 5-6a représente le spectre de trois réseaux en angle. Chacun a été réalisé dans une fibre spécifique optimisant sa forme spectrale en transmission et sa réflexion en retour. L'association de ces trois réseaux permet de satisfaire le gabarit inverse de la courbe de gain présenté sur la Figure 5-6b avec une précision de +/- 0,05 dB et une réflexion très faible sur toute la bande, le maximum mesuré étant égal à -34 dB. Le résultat de l'égalisation peut être observé sur la Figure 5-6b [2]. On obtient ainsi une excursion moyenne de 0.22dB sur une largeur spectrale de 36nm. Ces spécifications correspondent à ce que l'on appelle la génération F20.

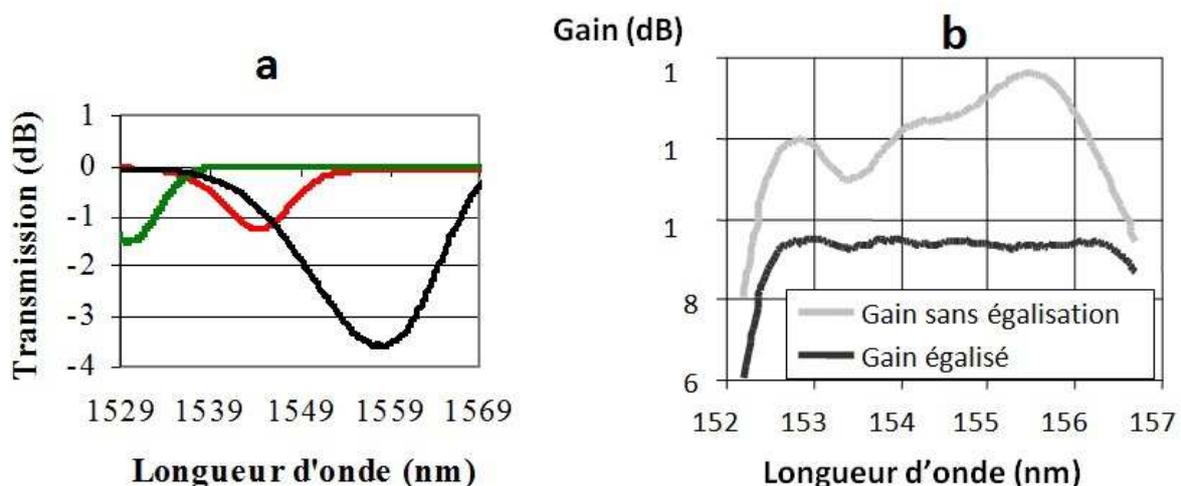


Figure 5-6 : Egalisation de gain avec 3 réseaux en angle. La réflexion est de -34 dB. Le gabarit est respecté à +/- 0.05 dB. L'excursion moyenne de gain est de 0.22 dB sur 36 nm. En a : spectre en transmission des trois réseaux à traits inclinés, en b : les courbes de gain avec et sans égalisation au moyen de ces trois filtres « élémentaires ». Extrait de [15].

Ainsi les réseaux en angle sont aujourd'hui devenus une technologie clé pour les transmissions sous-marines multicolores. Cependant, l'utilisation de ce composant pour l'égalisation de gain nécessite la conception de fibres spécifiques. Cette opération est coûteuse, difficile et ne permet pas la réalisation de formes spectrales complètement arbitraires.

Afin de palier à ces inconvénients, nous allons étudier dans ce chapitre la nouvelle génération de GFF basée sur une étape d'inscription. C'est ce que l'on appelle les monofiltres GFF. Le spectre est ainsi décomposé en 35 ou 40 filtres élémentaires qui seront inscrits dans la même fibre et en une seule étape continue et ce avec un contrôle continu du spectre pendant l'inscription. Les avantages de cette méthode sont les suivants: réduction du coût, réduction du nombre d'étapes de fabrication, réduction des pertes par insertion (moins de soudures, moins de filtres), réduction de la fonction erreur (écart spectral entre le filtre réalisé et le filtre cible).

## 5.2 Problématiques liées à la prédiction de durée de vie des GFF

Les caractéristiques optiques ( $R(\lambda)$ ,  $\lambda_B...$ ) des réseaux de phase photoinscrits, utilisés dans l'élaboration de composants optiques fibrés, sont susceptibles d'évoluer au cours du temps de leur utilisation. Cette "dégradation" des caractéristiques spectrales du composant peut se révéler d'autant plus critique que sa température d'utilisation est élevée. Il est donc nécessaire de faire des études de vieillissement accéléré afin d'être en mesure de prévoir et éventuellement d'empêcher ces dégradations et ce en particulier pour les GFF qui présentent des caractéristiques complexes comme cela est détaillé dans le paragraphe suivant.

Afin de prédire de manière fiable l'évolution du profil spectral des composants GFF au cours de leur vie, il faut tout d'abord être en mesure de modéliser le vieillissement du profil d'indice du composant GFF réel qui est un assemblage « complexe » d'une quarantaine de réseaux « élémentaires ». Il faut alors noter l'existence de plusieurs difficultés :

- Les variations d'indice photo-induites varient de quelques  $10^{-5}$  à quelques  $10^{-3}$ . Il faut donc s'interroger sur le rôle joué par les conditions d'insolation et l'amplitude de modulation initiale sur la stabilité des réseaux.
- Les réseaux sont inscrits à la fois dans le cœur ET dans la gaine photosensible. La gaine présente par ailleurs une photosensibilité plus importante que celle du cœur. Il faut donc s'interroger sur le rôle joué par la composition chimique et/ou l'amplitude de modulation initiale sur la stabilité des réseaux.
- Les réseaux « élémentaires » sont des réseaux chirpés, à traits inclinés et apodisés. Ici il faut s'interroger d'une part sur l'influence du contraste sur la stabilité des réseaux mais aussi sur la possibilité d'extraire une quantité proportionnelle à la variation d'indice de réfraction à partir des mesures spectrales.

De façon plus détaillée voici les problèmes que peuvent engendrer les caractéristiques des GFF mentionnées ci-dessus :

- Le profil d'indice photoinscrit des composants GFF est très inhomogène comme on le verra plus tard dans ce chapitre. De plus les réseaux inscrits de façon consécutive se recouvrent partiellement. Ainsi les zones ou les réseaux se recouvrent spatialement conduisent à des changements de contraste longitudinaux. Cette valeur varie de quelques  $10^{-5}$  à quelques  $10^{-3}$  dans ce mémoire. L'approche VAREPA [19] a permis d'établir que, sous certaines hypothèses, (réversibilité des chemins d'écriture et d'effacement), la cinétique d'effacement de la variation d'indice dépend de l'amplitude initiale de cette variation d'indice. Plus l'amplitude est importante plus la cinétique d'effacement est lente. Si l'on admet la validité de cette hypothèse il apparaît qu'au cours de l'élévation thermique, la variation d'indice diminue en chaque point du réseau selon une cinétique propre à la fluence cumulée reçue par ce point (modèle local). Le contraste de modulation n'est plus conservé. Les décroissances isothermes (ou isochrones) de la réflectivité dépendent alors du contraste initial de la modulation du réseau. Ainsi si la stabilité dépend des conditions d'écriture, elle ne sera donc pas la même tout le long de l'axe longitudinal du composant et donc le profil d'indice normalisé du composant évoluera de façon inhomogène au cours de sa vie. Si tel est le cas pour les GFF, cette dépendance aura pour conséquence une déformation spectrale du composant qui peut s'avérer problématique.

- Les réseaux sont inscrits à la fois dans le cœur ET dans la gaine photosensible. Le fait d'utiliser une fibre à cœur et gaine photosensibles permet d'augmenter l'efficacité de réjection du pic de réflectivité sans modifier sensiblement la valeur de l'angle pour lequel R passe par un minimum. La gaine présente par ailleurs une photosensibilité plus importante que celle du cœur ce qui permet d'obtenir des filtres de pertes [17]. Ainsi I. Riant et al. ont montré qu'il est possible de définir les caractéristiques d'une fibre dont le profil transverse de photosensibilité permet

- 1) d'ajuster la largeur spectrale des filtres de pertes de façon à aplatir la courbe de gain d'un amplificateur à fibre dopée par de l'erbium et
- 2) de minimiser l'amplitude du pic de réflexion [20].

Dans le cadre de la fibre étudiée dans ce mémoire de thèse, la plus forte photosensibilité de la gaine est due à la présence d'une plus grande quantité de germanium. A noter aussi la présence de phosphore dans le cœur. L'influence sur la stabilité des réseaux de la concentration de germanium d'une part et de la présence de phosphore comme co-dopant d'autre part n'a fait l'objet que de peu d'études. L'étude de stabilité des réseaux de type I en fonction de la concentration en oxyde de germanium a montré que les réseaux écrits dans des fibres peu dopées (de type de télécommunication) sont plus stables que ceux écrits dans des fibres plus fortement dopées ( $[\text{GeO}_2] > 6$  mole %) [21].

Pour conclure, l'amplitude d'une part et la stabilité d'autre part des réseaux de Bragg photoinscrit dans le cœur et dans la gaine photosensible ne seront donc pas les mêmes. En théorie il est donc nécessaire de connaître la stabilité thermique des variations d'indice dans le cœur et dans la gaine.

- Les réseaux « élémentaires » sont des réseaux chirps, à traits inclinés et apodisés.

**L'apodisation** : Afin de faire disparaître les oscillations autour du pic de Bragg, on réalise une apodisation du spectre de réflexion du réseau, en réalisant un profil de variation d'indice de forme gaussienne. En effet la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne et donc ne présente pas d'oscillation. Ainsi l'indice moyen du cœur de la fibre croît depuis un bord du réseau jusqu'au centre et décroît à mesure que l'on se déplace vers l'autre bord du réseau. L'inconvénient ici réside dans le fait que le contraste du réseau évolue le long de ce dernier et peut ainsi conduire à un  $\Delta n$  dont la stabilité thermique sera longitudinalement inhomogène.

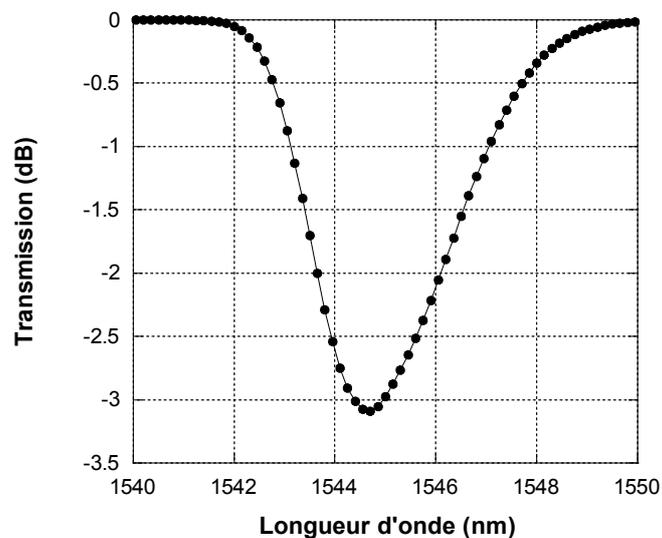


Figure 5-7: Spectre calculé d'un réseau apodisé, à traits inclinés à pas variables.  
 Longueur du réseau = 1.5 mm,  $\theta = 2.2$ , chirp linéaire de 10nm/cm.

**Le « chirp »** : L'inscription de réseaux à pas variables permet de supprimer les oscillations introduites par le couplage vers les modes de gaine dans les réseaux à traits inclinés et ceci sans qu'il soit nécessaire de les recouvrir par un liquide d'indice ou de réaliser un réseau de courte longueur. Un exemple de cette application est présenté sur la Figure 5-7.

Ainsi dans le cas de ces réseaux à pas variable, la présence d'une éventuelle diffusion d'espèces chimiques (d'espèces contribuant à l'indice) pourrait conduire à une stabilité différente le long du réseau à cause du chirp. En particulier des expériences réalisées par T Tsai *et al* montrent que les centres Ge(1) et Ge(2) contribuant au changement d'indice de réfraction total diffusent au sein de la fibre sur des distances supérieures à 0.5 microns. Dans notre laboratoire, M. Lancry et al sont arrivés à une conclusion similaire en ce qui concerne les espèces OH en procédant à des relevés de spectres IRTF sur des lames de préformes hydrogénées [22]. Ces espèces contribuent donc essentiellement à la composante uniforme  $\Delta n_{\text{moy}}$  du changement d'indice de réfraction. Cependant au regard de l'ordre de grandeur du chirp introduit dans nos réseaux (typ. 10nm/cm) et des distances parcourus par les espèces mentionnées ci-dessus, on négligera cet effet dans la suite de ce manuscrit bien que nous disposons des éléments théoriques comme décrit dans le chapitre 2 pour l'évaluer.

**Les traits inclinés** : Le spectre du GFF est dû à un continuum de modes de gaine. La largeur spectrale des pics de couplage de ces modes dépend de l'amplitude des réseaux inscrits dans la gaine. La position de ces pics dépend de la différence d'indice cœur-gaine. La stabilité du spectre des GFF dépend donc de la stabilité des  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{mean}}$  inscrits dans le cœur ET dans la gaine (ceci renvoi par ailleurs à la remarque précédente sur les stabilités à priori différentes des  $\Delta n$  photoinduits dans le cœur et dans la gaine).

Le cadre de travail de la Courbe Maîtresse est basé sur une variation d'indice ponctuel  $\Delta n(z)$ . Mais les Courbes Maîtresses expérimentale sont construites sur la réflectivité normalisée (NICC) ressortant de l'analyse spectrale (donc moyennée en  $z$  le long du composant). Habituellement pour des réseaux de profil carré, droits et à pas constant, le  $\Delta n_{\text{mod}}$  peut être déduit directement à partir du spectre (et NICC est proportionnel à  $\Delta n_{\text{mod}}$  normalisé). Hors les remarques ci-dessus cela indiquent que dans le cas des GFF, le profil d'amplitude d'indice de modulation d'indice ne peut pas être déduit directement à partir du spectre qui dépend de l'efficacité de couplage entre les modes des différents modes de gaine (*i.e. la fonction NICC n'est plus proportionnelle au  $\Delta n$  normalisé*). Ces efficacités dépendant de trop de paramètres plus ou moins bien évalués : différence d'indice cœur gaine,  $\Delta n_{\text{mod}}$  dans le cœur et dans la gaine, profil d'apodisation des différents réseaux, angle du tilt, chirp... il ne semble donc pas aisée de prédire de façon fiable la durée de vie des GFF.

**Afin de prédire la durée de vie des GFF, l'approche suivie dans ce mémoire sera la suivante :**

La prédiction de l'évolution des caractéristiques spectrales des réseaux à partir d'une courbe de "paramétrisation" nécessite, pour être justifiée, qu'un certain nombre de précautions soient prises.

- Il est nécessaire d'examiner la validité des hypothèses décrites dans le chapitre 2.
- Il faut ensuite connaître de façon fiable la stabilité des réseaux dans le cœur et dans la gaine photosensible. A cet effet et afin d'étudier la stabilité thermique des variations d'indice photo-induites dans le cœur, nous avons utilisé des réseaux carrés, droits et à pas constant. D'autre part comme nous ne disposons pas de la préforme associée à cette fibre et comme la photosensibilité évolue lors du fibrage, nous avons décidé d'étudier la stabilité de réseaux photoinscrits dans la gaine au moyen de l'étude spectrale du couplage vers les modes de gaine qui est très important du fait de la forte photosensibilité de la gaine optique. Ainsi l'étude de la stabilité thermique de la gaine a été réalisée au moyen de réseaux carrés, droits et à pas constant photoinscrits à la fois dans le cœur et dans la gaine optique.
- Il faut, par ailleurs, connaître le rôle joué par les conditions d'insolation sur la stabilité des réseaux. Ainsi pour tester la dépendance de la stabilité avec l'amplitude d'indice de modulation : 3 séries de FBG carrés, droits, à pas constant, avec des  $\Delta n_{\text{mod}}$  initiaux de qq $10^{-5}$ ; qq $10^{-4}$  et  $10^{-3}$  ont été inscrits et vieillis dans la fibre dédiée au GFF. Pour ces trois séries les Courbes maîtresses du cœur d'une part et de la gaine d'autre part ont été construites et des prédictions de vieillissement ont été formulés. A partir des résultats obtenus, les composants

GFF réels ont été modélisés, les conditions de déverminage et les prédictions de vieillissement associées sont formulés.

Dans une seconde partie nous avons construit des courbes maîtresses sur les véritables composants à savoir des monofiltres GFF préalablement déverminés. D'une part ces courbes nous ont permis de valider les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie obtenues à partir des réseaux élémentaires. D'autre part nous avons étudié la possibilité de faire de la prédiction de durée de vie directement à partir du produit fini (à savoir le vieillissement de monofiltres GFF préalablement dégazés et déverminés).

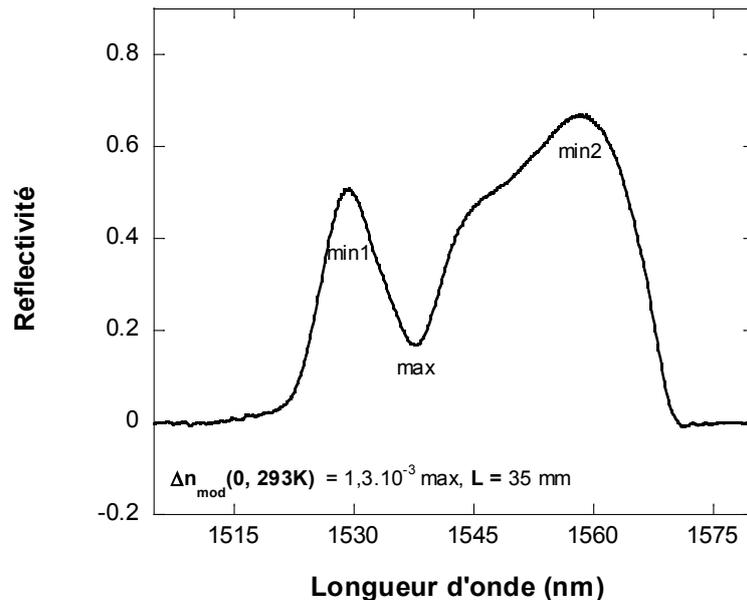


Figure 5-8: Exemple de spectre d'un de nos monofiltres GFF composé de 35 réseaux élémentaires.

De plus afin d'étudier l'éventuelle déformation spectrale des monofiltres GFF nous tracerons trois courbes maîtresses correspondants à 3 extrema : deux minima et un maxima comme représentés sur la Figure 5-8. En effet sachant que le spectre des monofiltres GFF peut être décomposé en la somme des spectres des  $n$  réseaux élémentaires qui le compose (voir section 5.5 de ce chapitre), ces trois courbes maîtresses reposent sur des réseaux d'indice présentant des amplitudes moyenne très différentes. De plus si les mesures de vieillissements accélérés révèlent que ces courbes maîtresses sont les mêmes au regard de notre précision, cela implique que la stabilité de l'intégralité du spectre d'un monofiltre GFF peut donc être modélisé à partir d'une seule courbe maîtresse. Si on démontre par ailleurs que ces prédictions s'avèrent fiables, cette méthode présentera l'avantage de faire des études de vieillissement sur des composants réels (et même déverminés au besoin !! même si l'approche en perd une partie de sa généralité) qui sont représentatifs de la production, ce qui représente un gain significatif de temps pour l'industriel.

## 5.3 Présentation des échantillons

Nous avons choisi de réaliser l'étude dans la fibre de télécommunication dédiée spécifiquement au composant GFF. Cette fibre, conçue par la société Draka Comteq, est dédiée aux égaliseurs de gain. Le diamètre de cœur est de l'ordre 8  $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde de coupure du mode LP11 est égale à 1,2  $\mu\text{m}$ . La fibre n'est donc monomode que dans le domaine spectral correspondant à des longueurs d'onde supérieures à 1,2  $\mu\text{m}$ . Le profil d'indice de cette fibre est confidentiel et ne sera pas présenté dans le manuscrit. La gaine fortement photosensible permet d'augmenter la distribution radiale du réseau photoinscrit. Le cœur présente quant à lui une photosensibilité relativement faible afin de diminuer les réflexions. Enfin la différence d'indice cœur-gaine permet d'adapter la forme spectrale du filtre photoinscrit.

L'étude des variations radiales de la composition chimique a été réalisée au moyen d'analyses effectuées par MEB. Les analyses sont réalisées sur un échantillon épais en référence à la profondeur de pénétration des électrons. Ceux-ci sont arrêtés dans la matière par suite de collisions successives qui ont lieu dans un volume appelé "poire de diffusion" du fait de sa forme. Du fait de cette diffusion, le volume de cette poire atteint environ  $1\mu\text{m}^3$  même si la taille de la sonde est bien plus petite. Les rayons X dont le spectre est utilisé pour l'analyse sont émis depuis tout ce volume. Un profil radial a été enregistré en déplaçant la fenêtre d'analyse. Les spectres représentent des pics caractéristiques des photons X émis par les atomes de silicium, d'oxygène, de germanium et de phosphore. Le temps d'acquisition a été fixé à environ 70 s. L'incertitude est estimée à partir de la dispersion des mesures. Les résultats de ces mesures sont confidentiels et ne seront pas présentés dans ce manuscrit. La concentration en germanium exprimée en pourcentage massique en chaque point du profil est représentée sur la Figure 5-10 en fonction de la distance par rapport au centre de la fibre optique. L'espèce majoritaire est l'oxygène dont la concentration est pratiquement uniforme dans le cœur et la gaine n'est pas représentée sur cette figure. En moyenne le cœur contient 2 à 3 fois moins de germanium que la gaine. On peut aussi noter que la concentration de germanium dans la gaine est similaire à celle mesurée dans le cœur d'une fibre de télécommunication standard de type SMF 28 (Corning).

**Remarque sur la photosensibilité :** La première étape du mécanisme de photosensibilité à 248nm (en régime impulsif) est une absorption à un ou deux photons (en fonction de la concentration de germanium). L'absorption à un photon correspond à un blanchiment d'une bande d'absorption à 240-260 nm attribuée à un défaut du germanium en coordination deux, c'est-à-dire à un défaut de réduction du verre. Sous l'effet de l'absorption le défaut est excité et transformé en d'autres défauts : des défauts Ge(1) (défauts qui présentent des absorptions centrées à 4,5 eV et 5,8 eV), des défauts GeE' qui absorbent vers 6,3 eV. Cette modification du spectre d'absorption révèle une modification de la permittivité diélectrique complexe (le coefficient d'absorption est proportionnel à la partie imaginaire de cette permittivité et l'indice à la partie réelle). Ainsi la présence d'une plus grande quantité de germanium dans la gaine conduit à une plus grande photosensibilité de cette dernière. Ainsi on peut prévoir que la

gaine « fortement » dopée en Ge sera environ 3 fois plus photosensible que le cœur co-dopé Germanium et Phosphore.

**Remarque sur la stabilité thermique :** L'étude de stabilité des réseaux de type I en fonction de la concentration en oxyde de germanium a montré que les réseaux écrits dans des fibres peu dopées (de type de télécommunication) sont plus stables que ceux écrits dans des fibres plus fortement dopées ( $[\text{GeO}_2] > 6 \text{ mol } \%$ ) [21]. Ainsi on pourra faire l'hypothèse que la stabilité thermique des réseaux photoinscrits dans la gaine doit être similaire à celle de réseaux identiques photoinscrits dans une fibre SMF 28. De plus il est connu que la présence de phosphore dégrade la stabilité thermique des réseaux. Les variations d'indice photo-induites dans le cœur seront donc vraisemblablement moins stables thermiquement que celles photo-induites dans la gaine.

## **5.4 Etude de l'influence de l'amplitude initiale de modulation d'indice sur la stabilité thermique des réseaux « élémentaires »**

### **5.4.1 Introduction**

Comme mentionné précédemment, les caractéristiques optiques ( $R(\lambda)$ ,  $\lambda_B \dots$ ) des réseaux de phase photoinscrits, utilisés dans l'élaboration de composants optiques fibrés, sont susceptibles d'évoluer au cours du temps de leur utilisation. Cette "dégradation" des caractéristiques spectrales du composant peut se révéler d'autant plus critique que sa température d'utilisation est élevée. Ces caractéristiques spectrales du composant sont liées à la variation locale de l'indice de réfraction photo induit le long de l'axe de la fibre (dans le cœur ET dans la gaine photosensible dans le cas d'un GFF). Il est donc nécessaire de faire des études de vieillissement accéléré afin d'être en mesure de prévoir ces dégradations et ce en particulier pour les GFF qui présente un profil longitudinal d'indice avec des variations qui s'étalent sur presque deux ordres de grandeurs (de quelques  $10^{-5}$  à quelques  $10^{-3}$ ). D'autre part la stabilité de la réflectivité des réseaux peut dépendre des conditions d'écriture et donc de l'amplitude initiale de la modulation d'indice ou plus généralement du contraste des réseaux. Il est donc nécessaire de faire des études de vieillissement accéléré sur des réseaux d'amplitudes différentes afin d'être en mesure de prévoir ces effets.

D'un point de vue technologique, la visibilité du champ de franges d'interférences (et son éventuelle apodisation) imposée par le dispositif interférométrique employé (masque de phase) lors de l'inscription de réseaux de Bragg, influe sur les caractéristiques du composant. En premier lieu, les lois qui lient le changement d'indice de réfraction photo-induite à la durée d'insolation et à la fluence du faisceau ne sont pas linéaires. De ce fait, le rapport entre les quantités  $\Delta n_{\text{moy}}$  et  $\Delta n_{\text{mod}}$  dépend de ces conditions d'insolation. Par ailleurs, la puissance optique ultraviolette diffractée dans l'ordre 0 par un masque de phase employé pour inscrire les réseaux, bien que faible (typiquement  $< 2\%$ ) conduit à une visibilité des franges

d'interférence inférieure à 1. De plus, la luminescence ultraviolette ( $\lambda=290\text{nm}$ ) induite par le pompage optique (le faisceau d'inscription) se propage dans la fibre sur des distances supérieures au pas du réseau (0.5 microns). Il existe donc toujours un fond continu de puissance optique responsable de la création d'indice moyen sur toute la longueur du réseau.

Du point de vue des mécanismes des travaux réalisés par T E. Tsai *et al* en 1997 ont montré l'existence d'une corrélation entre l'évolution de la quantité  $\Delta n_{\text{mod}}$  et l'augmentation de la concentration  $[\text{GeE}']$  des centres de défauts GeE' créés lors d'expériences d'inscription de réseaux dans des fibres optiques germanosilicates. Une corrélation entre  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $[\text{GeE}']$  a également été établie lors d'expérience de chauffage de réseaux de Bragg photoinscrits dans des fibres photosensibles hydrogénées et non hydrogénées [23]. Dans notre laboratoire, M. Lancry est arrivé à une conclusion similaire en procédant à des relevés de spectres de pertes en excès en fonction de la durée de l'insolation et de la fluence incidente sur des lames de préformes [24]. D'autres expériences réalisées par T Tsai *et al* montrent que les centres Ge(1) et Ge(2) contribuant au changement d'indice de réfraction total diffusent au sein de la fibre sur des distances supérieures à 0.5 microns. Ces centres contribuent donc essentiellement à la composante uniforme  $\Delta n_{\text{moy}}$  du changement d'indice de réfraction. La stabilité thermique des centres Ge(1) et Ge(2) est significativement plus faible que celle des centres GeE' [25; 26]. En effet les centres Ge(1), Ge(2) et GeE' sont blanchis par élévation de la température des verres germanosilicates à respectivement 200°C, 350°C et 600°C. Ces résultats laissent donc présager que la stabilité de la composante  $\Delta n_{\text{moy}}$  est moins bonne que la stabilité thermique de la composante  $\Delta n_{\text{mod}}$ , ou en d'autres termes que la stabilité thermique de la longueur d'onde de Bragg des réseaux est inférieure à la réflectivité de ces derniers mais cela conduit aussi à une éventuelle augmentation du contraste des réseaux au cours de leur effacement qui peut poser problème lors de la prédiction ou il faut alors choisir un modèle adapté dans l'approche VAREPA permettant de rendre compte de cet effet.

L'amplitude de modulation initiale constitue donc un paramètre important des études de stabilité des réseaux écrits dans des fibres germanosilicates. Les conclusions de l'étude bibliographique diffèrent selon que la fibre était hydrogénée ou non au moment de l'inscription. Cette différence de comportement permet donc de faire un choix entre les modèles. Deux situations schématiques peuvent être envisagées.

Dans la première, nous pouvons supposer que la distribution des centres de défaut dépend des conditions d'insolation : par exemple la population des sites les moins stables thermiquement se sature dès le début de l'insolation (ceci même à l'emplacement des franges sombres); la population des sites les plus stables augmente avec la durée de l'insolation. La stabilité de la réflectivité de tels réseaux doit se trouver améliorée lorsque l'on réalise un faible contraste des franges comme le montre R.J. Egan *et al* (1996) lors de la destruction isotherme de réseaux présentant une modulation d'indice assez faible ( $\Delta n_{\text{mod}} < 10^{-4}$ ). E. Salik *et al* et Q. Wang *et al* ( $\Delta n_{\text{mod}} \approx 10^{-4}$ ,  $\lambda_p = 193 \text{ nm}$ ) font état de cette propriété [27; 28]. Ces auteurs étudient la stabilité de la réflectivité de réseaux ( $\Delta n_{\text{mod}} = 3 \times 10^{-5}$ ) en fonction du contraste de modulation. Ils montrent que la stabilité augmente si le contraste diminue et observent une saturation de cet effet pour de faibles contrastes. De la même façon la stabilité de la réflectivité de ces réseaux augmente avec la valeur de l'amplitude de la modulation

d'indice. Ce type d'observation peut être décrit dans de l'approche VAREPA. Il est ainsi nécessaire d'introduire le fait que les chemins d'écriture et d'effacement ne sont pas indépendants (la réaction limitante est la même dans les deux sens et les distributions sont les mêmes). Ainsi si la réaction d'écriture n'est pas saturée, la distribution non plus et la stabilité dépend donc de  $B_0(E)$  (voir chapitre 2) et donc de l'écriture. Cela peut aussi être la signature de la présence d'une réaction du second ordre. Dans ce cas l'énergie de démarcation dépend de la concentration initiale en espèces B et on obtient ainsi  $E_d = k_B \cdot T \cdot \ln(B_0 \cdot k_0 \cdot t)$ . Par contre dans ce cas la diminution de la longueur d'onde de Bragg ne peut pas être prédite en utilisant la courbe de "paramétrisation" calculée à partir des décroissances de la réflectivité des réseaux.

La deuxième situation correspond au cas où il n'y a pas corrélation entre la stabilité du changement d'indice et les conditions d'écriture. Dans ce cas, la stabilité de la réflectivité des réseaux de Bragg dépend peu ou pas du contraste initial de la modulation d'indice de réfraction. H. Patrick *et al* (1995) montrent ainsi que la stabilité de réseaux écrits dans une fibre germanosilicate hydrogénée au moyen d'un laser continu ( $\lambda_p = 244$  nm) ne dépend pas du pouvoir réflecteur initial des réseaux (étude menée par destruction isochrone ( $5 \times 10^{-5} < \Delta n_{\text{mod}} < 10^{-3}$ )). R.J. Egan *et al* (1996) arrivent à la même conclusion en enregistrant la décroissance isotherme de la modulation de différents réseaux écrits dans une fibre hydrogénée au moyen d'un laser fonctionnant en régime pulsé et d'un système interférométrique qui conduit à une bonne visibilité des franges. Plus récemment des réseaux inscrits dans une fibre de télécommunication (chargée en hydrogène) au moyen d'un laser UV continu ( $\lambda_p = 244$  nm) [29] de façon à ce que la variation totale d'indice ( $\Delta n = \Delta n_{\text{mod}} + \Delta n_{\text{moy}} \approx 4 \times 10^{-3}$ ) reste indépendante du contraste initial des réseaux. La décroissance isotherme de la modulation (ou de l'indice moyen) des ces réseaux est pratiquement indépendante du contraste initial de la modulation ( $C = 0,4$  ou  $0,55$  ou  $0,8$ ) [29]. Cette observation signifie que la stabilité dépend peu des conditions d'écriture. D'un point de vue pratique on peut remarquer que l'évolution de la longueur d'onde de Bragg des réseaux peut être prédite (au moins théoriquement) à partir de la courbe de "paramétrisation" construite avec les décroissances isothermes de la modulation.

Cependant nous ne disposons pas de conclusions similaires pour des réseaux inscrits dans une fibre hydrogénée contenant à la fois du germanium et du phosphore, il est nécessaire de mener ce type d'étude sur la fibre GFF. Nous nous proposons donc de suivre les évolutions de l'indice modulé lors d'expériences de vieillissement thermique accéléré de réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre GFF hydrogénée. A cet effet, plusieurs réseaux élémentaires présentant de niveaux de modulation d'indice (et donc des visibilités différentes dans notre cas) ont été préparés puis soumis à des élévations thermiques isothermes. Les traitements préalables ainsi que les dispositifs expérimentaux employés sont décrits dans les sections 6.3 et 6.4.

## 5.4.2 Préparation des réseaux

Afin de mener à bien notre étude, nous proposons d'inscrire trois séries de réseaux de Bragg « élémentaires », chaque série étant caractérisée par une valeur particulière de son

amplitude de modulation d'indice. Le contraste de chacun de nos réseaux sera définie comme le rapport entre l'amplitude de modulation d'indice de réfraction  $\Delta n_{\text{mod}}$  et l'amplitude du changement d'indice moyen  $\Delta n_{\text{moy}}$ . Le dispositif expérimental employé pour l'inscription des réseaux est le même que celui décrit dans la section 5.1 de ce chapitre afin d'inscrire les monofiltres GFF. Nous utilisons pour inscrire les réseaux, le laser ultraviolet délivrant une onde de pompe à 248nm fonctionnant en régime impulsif. Le masque de phase permet de réaliser le champ de franges, appliqué sur le cœur des fibres optiques dédiées au GFF. Les fibres sont préalablement chargées en hydrogène sous haute pression, à température ambiante durant une période de deux semaines (140atm, 20°C).

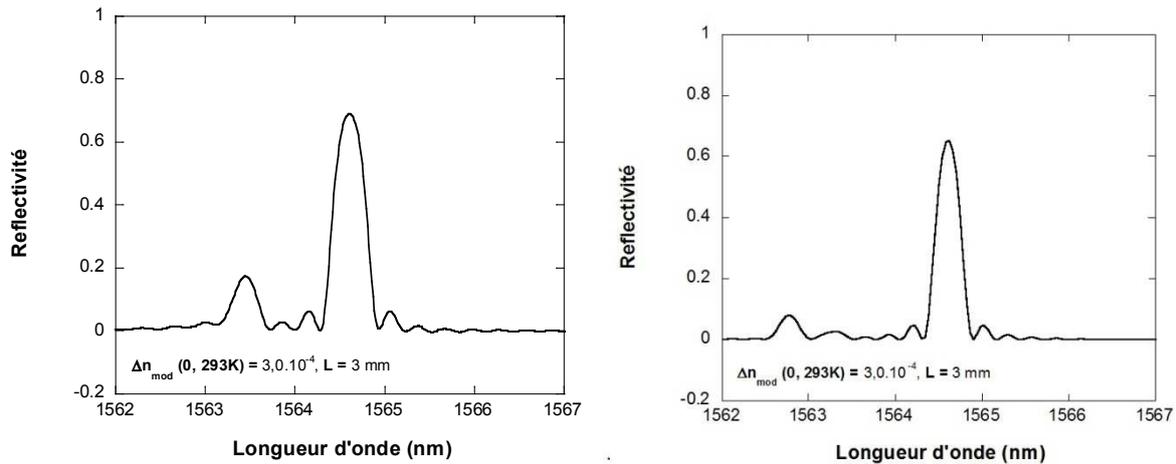


Figure 5-9 : Exemple de spectre d'un réseau de longueur 3 mm dont l'amplitude de modulation d'indice est de  $3,0 \cdot 10^{-4}$  : (à gauche) Spectre expérimental, (à droite) Spectre modélisé.

#### La préparation des réseaux s'effectue en plusieurs étapes:

Dans un premier temps, on vient inscrire à l'aide du masque de phase un réseau d'amplitude de modulation d'indice de réfraction donnée. Afin d'obtenir des réseaux de réflectivité adaptée à minimiser les incertitudes de mesures, la longueur des réseaux sera adaptée à l'amplitude du  $\Delta n_{\text{mod}}$  que l'on cherche à étudier. La Figure 5-12 présente un exemple de spectre expérimental (à gauche) pour un réseau de 3mm de long ainsi que son spectre modélisé (à droite) avec le logiciel IFOgratings. Le pic principal est lié au couplage contrapropagatifs du mode fondamental ( $LP_{01+}$  vers  $LP_{01-}$ ) et l'étude ce dernier nous donnera des informations sur la stabilité de l'indice dans le cœur. Le pic secondaire aux basses longueurs d'ondes correspond au couplage vers le premier mode de gaine ( $LP_{01-}$  vers  $LP_{11}$ ) et son étude nous donnera une idée de la stabilité relative (au regard de celle du cœur) de l'indice photoinduit dans la gaine photosensible.

Dans un deuxième temps, les réseaux sont ensuite stockés dans une enceinte chauffante durant 2jours à 50°C puis 2jours à 110°C afin d'accélérer la diffusion de l'hydrogène résiduel contenu dans la fibre en dehors de celle-ci. Les réseaux sont ensuite stockés à température ambiante durant quelques semaines avant le début des expériences de vieillissement accéléré. L'histoire thermique des différentes séries de réseaux est rappelée dans les tableaux Tableau 5-4 et Tableau 5-5

Les réseaux de Bragg que nous avons inscrits sont regroupés en quatre séries :

La première série de 6 réseaux concerne des réseaux dont l'amplitude est la plus faible et égale à environ  $8.2.10^{-5}$ . Ces réseaux présentent une longueur de 10mm et une réflectivité de l'ordre de 0.75. Le contraste est fixé par le masque de phase et il est proche de 0.9.

Deux autres séries de 6 réseaux présentent des amplitudes de modulation d'indice plus importantes à savoir  $3.10^{-4}$  et  $7.6.10^{-4}$ . Ces réseaux sont longs respectivement de 3mm et 1mm ce qui conduit à une réflectivité de l'ordre de 0.7. On poursuit donc l'insolation jusqu'à obtenir la valeur souhaitée. Cependant cela conduit à augmenter l'amplitude d'indice moyen  $\Delta n_{\text{moy}}$  par rapport à l'amplitude de modulation  $\Delta n_{\text{mod}}$ . Et on obtient donc un contraste plus faible. Ainsi les contrastes sont de l'ordre de 0.4 pour ces deux séries de réseaux.

Une quatrième série de 9 réseaux est photo-inscrite dans les mêmes conditions d'irradiation (248nm, 200mJ/cm<sup>2</sup>) mais dans une fibre SMF28e+ hydrogénée à titre de comparaison. Ces réseaux sont longs de 10mm et la modulation d'indice est de l'ordre de  $10^{-4}$ . Cette série a été présentée également dans le cadre du chapitre 4 sur les compensateurs de dispersion chromatique. Le détail des caractéristiques des composants disponibles pour nos expériences est présenté dans le paragraphe suivant.

Numéro	Longueur (mm)	Dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
5	1	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
6	1	2 jours @ 50 degrés puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
7	1	2 jours @ 50 °C s puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
8	1	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
9	1	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
10	1	2 jours @ 50°C puis 2 jours @110°C	Non	11/2010	14/01/2011

*Tableau 5-1 : Histoire thermique des réseaux inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $7.6.10^{-4}$*

Numéro	Longueur (mm)	Dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
5	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
6	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011

7	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
8	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
9	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
10	3	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011

*Tableau 5-2 : Histoire thermique des réseaux inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $3.10^{-4}$*

Numéro	Longueur (mm)	Dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
1-2	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
1-3	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
1-4	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	14/01/2011
2-2	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
2-3	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011
2-4	10	2 jours @ 50°C puis 2 jours @ 110°C	Non	11/2010	23/02/2011

*Tableau 5-3 : Histoire thermique des réseaux inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $8.2.10^{-5}$*

Les caractéristiques des réseaux préparés (la réflectivité R, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ ,  $\Delta n_{mod}$ ,  $\Delta n_{moy}$ , et le contraste C) en vue des destructions thermiques sont présentées dans les tableaux Tableau 5-6, Tableau 5-7 et Tableau 5-8. Les valeurs de  $\Delta n_{mod}$  et  $\Delta n_{moy}$  se calculent à partir des relations (3-5) et (3-7). Sur l'ensemble des résultats expérimentaux, la correction de l'intégrale de recouvrement prenant en compte l'évolution des paramètres de propagation avec la durée d'insolation a été effectuée (voir chapitre 3).

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (avant recuit)	$R_{init}$ (avant recuit)	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit)	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit)	Contraste (avant recuit)
5	293	1565.189	0.778	8.63E-04	2.01E-03	0.43
6	293	1565.045	0.690	7.41E-04	1.77E-03	0.42
7	293	1565.407	0.699	7.53E-04	2.37E-03	0.32
8	293	1564.969	0.680	7.29E-04	1.64E-03	0.44

9	293	1564.995	0.687	7.37E-04	1.68E-03	0.44
10	293	1564.977	0.684	7.34E-04	1.66E-03	0.44

Tableau 5-4 : Caractéristiques spectrales initiales de la première série de réseaux photo-inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $7.6.10^{-4}$  et une longueur de 1 mm

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (avant recuit)	$R_{init}$ (avant recuit)	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit)	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit)	Contraste (avant recuit)
5	293	1564.329	0.690	2.47E-04	5.76E-04	0.43
6	293	1564.546	0.800	3.00E-04	5.70E-04	0.53
7	293	1564.219	0.723	2.61E-04	3.94E-04	0.66
8	293	1564.306	0.728	2.63E-04	5.38E-04	0.49
9	293	1564.287	0.721	2.60E-04	5.06E-04	0.51
10	293	1564.223	0.717	2.58E-04	4.01E-04	0.64

Tableau 5-5 : Caractéristiques spectrales initiales de la deuxième série de réseaux photo-inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $3.10^{-4}$  et une longueur de 3 mm

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (avant recuit)	$R_{init}$ (avant recuit)	$\Delta n_{mod}$ (avant recuit)	$\Delta n_{moy}$ (avant recuit)	Contraste (avant recuit)
1-2	293	1564.042	0.743	8.10E-05	9.85E-05	0.82
1-3	293	1564.017	0.743	8.10E-05	9.68E-05	0.84
1-4	293	1564.037	0.765	8.42E-05	9.08E-05	0.93
2-2	293	1564.062	0.743	8.09E-05	8.89E-05	0.90
2-3	293	1564.070	0.766	8.44E-05	9.28E-05	0.90
2-4	293	1563.995	0.732	7.94E-05	8.73E-05	0.90

Tableau 5-6 : Caractéristiques spectrales initiales de la troisième série de réseaux photo-inscrits dans la fibre hydrogénée des composants GFF. Ces réseaux destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme ont en moyenne une amplitude de modulation d'indice de  $8.2.10^{-5}$  et une longueur de 10 mm

A titre d'exemple la Figure 5-13 montre un spectre typique en transmission avant et après recuit et retour à température ambiante. La température de recuit de ce réseau était de 413K. La Figure 5-13 permet de visualiser l'effet du recuit sur le spectre en réflectivité tout en s'affranchissant des effets réversibles (voir discussion dans la section suivante) puisque les mesures sont ici réalisées à température ambiante. Cette figure montre ainsi que le recuit de 3 semaines à 413K conduit à une diminution irréversible de la réflectivité ainsi que de la longueur d'onde de Bragg. A noter aussi que la signature spectrale ne change pas de manière significative entre le début et la fin du recuit mais on remarque que la réflectivité du pic lié au premier mode de gain décroît plus rapidement que celle liée au mode fondamental. Dans la suite nous étudierons ces deux pics de Bragg afin de déduire les deux courbes maîtresses correspondantes. En particulier la courbe maîtresse liée au couplage vers le premier mode de gaine nous informera sur la stabilité des variations d'indice dans la gaine photosensible.

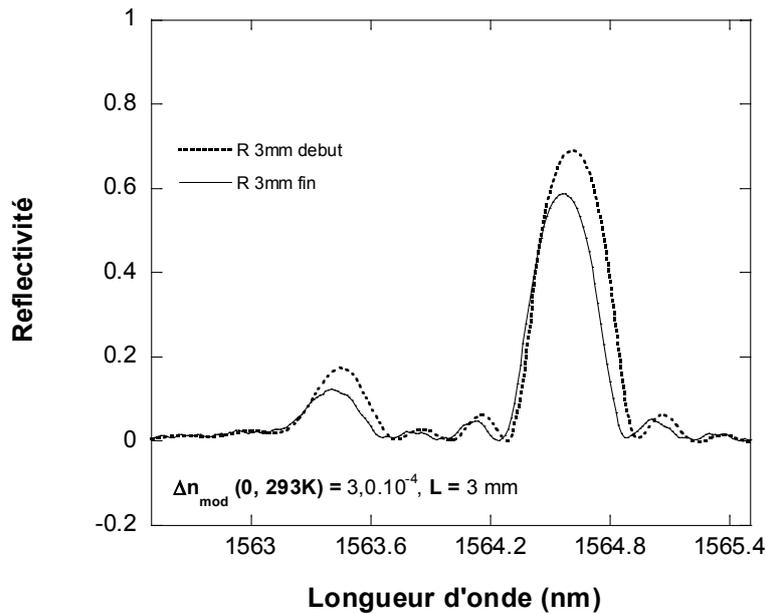


Figure 5-10 : Exemple de spectres d'un réseau de la série de réseau dont l'amplitude de modulation d'indice est de  $3.10^{-4}$  et d'une longueur de 3 mm. Les spectres sont enregistrés avant et après les expériences de destruction thermique isotherme à 413K.

### 5.4.3 Prise en compte des effets réversibles

Les expériences de vieillissements accélérés étant conduites à des températures allant jusque 513K, nous avons décidé de déterminer les effets réversibles sur la réflectivité ainsi que sur la longueur d'onde de Bragg dans tous les types de réseaux étudiés par la suite. Les résultats obtenus dans la fibre «GFF» sont donc présentés ci-dessous.

#### 5.4.3.1 Effet réversible sur la longueur d'onde de Bragg

La Figure 5-14 représente l'évolution en fonction de la température de la longueur d'onde de Bragg de réseaux inscrits dans la fibre « GFF ». Ces réseaux ont été préalablement passivés durant 3 jours à une température de 613K de manière à les stabiliser et d'éviter ainsi d'enregistrer des effets irréversibles. L'analyse de cette figure permet de conclure que la variation réversible de la longueur d'onde de Bragg varie linéairement avec la température entre 293K et 573K avec une pente moyenne de  $13.4 \pm 1$  pm/K. A titre de comparaison nous obtenons une pente moyenne de  $11.5 \pm 2$  pm/K pour des réseaux similaires inscrits dans une fibre SMF28e+ hydrogénée. Ces deux coefficients sont donc très proches l'un de l'autre et correspondent aux valeurs standard publiées dans la littérature.

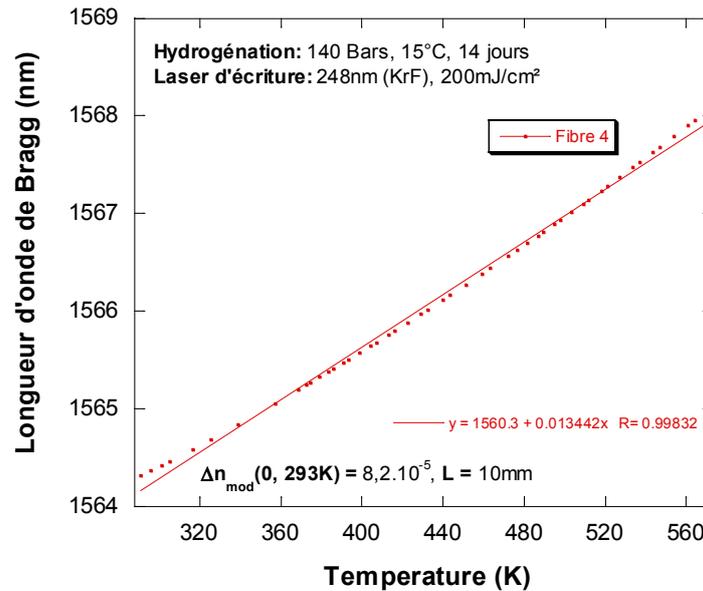


Figure 5-11 : Evolution réversible de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la température des réseaux inscrits dans la fibre des GFF

Ainsi cette droite de calibration nous permettra dans la suite de calculer la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg des réseaux étudiés qui résulte du vieillissement isotherme. Dans la suite nous admettrons que la pente de cette fonction  $\Delta\lambda_B = f(\theta)$  ne dépend ni de la visibilité du réseau, ni de la modulation d'indice de réfraction. En supposant que ces hypothèses sont vérifiées et connaissant la longueur d'onde de Bragg à température ambiante, nous serons en mesure de calculer la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg qui résulte de l'effacement de l'indice moyen. Cela nous permettra aussi de mettre en évidence un éventuel changement de contraste. D'autre part il est très important de noter que la mesure du décalage réversible de la longueur d'onde de Bragg à la fin des destructions isothermes (en ramenant les fibres à température ambiante) nous permet d'estimer la température à laquelle le réseau de Bragg a été effectivement soumis au cours des recuits isothermes.

#### 5.4.3.2 Effet réversible sur la réflectivité

Comme mentionné dans le chapitre expérimental il est bien connu qu'une élévation de la température d'un réseau préalablement stabilisé (autrement dit passivé) peut conduire dans certains cas à une augmentation réversible de sa réflectivité. Cependant les variations réversibles de réflectivité avec la température dépendent de la concentration et de la nature des dopants de la fibre. En particulier elles sont notablement plus importantes si la fibre est fortement dopée par de l'oxyde de germanium. A noter qu'aucun changement significatif de réflectivité avec la température n'a été mis en évidence lorsque les réseaux sont inscrits dans les fibres chargées en hydrogène.

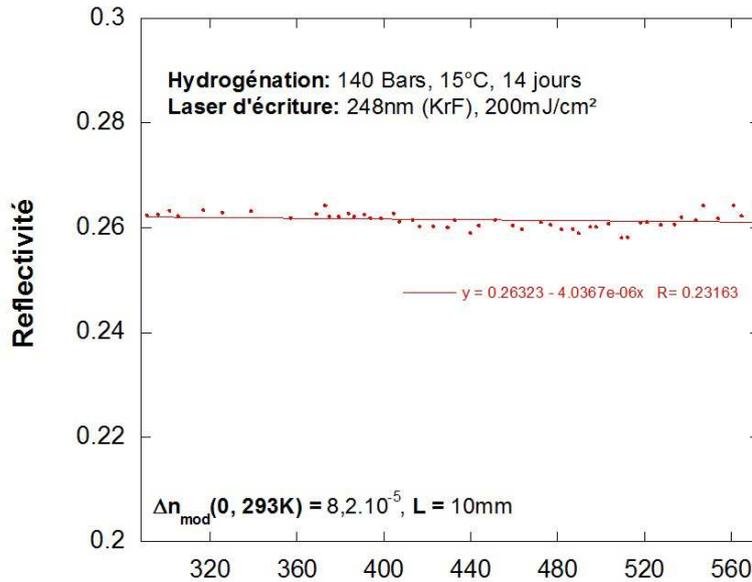


Figure 5-12 : Evolution de la réflectivité en fonction de la température (réseau photoinscrit dans la fibre hydrogénée des GFF puis passivé à 613K pendant 3jours).

Il est donc nécessaire de vérifier cet effet pour toute nouvelle fibre étudiée et en particulier pour notre fibre GFF dont le cœur est co-dopé germanium/phosphore et dont la gaine est fortement dopée en germanium. Cela nous permettra de corriger si nécessaire le changement réversible de la réflectivité introduit par l'élévation en température lors des vieillissements isothermes. Dans le cas des fibres « GFF », la Figure 5-15 montre qu'aucun changement significatif n'a été mis en évidence pour les réseaux de Bragg étudiés pour des températures inférieures à 570K et au regard de l'incertitude de nos mesures ( $\Delta R \approx 5.10^{-4}$ ). Cette conclusion est valable quelle que soit l'amplitude initiale de la modulation d'indice des réseaux étudiés.

#### 5.4.4 Résultats expérimentaux des vieillissements isothermes

Afin de pouvoir déduire NICC il est nécessaire de connaître  $ICC(t=0, T)$ , nous avons donc enregistré la réflectivité et la longueur d'onde des réseaux pendant une quinzaine de minutes à température ambiante avant de les placer dans les fours. Re-précisons que NICC, peut être assimilé à  $\frac{\Delta n_{mod}(t)}{\Delta n_{mod}(t=0)}$  à condition de supposer que l'intégrale de recouvrement ne dépend pas de la température du recuit isotherme ni de  $\Delta n_{mod}$  lui-même. La validité de ces hypothèses est discutée dans le chapitre expérimental.

Les figures Figure 5-16 Figure 5-17 et Figure 5-18 représentent les décroissances isothermes du facteur  $NICC(t, T)$  pour les 3 séries de réseaux de Bragg. Pour chaque série trois réseaux identiques ont été soumis aux 3 températures suivantes chauffage 413K, 453K et 513K. Les graphes sont représentés en échelle linéaire sur l'intervalle de temps correspondant à la durée des vieillissements isothermes à savoir au moins 3 semaines. L'examen de ces figures montre que les courbes relatives aux différentes isothermes sont confondues à notre précision près ce qui permet d'une part d'apprécier la reproductibilité du procédé et d'autre

part cela nous fournira les éléments nécessaires à l'évaluation de l'erreur sur la prédiction de durée de vie. De plus il apparaît que quelle que soit la température de la fibre, l'élévation thermique se traduit par une décroissance monotone du facteur NICC(t,T) des réseaux. La cinétique de décroissance est d'autant plus rapide que la température est élevée.

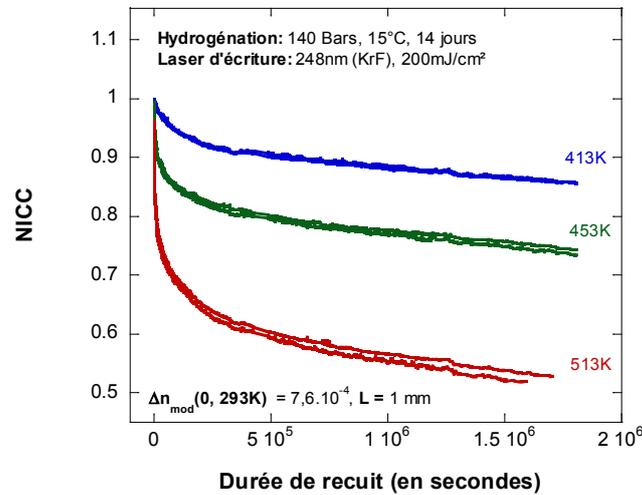


Figure 5-13 : Evolutions isothermes de NICC pour des réseaux ayant une amplitude de modulation d'indice initiale de  $7.6.10^{-4}$ . Ces réseaux sont inscrits dans la fibre GFF puis dégazés « à chaud ».

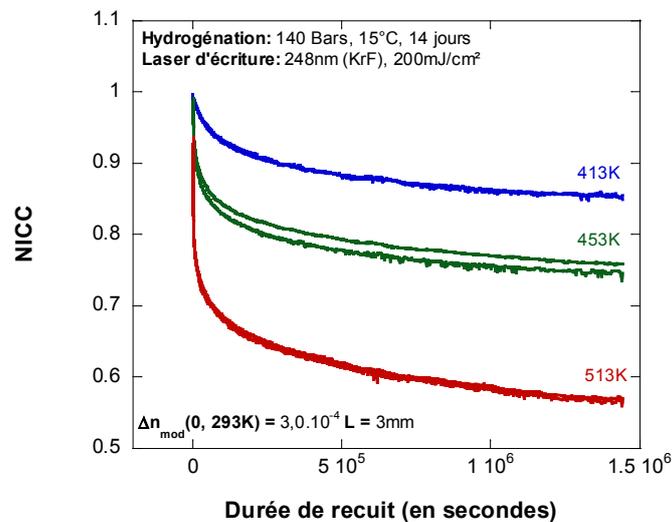


Figure 5-14 : Evolutions isothermes de NICC pour des réseaux ayant une amplitude de modulation d'indice initiale de  $3.10^{-4}$ . Ces réseaux sont inscrits dans la fibre GFF puis dégazés « à chaud ».

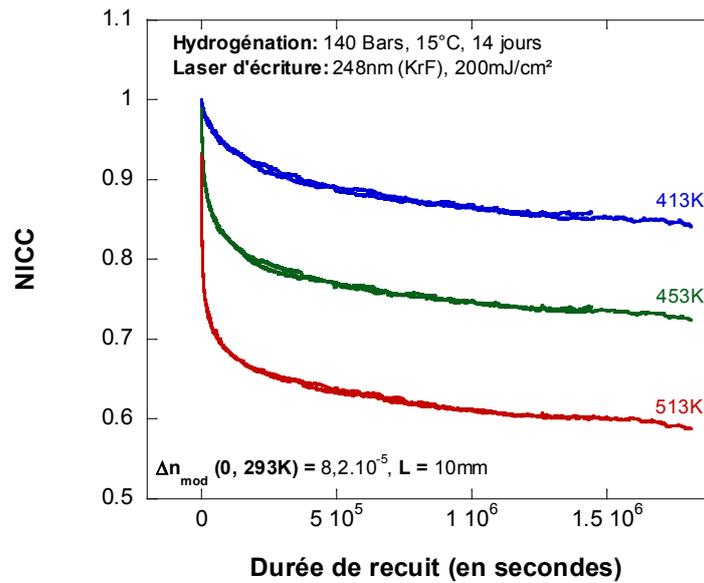


Figure 5-15 : Evolutions isothermes de NICC pour des réseaux ayant une amplitude de modulation d'indice initiale de  $8,2 \cdot 10^{-5}$ . Ces réseaux sont inscrits dans la fibre GFF puis dégazés « à chaud ».

Nous avons cherché à déterminer si la dépendance de la stabilité de la modulation avec l'amplitude initiale s'applique à nos réseaux. A cet effet, nous avons tracé sur la Figure 5-19 les résultats des trois décroissances isothermes effectuées respectivement à 413K, 453K et 513K et ce pour chacun des trois séries de réseaux. L'amplitude initiale de la modulation d'indice constitue le paramètre de ces abaques. Les courbes relatives aux isothermes à 413K et 453K sont confondues à notre précision près (de l'ordre de  $\pm 0.005$  sur NICC) alors que les autres graphes enregistrés à la température la plus élevée (513K) font apparaître une décroissance de la modulation d'indice normalisée d'autant plus marquée que l'amplitude initiale est importante. L'examen de la Figure 5-19 montre donc que la stabilité de la modulation d'indice dépend peu (à notre précision de mesure) de l'amplitude initiale de la modulation des réseaux.

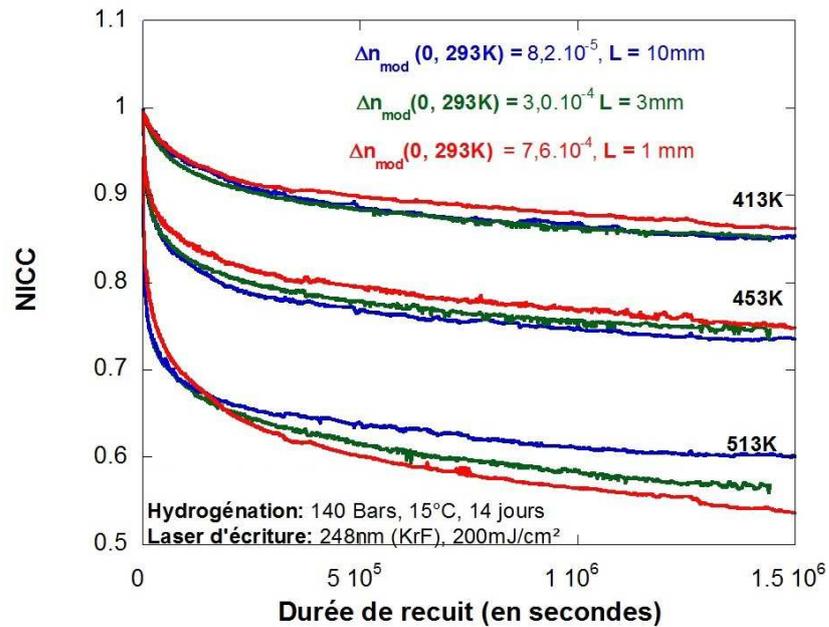


Figure 5-16 : Comparaison des évolutions de NICC pour les 3 différentes amplitudes de réseaux. Ces réseaux sont inscrits dans la fibre GFF puis dégazés à chaud.

Les tableaux Tableau 5-9, Tableau 5-10 et Tableau 5-11 regroupent les mêmes données après recuit. Il apparaît clairement que la longueur d'onde, la réflectivité,  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$  diminuent au cours du recuit et ce d'autant plus que la température est élevée. Bien que les incertitudes soient particulièrement élevées, on semble mettre en évidence une augmentation significative du contraste avec le vieillissement accéléré. Cet effet est d'autant plus marqué pour les réseaux de 1mm où la valeur initiale de la modulation d'indice est la plus forte.

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (après recuit)	$R_{\text{final}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{mod}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{moy}}$ (après recuit)	Contraste (après recuit)
5	413	1565.095	0.724	7.84E-04	8.79E-04	0.89
6	453	1564.870	0.554	5.98E-04	5.98E-04	1.00
7	513	1565.142	0.409	4.72E-04	4.62E-04	1.02
8	413	1564.895	0.620	6.63E-04	7.32E-04	0.91
9	453	1564.835	0.549	5.93E-04	6.42E-04	0.92
10	513	1564.792	0.393	4.58E-04	5.68E-04	0.81

Tableau 5-7 : Caractéristiques spectrales des réseaux photo-inscrits de 1 mm dans la fibre hydrogénée des composants GFF après les expériences de destruction thermique isotherme

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (après recuit)	$R_{\text{final}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{mod}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{moy}}$ (après recuit)	Contraste (après recuit)
5	413	1564.275	0.586	2.10E-04	2.24E-04	0.94
6	453	1564.467	0.900	3.78E-04	4.68E-04	0.81
7	513	1564.172	0.367	1.46E-04	6.98E-05	2.09
8	413	1564.253	0.634	2.26E-04	2.07E-04	1.09
9	453	1564.212	0.527	1.91E-04	1.35E-04	1.42
10	513	1564.172	0.358	1.43E-04	6.67E-05	2.15

Tableau 5-8 : Caractéristiques spectrales des réseaux photo-inscrits de 3 mm dans la fibre hydrogénée des composants GFF après les expériences de destruction thermique isotherme

Numéro de fibre	Température (K)	$\lambda_B$ (nm) à 293K (après recuit)	$R_{\text{final}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{mod}}$ (après recuit)	$\Delta n_{\text{moy}}$ (après recuit)	Contraste (après recuit)
1-2	413	1564.020	0.646	6.91E-05	6.08E-05	1.14
1-3	453	1563.988	0.554	5.97E-05	?	?
1-4	513	1564.017	0.447	5.03E-05	5.97E-05	0.84
2-2	413	1564.049	0.684	7.34E-05	5.93E-05	1.24
2-3	453	1564.047	0.621	6.63E-05	4.61E-05	1.44
2-4	513	1563.975	0.465	5.18E-05	4.61E-05	1.12

Tableau 5-9 : Caractéristiques spectrales des réseaux photo-inscrits de 10 mm dans la fibre hydrogénée des composants GFF après les expériences de destruction thermique isotherme.

**Remarque au sujet de l'indice moyen :** Par ailleurs la mesure de la longueur d'onde de Bragg des réseaux caractérisés par une modulation d'indice faible ( $\Delta n_{\text{mod}} \sim 8.2 \cdot 10^{-5}$ ,  $L=10\text{mm}$ , réseaux de la Figure 5-18) a été effectuée au cours des chauffages isothermes avec une précision relative de l'ordre de 10pm. Aucune variation significative de la longueur d'onde de Bragg de ces réseaux n'a été décelée lors des chauffages isothermes à 413K, 453K et 513K et ceci pour une période de mesure  $\{t=\text{quelques secondes} - 4 \text{ semaines}\}$ . La décroissance de la longueur d'onde de Bragg des réseaux dont l'amplitude est la plus élevée ( $\Delta n_{\text{mod}} = 7.6 \cdot 10^{-4}$ ) est de l'ordre de -0.1nm pendant la même période de chauffage à 413K.

Rappelons que la largeur spectrale de ces réseaux de longueur 1mm est égale à environ 2nm et que le premier mode de gaine se recouvre spectralement avec le mode fondamental. Par ailleurs, nous ne disposons pas d'un lambda-mètre pour étalonner la longueur d'onde du laser utilisé pour procéder aux enregistrements si bien qu'une dérive de longueur d'onde du même ordre de grandeur ne peut être exclue sur la période des mesures d'une durée de 3 semaines.

Ainsi compte tenu de l'incertitude des mesures (qui peut atteindre aisément  $\pm 30\text{pm}$  sur une mesure de translation irréversible) et des corrections appliquées afin de déterminer la valeur de  $\Delta n_{\text{moy}}(t=0)$  avant les expériences de vieillissement (voir chapitre 3), aucune conclusion significative relative à la dépendance de  $\text{NICC}_{\text{moy}}$  en fonction de l'amplitude initiale de la modulation d'indice de ces réseaux ne peut être déduite de ces résultats de mesure. Nous pouvons cependant conclure que la dépendance de  $\text{NICC}_{\text{moy}}$  avec la valeur de l'amplitude initiale (si elle existe) semble faible.

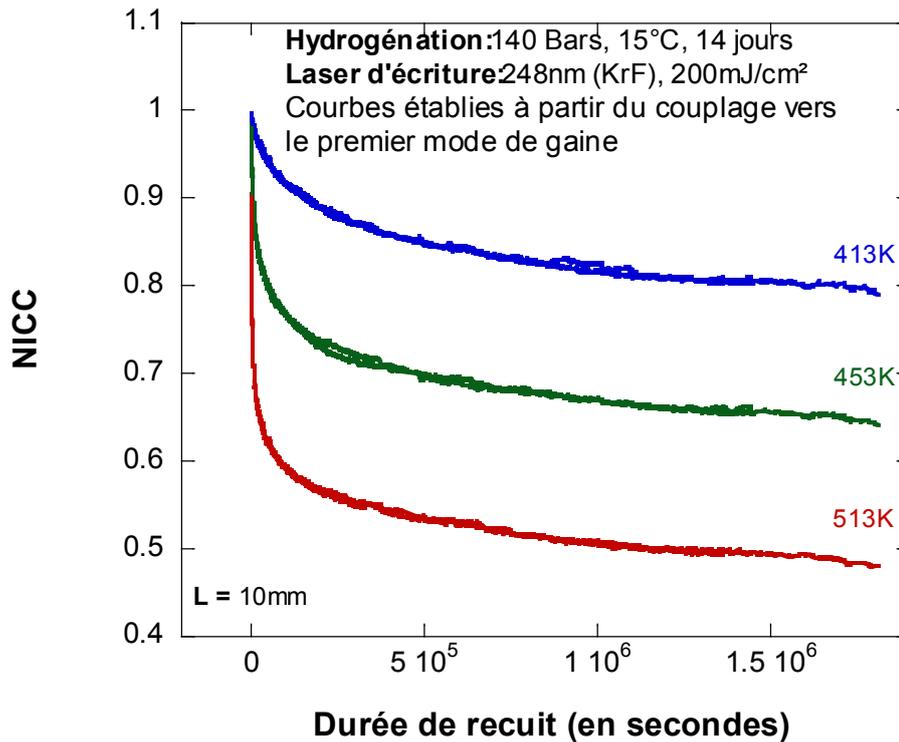


Figure 5-17: Evolutions isothermes de NICC pour les réseaux de 10mm photoinscrits dans la gaine photosensible et dont on estime l'amplitude de modulation d'indice initiale à  $3 \cdot 10^{-4}$ . Ces réseaux sont inscrits dans la fibre GFF puis dégazés à chaud.

#### 5.4.5 Traitement et paramétrisation des données relatives à la modulation d'indice à l'aide du cadre de travail VAREPA

Nous illustrons maintenant l'utilisation du formalisme de la Courbe Maîtresse en l'appliquant sur les données expérimentales qui correspondent à « la modulation d'indice ». La courbe maîtresse se détermine à partir des courbes isothermes représentant NICC en fonction de la durée du chauffage. La méthode consiste à regrouper les courbes isothermes en une courbe unique représentant NICC en fonction de l'énergie de démarcation  $E_d$  définie dans le chapitre 2 par

$$E_d = k_B T \ln(k_0 t)$$

Rappelons que l'approche VAREPA fixe les conditions de validité de la représentation de NICC en fonction d' $E_d$  [19].

1) La première étape consiste à représenter NICC en fonction de  $E = k_B T \ln(t)$  où  $T$  représente la température de l'isotherme considérée (en Kelvin) et  $k_B$  la constante de Boltzmann. A partir de  $n$  isothermes (en général entre 6 et 9 isothermes), nous obtenons ainsi  $n$  courbes. L'origine des abscisses de ces courbes dépend de  $\ln(k_0)$ .

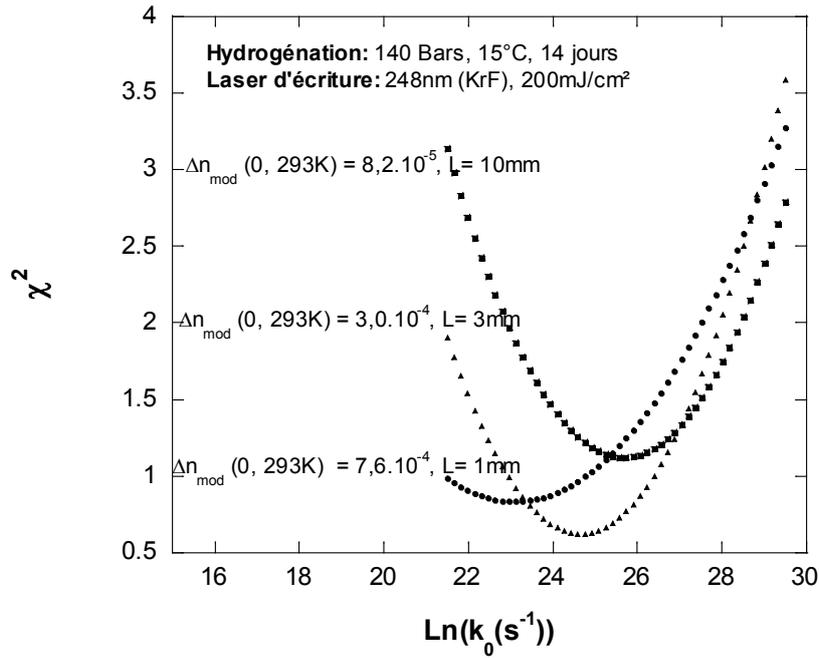


Figure 5-18 : Courbes des  $\chi^2$  pour chacune des trois séries de réseaux ayant une amplitude de modulation d'indice moyenne à l'origine de  $7.6.10^{-4}$ ,  $3.10^{-4}$  et  $8.2.10^{-5}$ . Une valeur minimale du paramètre  $\chi^2$  optimise le regroupement de différentes courbes isothermes sur l'axe des énergies de démarcation.

2) Une variation de  $k_0$  permet de déplacer les données horizontalement sur une figure ou serait représentée NICC en fonction de  $k_B T \ln(t)$ . La deuxième étape consiste à déterminer la valeur de  $k_0$  qui optimise le regroupement de 9 courbes (3 par température et 3 isothermes) en une seule. Nous avons mis au point un programme de détermination de la valeur de  $k_0$  qui optimise le regroupement de l'ensemble des isothermes sur une seule et même courbe en fonction de l'énergie de démarcation  $E_d$  (méthode de moindres carrés). Concrètement, le paramètre  $k_0$  est déterminé par une méthode de moindres carrés, qui minimise la valeur du  $\chi^2$ . Les courbes des  $\chi^2$  en fonction de la valeur de  $\ln(k_0)$  sont représentés sur la Figure 5-21 pour les bases de données de l'évolution du facteur NICC pour les trois séries de réseaux inscrits dans la fibre « GFF ». Le calcul de l'intervalle de confiance sur ce paramètre est détaillé dans le chapitre expérimental.

3) Une fois la valeur de  $k_0$  déterminée, les courbes maîtresses peuvent être construites. Les figures Figure 5-22, Figure 5-23 et Figure 5-24 représentent les 3 courbes maîtresses pour les trois séries de réseaux inscrits dans la fibre « GFF ». La valeur numérique du paramètre  $\ln(k_0)$  correspondant au regroupement optimal des trois isothermes en une courbe maîtresse est égale à  $23.1 \pm 5.7$  pour  $\Delta n_{\text{mod}} = 7.6.10^{-4}$ ,  $25.7 \pm 4.2$  pour  $\Delta n_{\text{mod}}$  de  $3.0.10^{-4}$  et  $24.7 \pm 4.0$  pour  $\Delta n_{\text{mod}}$  de  $8.2.10^{-5}$ . A titre de comparaison la valeur numérique du coefficient  $\ln(k_0)$  qui optimise le regroupement des courbes pour la fibre SMF28e+ est égale à  $24.7 \pm 4.9$ .

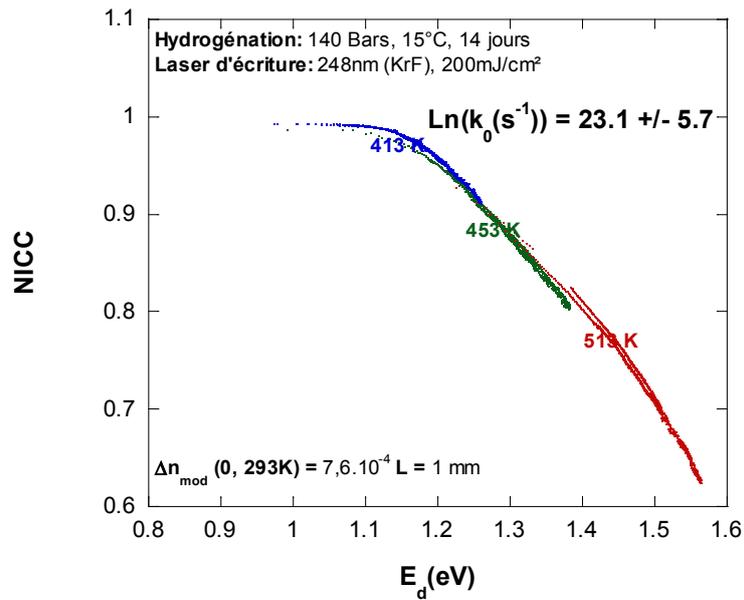


Figure 5-19: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur NICC de neuf réseaux de longueur 1 mm et un  $\Delta n_{mod}$  moyen de  $7.6 \cdot 10^{-4}$  inscrits dans la fibre GFF.

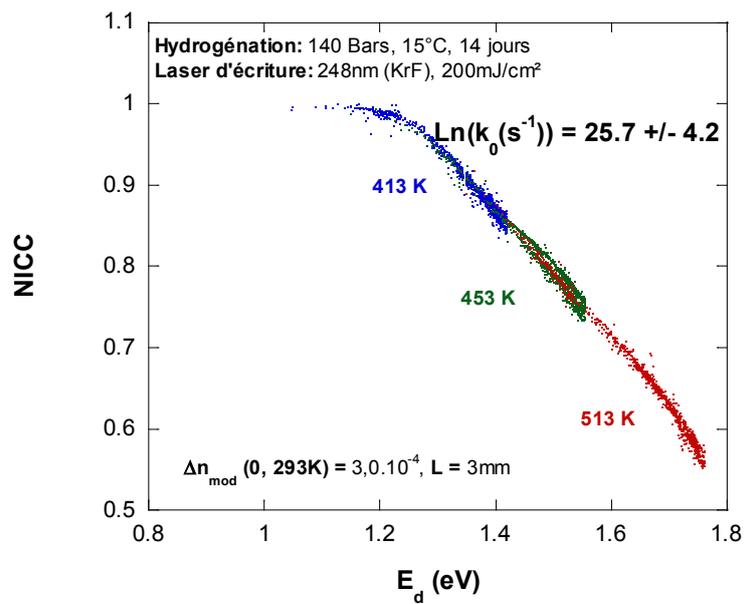


Figure 5-20: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur NICC de neuf réseaux de longueur 3 mm et un  $\Delta n_{mod}$  de  $3 \cdot 10^{-4}$  inscrits dans la fibre GFF.

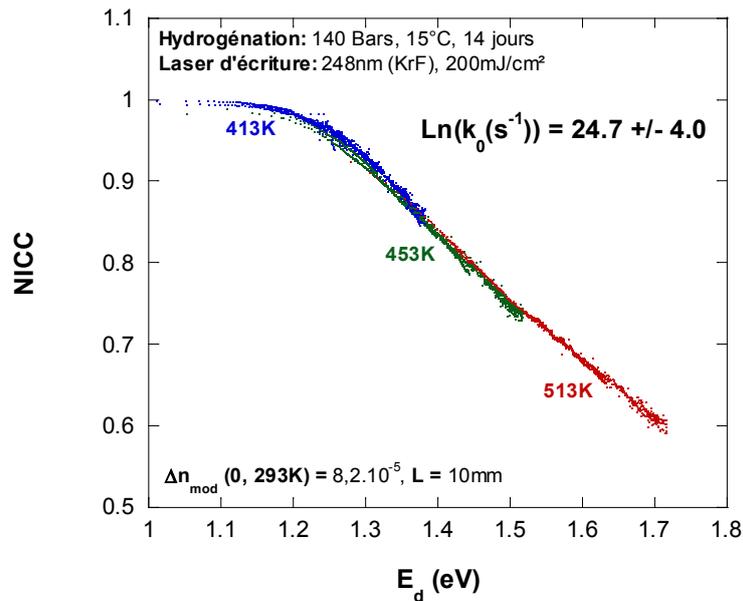


Figure 5-21: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur NICC de neuf réseaux de longueur 10 mm et un  $\Delta n_{\text{mod}}$  de  $8.2 \cdot 10^{-5}$  inscrits dans la fibre GFF.

Sur la Figure 5-19, nous avons montré que les différences entre les décroissances isothermes de réseaux de différentes amplitudes restent inférieures à notre précision de mesure. Nous allons maintenant examiner dans quelle mesure cette similitude se trouve conservée lorsque l'on détermine les courbes maîtresses associées à l'évolution de la modulation d'indice des réseaux. Les courbes maîtresses correspondantes aux figures Figure 5-22, Figure 5-23 et Figure 5-24 ont été regroupées sur une même Figure 5-25 afin de faciliter leur comparaison. A titre de comparaison nous avons aussi ajouté la courbe maîtresse pour des réseaux similaires inscrits dans la fibre SMF28e+. La valeur numérique du coefficient  $\ln(k_0)$  qui optimise le regroupement des courbes pour la fibre SMF28e+ est égale à  $24.7 \pm 4.9$ .

La comparaison des graphes présentés sur les figures Figure 5-22, Figure 5-23 et Figure 5-24 fait apparaître une différence sensible sur la position de l'intervalle de variation de  $E_d$  sur lequel les courbes maîtresse sont définies. Ainsi pour les réseaux d'amplitude  $\Delta n_{\text{mod}} = 7.10^{-4}$ ,  $E_d$  évolue entre 1eV et 1.55eV, pour  $\Delta n_{\text{mod}} = 3.10^{-4}$  entre 1eV et 1.75eV et pour  $\Delta n_{\text{mod}} = 8.2.10^{-5}$  entre 1eV et 1.7eV. Au point d'ordonnée  $\text{NICC} = 0.8$  correspond une abscisse égale à 1.4eV, 1.5eV et 1.45eV respectivement pour les réseaux d'amplitude  $7.6.10^{-4}$ ,  $3.10^{-4}$  et  $8.2.10^{-5}$ . Il apparaît donc que de petites différences dans les conditions expérimentales<sup>1</sup> et dans l'aspect des décroissances isothermes se traduisent par un écart perceptible sur la détermination des couples {Courbe Maîtresse,  $k_0$ }.

<sup>1</sup> Les durées des destructions isothermes des réseaux de différentes amplitudes ne sont pas rigoureusement identiques.

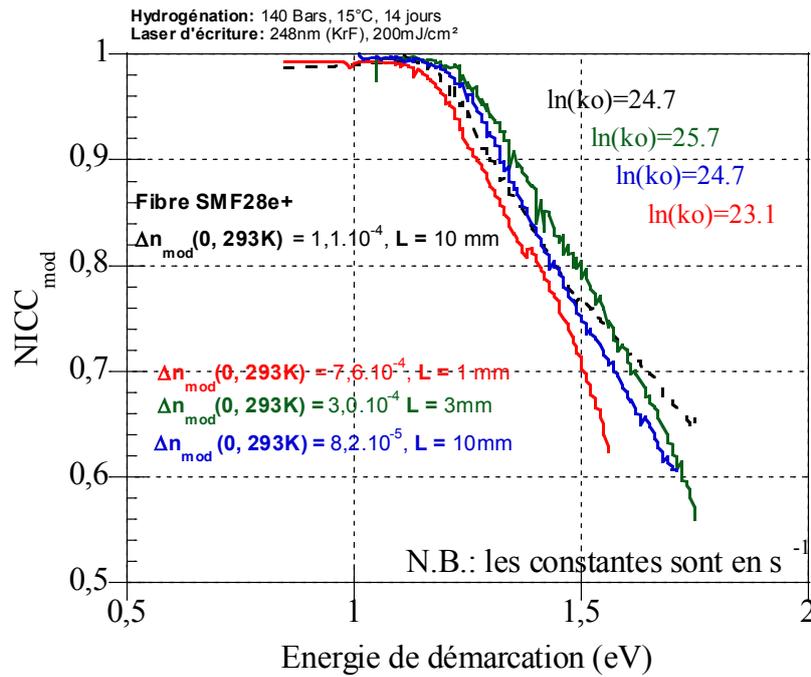


Figure 5-22: Comparaison des 3 courbes maîtresses pour les 3 différentes amplitudes d'indice étudiées. La courbe maîtresse correspondant à des réseaux similaires mais photoinscrits dans une fibre SMF28e+ (pointillés noirs) a été ajoutée à titre de comparaison.

**Remarque :** La courbe maîtresse déterminée, comme il est indiqué plus haut, peut être utilisée pour prédire la durée de vie des réseaux, en effet il n'est pas nécessaire de tenir compte de l'histoire thermique des réseaux. Mais par soucis de cohérence avec les publications précédentes on peut tenir compte de cette histoire thermique. Après l'inscription des réseaux, nous avons dégazé les réseaux pendant 2 jours à 50°C et 2 jours à 110°C et les réseaux ont ensuite été stockés pendant plusieurs semaines à température ambiante avant de procéder aux expériences de vieillissement accéléré. L'instant d'origine des élévations thermiques ne coïncide donc pas avec l'instant d'origine de l'histoire thermique du réseau. La courbe maîtresse permet cependant de calculer à quelle durée équivalente (pour l'évolution du réseau à la température de l'isotherme) correspond une durée 2 jours à 50°C puis de 2 jours à 110°C Il est ainsi possible de corriger chaque isotherme de cette durée équivalente tout en sachant que cela ne changera pas la valeur du  $k_0$ .

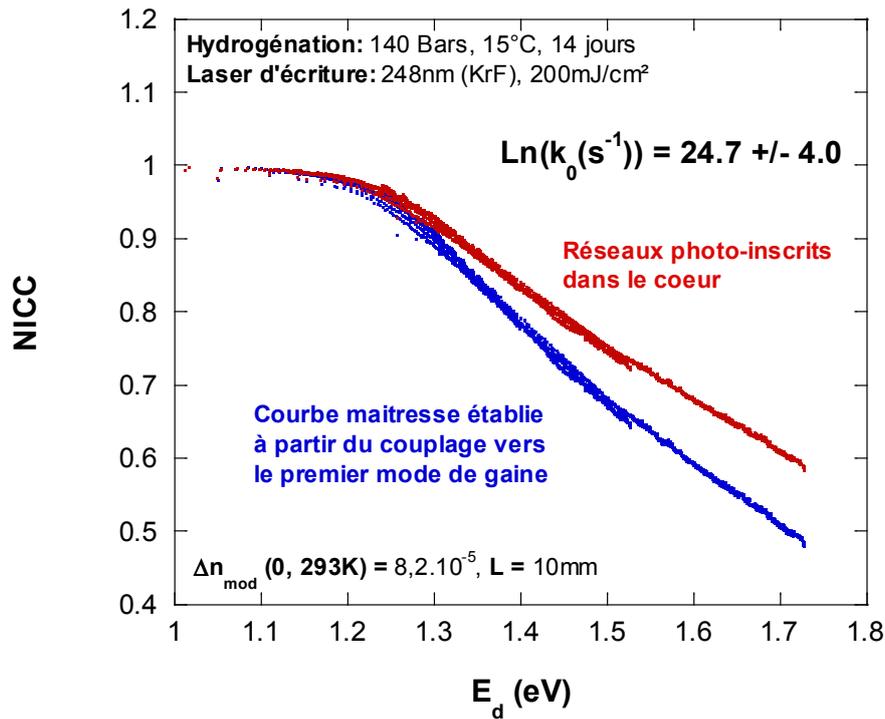


Figure 5-23: Comparaison des 2 courbes maîtresses pour les réseaux d'amplitude 8.2.10<sup>-5</sup> : en bleu la courbe maîtresse obtenue à partir du couplage vers le premier mode de gaine et en rouge celle liée au mode fondamental.

Sur la Figure 5-26, nous présentons deux courbes maîtresses pour les réseaux d'amplitude 8.2.10<sup>-5</sup>. Celle en bleu a été obtenue à partir du couplage vers le premier mode de gaine (LP<sub>01</sub>- vers LP<sub>11</sub>) et donne une idée de la stabilité qualitative de l'indice dans la gaine photosensible. La courbe en rouge est liée au couplage contra-propagatif du mode fondamental (LP<sub>01</sub>+ vers LP<sub>01</sub>-) et correspond à la stabilité de l'indice dans le cœur. Tout d'abord il est important de noter que ces deux courbes présentent le même  $k_0$  mais les couples {Courbe Maîtresse,  $k_0$ } sont très différents. En effet il apparaît qu'au-delà du coude (au-delà de  $E_d=1.25\text{eV}$ ) la pente de la courbe maîtresse liée au mode de gaine est significativement plus importante que celle liée au mode fondamental. Pour une énergie de démarcation de l'ordre de 1.4eV (énergie haute correspond à la fin de durée de vie d'un réseau déverminé, voir prochaine section), on obtient une valeur de 0.83 pour le cœur et de 0.78 pour la gaine. Ceci indique que la stabilité de l'indice est moindre dans la gaine photosensible qui est par ailleurs fortement dopée en Germanium. Cette conclusion est en accord avec des études qualitatives réalisées dans la thèse de Bruno Leconte [21] au moyen de recuits isochrones.

4) Enfin, il est possible de déterminer les paramètres d'un préchauffage (aussi appelé déverminage) du composant à une température définie par l'expérimentateur et pendant un temps donné par le modèle qui permettra d'assurer la stabilité thermique du composant durant sa vie dans le système de télécommunication (e.g. moins de 1% de variation de la réflectivité durant 25 ans à 45°C). A cet effet l'évolution de NICC peut être ajustée à une fonction analytique d' $E_d$  ou bien lorsque l'on veut prédire la durée de vie du composant à une fonction analytique de la durée du chauffage à une température donnée (celle du composant dans le système de télécommunication e.g. 25 ans à 45°C).

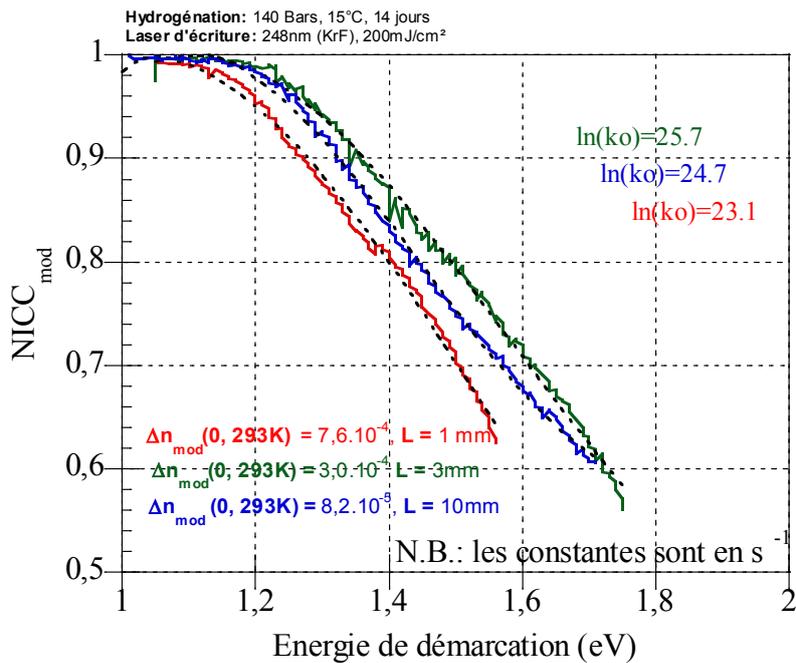


Figure 5-24: Comparaison des 3 courbes maîtresses pour les 3 différentes amplitudes d'indice. Les courbes en pointillés noirs correspondant à un ajustement des données sur un polynôme de degré 3 qui sera ensuite utilisé pour la prédiction.

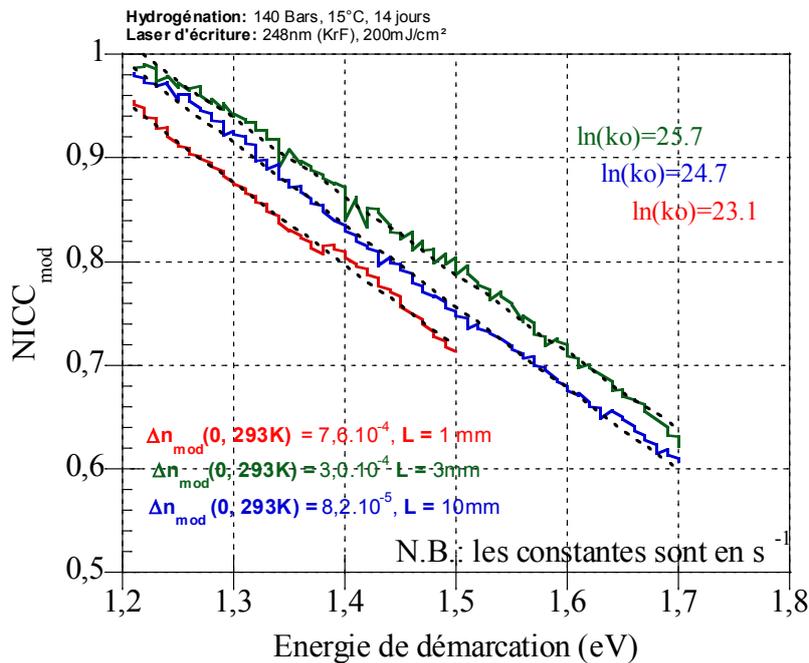


Figure 5-25: Comparaison des 3 courbes maîtresses dans la zone correspondant à des réseaux préalablement déterminés ( $E_d > 1.2 \text{ eV}$ ). Les courbes en pointillés noirs correspondant à un ajustement des données sur une droite qui sera ensuite utilisée pour la prédiction.

Nous illustrons maintenant l'utilisation du formalisme de la Courbe Maître en l'appliquant sur les données expérimentales qui correspondent à la modulation d'indice. Dans la suite nous traiterons principalement les données correspondant aux réseaux d'amplitude

$\Delta n_{\text{mod}}=7.6.10^{-4}$  car c'est le cas le plus défavorable. La Courbe Maître obtenue à partir des isothermes de la Figure 5-16 est représentée sur la Figure 5-22. La valeur numérique du coefficient  $\ln(k_0)$  qui optimise le regroupement des courbes est égale à 23.1. Les symboles pleins correspondent aux points expérimentaux alors que les courbes en pointillés représentent un ajustement par moindres carrés d'une loi polynomiale d'ordre trois en  $E_d$  sur ces données.

Nous pouvons remarquer que l'évolution de la modulation normalisée d'indice de réfraction peut être assimilée approximativement à une fonction linéaire décroissante de  $E_d$  dans l'intervalle  $\{1.2\text{eV} < E_d < 1.5\text{eV}\}$  pour les réseaux d'amplitude  $\Delta n_{\text{mod}}=7.6.10^{-4}$  et dans l'intervalle  $\{1.2\text{eV} < E_d < 1.7\text{eV}\}$  pour les réseaux d'amplitudes plus faibles. Cela est illustré à la Figure 5-28. Un résultat analogue a été publié par I. Riant *et al* [30].

#### 5.4.6 Calcul des paramètres de passivation des réseaux.

Le fabricant de réseaux de Bragg doit garantir la stabilité des caractéristiques spectrales de ses composants dans les conditions d'utilisation. Un cahier des charges typique pour les applications télécoms consiste à imposer que les caractéristiques spectrales des réseaux maintenus à une température moyenne de 45°C évoluent de moins de 1% pendant 25 ans. Ainsi la Figure 5-29 présente les évolutions de NICC lors d'un chauffage isotherme à 45°C pour la série de réseaux de 1mm de long. En pratique, ce type de courbes est obtenu à partir des courbes maîtresses et de leur ajustement (figures Figure 5-27 et Figure 5-28). Il apparaît sur cette figure qu'un réseau non passivé ne pourrait pas avoir cette stabilité, en effet la variation sur 25 ans à 45 degrés serait de 10% sur NICC pour un réseau d'amplitude  $\Delta n_{\text{mod}}=7.6.10^{-4}$  inscrit dans la fibre GFF et 3.5% dans les mêmes conditions de vie pour un réseau similaire inscrit dans la fibre SMF28e+. Pour des réseaux d'amplitudes  $\Delta n_{\text{mod}}=3.10^{-4}$  et  $\Delta n_{\text{mod}}=8.2.10^{-5}$ , la décroissance serait de respectivement 8 et 7%. Il est donc nécessaire soit d'attendre que les réseaux vieillissent afin de les amener au point A1 sur l'évolution isotherme ou de les passiver.

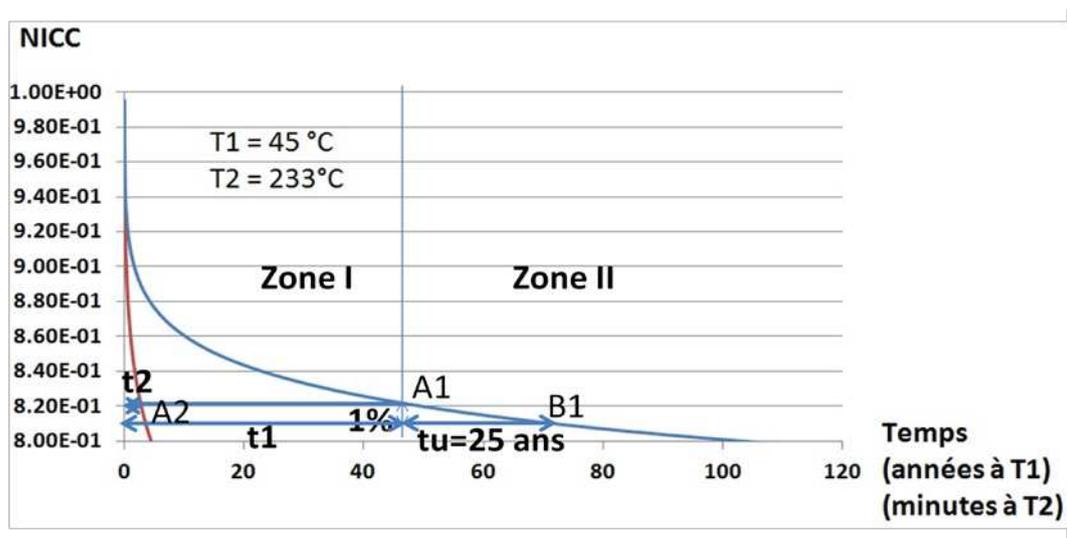


Figure 5-26: Evolution de l'amplitude normalisée de modulation d'indice et illustration du principe du déverminage.

Dans la suite nous allons déterminer si les conditions industrielles permettent de satisfaire aux conditions de durée de vie. Le déverminage du procédé industriel consiste à faire subir un chauffage à une température  $T_2$  de  $220\pm 5^\circ\text{C}$  pendant une durée  $t_2$  de 15 minutes et ce afin de garantir une stabilité (à 1% près) à la température maximale d'utilisation de  $45^\circ\text{C}$ . Comme décrit précédemment dans le chapitre 2 ce 'déverminage' permet l'élimination de centres de défauts photoinduits responsables de la modulation d'indice de réfraction, pour lesquels les états d'énergie sont inférieurs à  $E_d = k_B T_2 \ln(k_0 t_2)$ .

Nous avons utilisé les trois courbes maîtresses de la fibre GFF pour calculer les durées de recuit minimales nécessaires à la passivation à  $220\pm 5^\circ\text{C}$  de ces réseaux. A cet effet nous avons utilisé les représentations analytiques (voir figures Figure 5-27 et Figure 5-28) des courbes maîtresses provenant des réseaux élémentaires pour calculer les durées de recuit nécessaires à la passivation des réseaux inscrits dans les fibres hydrogénées. A noter que du fait de l'incertitude expérimentale qui est de l'ordre de  $\pm 5^\circ\text{C}$  sur la température de passivation, nous nous placerons directement dans le cas le plus défavorable à savoir une température effective de  $215^\circ\text{C}$ . Le Tableau 5-12 résume les principaux résultats liés à la détermination de conditions de déverminage adaptées.

Fibre	GFF								
	1			3			10		
Longueur réseau (mm)	1			3			10		
$\Delta n_{\text{mod max}}$	$7.6 \cdot 10^{-3}$			$3 \cdot 10^{-4}$			$8.2 \cdot 10^{-5}$		
$\ln(k_0)$	17.4	<b>23.1</b>	28.8	21.5	<b>25.7</b>	29.9	20.7	<b>24.7</b>	28.7
Incertitude sur $\ln(k_0)$		5.7			4.2			4	
$E_{\text{dd}}$ (eV)	1.055	1.205	1.289	1.166	1.273	1.316	1.139	1.243	1.315
NICC à $E_{\text{dd}}$	0.918	0.958	0.991	0.936	0.965	0.992	0.942	0.966	0.988
t(s) déverminage à $215^\circ\text{C}$	<b>873s</b>	<b>91s</b>	<b>2.1s</b>	<b>186s</b>	<b>32s</b>	<b>1.3s</b>	<b>220s</b>	<b>44s</b>	<b>4.2s</b>

Tableau 5-10: Durée de déverminage (à  $215^\circ\text{C}$ ) nécessaire pour que le NICC de réseaux élémentaires maintenus à  $45^\circ\text{C}$  diminuent de moins de 1% sur une période de 25 ans. Prise en compte de l'incertitude sur la détermination de  $k_0$ .

Tout d'abord afin d'estimer l'influence des incertitudes inhérentes à la détermination des couples  $\{k_0, \text{"courbe maîtresse"}\}$ , nous avons recommencé le calcul des durées de déverminage à  $215^\circ\text{C}$  à partir des "courbe maître" déterminées en faisant varier la valeur de  $\ln(k_0)$  entre sa valeur moyenne et les deux valeurs extrêmes correspondants aux incertitudes (typ.  $\pm 4$  sur la valeur de  $\ln(k_0)$ ). Ces deux bornes ont été déterminées en fixant la valeur de  $k_0$  aux bornes des intervalles de confiance à 68%. Cette valeur de l'intervalle de confiance est un standard statistique et correspond à un  $\Delta\chi^2$  de 1 dans un problème à un degré de liberté. Pour plus de détails à ce sujet le lecteur peut se référer au chapitre 2. Les résultats relatifs à la stabilisation de la modulation d'indice sont reportés dans le Tableau 5-12. L'examen de ce tableau fait apparaître une dispersion importante des durées de recuit. On observe ainsi une différence de deux ordres de grandeurs sur la durée de passivation lorsque l'on tient compte de l'incertitude sur la détermination de  $k_0$ . Ainsi il convient de remarquer que ces durées restent inférieures à la durée choisie dans le cadre du procédé industriel à savoir 900 secondes (15 minutes).

Dans un second temps nous avons reproduit ces calculs de durée de déverminage à 215°C pour les 3 séries de réseaux étudiés. L'examen du Tableau 5-12 indique que les durées relatives à la stabilisation des réseaux d'amplitudes élevées ( $7.6.10^{-4}$ ) s'avèrent significativement supérieures à celles nécessaires pour stabiliser ceux d'amplitudes plus faibles. Cependant la dispersion entre les durées de recuit se révèle dans ces conditions assez faible, puisque elle se limite à un facteur 2 de la durée moyenne alors qu'elle peut être supérieure à un facteur 10 dans les calculs effectués en tenant compte de l'incertitude sur le paramètre  $k_0$ . Enfin il convient de remarquer que ces durées sont considérablement inférieures à la durée choisie dans le cadre du procédé industriel à savoir 15minutes.

Les conditions de passivation étant maintenant fixées (15minutes à  $220^{\circ}\text{C}\pm 5^{\circ}\text{C}$ ), nous allons maintenant prédire la durée de vie (et son incertitude) des 3 séries de réseaux élémentaires dans les futures conditions d'utilisation (25 ans à une température maximale d'utilisation de  $45^{\circ}\text{C}$ ). Puisque ces conditions de passivation conduisent à une énergie de démarcation après déverminage (notée  $E_{dd}$ ) supérieure à 1.2eV, nous utiliserons les représentations analytiques des 3 courbes maîtresses dans la zone linéaire ( $E_d$  compris entre 1.2eV et 1.7eV) pour prédire la durée de vie des réseaux ainsi passivés. La Figure 5-30 représente en rouge la reconstruction de la courbe maîtresse d'un réseau déverminé durant 15 min à  $215^{\circ}\text{C}$ . Ainsi on pourra utiliser cette courbe pour prédire l'effacement d'un réseau préalablement déverminé. On déterminera par exemple d'un tel réseau s'efface de moins de 0.1% après 25 ans à  $45^{\circ}\text{C}$ . A noter que l'influence de l'amplitude initiale des réseaux conduit à une variation de l'ordre de 1% sur cette prédiction.

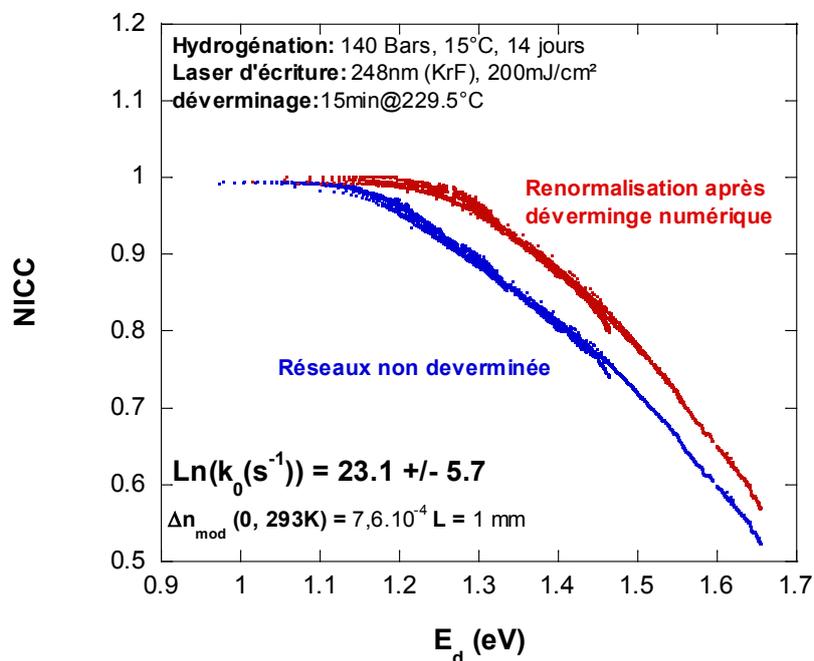


Figure 5-27: Comparaison des 2 courbes maîtresses pour les réseaux d'amplitude  $7.6.10^{-4}$  : en bleu la courbe maîtresse des réseaux non déverminés et en rouge sa re-normalisation en tenant compte d'un déverminage prédit numériquement (15min à  $215^{\circ}\text{C}$ ).

La prochaine étape sera d'inscrire des monofiltres GFF, de les passiver dans les conditions déterminées dans ce chapitre (à savoir 15minutes à  $220\pm 5^{\circ}\text{C}$ ) et d'effectuer des

vieillissements accélérés isothermes. Ces données nous permettront d'une part de construire une nouvelle courbe maîtresse qui nous permettra de valider les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie associées. D'autre part nous disposerons de spectres vieillis de monofiltres GFF qui pourront être comparés à des monofiltres vieillis numériquement au moyen des courbes maîtresses des réseaux dits élémentaires.

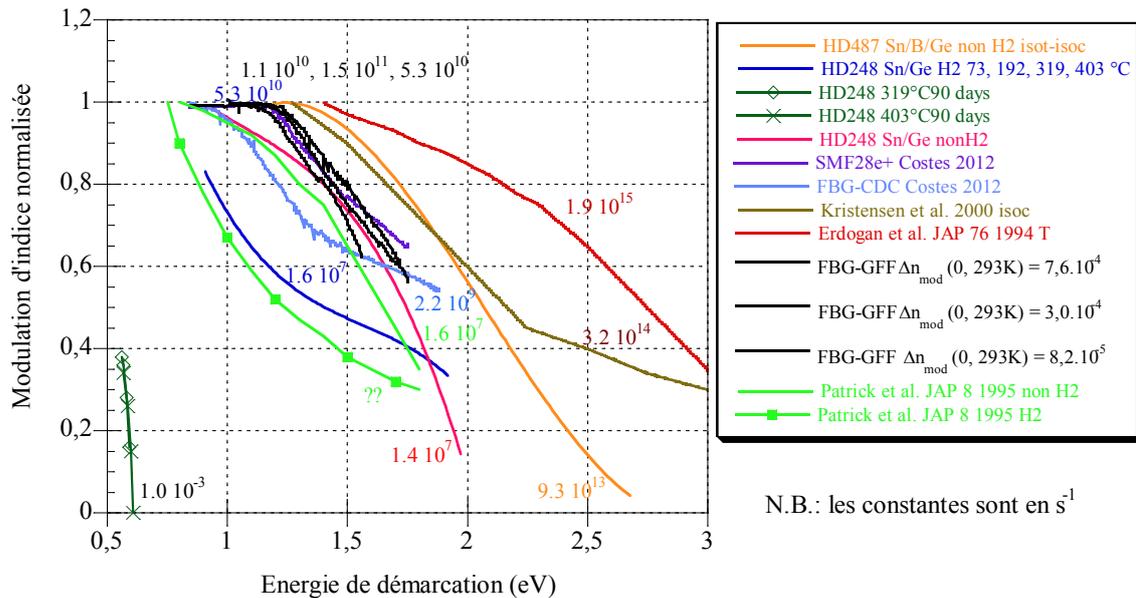
## 5.4.7 Discussion

### 5.4.7.1 Interprétation de la forme de la courbe maîtresse

La Figure 5-31 compare les courbes maîtresses de la littérature aux autres courbes maîtresses obtenues au cours de ces travaux de thèse. Il apparaît que les courbes maîtresses de la fibre « GFF » ainsi que celle de la fibre SMF28e+ présentent un seul taux de décroissance comme c'est le cas des courbes maîtresses de la littérature pour des réseaux inscrits dans des fibres non hydrogénés ou des réseaux préalablement dégazés à température ambiante. Cependant il apparaît des différences entre la fibre SMF28e+ et la fibre GFF. Ainsi bien que le coude de ces courbes maîtresses apparaisse pour des  $E_d$  similaires de l'ordre de 1.2eV, la pente pour les  $E_d$  plus importantes est moins élevée pour les réseaux inscrits dans une fibre SMF28e+ que ceux inscrits dans la fibre GFF. Ceci indique que les réseaux inscrits dans une fibre dont le cœur est co-dopé Ge/P (respectivement 2% et 4.5% massiques) et hydrogénée sont moins stables que ceux inscrits dans une fibre hydrogénée dopée par du germanium seul (5% massique).

« Au contraire » les courbes maîtresses de la fibre Coactive (fibre utilisée pour les CDC au chapitre 4) ainsi que des réseaux inscrits dans des fibres hydrogénées présentent deux taux de décroissance qui « alternent » au cours de la décroissance du paramètre NICC. Ceci suggère qu'au moins deux types de défauts, avec des stabilités thermiques différentes, sont impliqués dans la création de l'indice photoinduit. De tels résultats ont déjà été publiés dans la littérature [31].

## Forme de la fonction de stabilité de l'indice normalisé pour différentes conditions expérimentales



index=f(E<sub>d</sub>) comparison4

Figure 5-28: Comparaison des courbes maîtresses de cette thèse et d'autres publications.

### 5.4.7.2 Influence de la visibilité initiale des réseaux sur la stabilité des caractéristiques spectrales et comparaison des évolutions normalisées de la modulation d'indice et de l'indice de réfraction moyen.

L'étude a été limitée au cas des réseaux préalablement dégazés à chaud (2jours à 50°C puis 2jours à 110°C) pour achever la diffusion de l'hydrogène. L'examen des courbes de décroissances isothermes des NICC (aussi appelé NICC<sub>mod</sub> dans la suite) a montré que l'amplitude initiale du  $\Delta n_{\text{mod}}$  des réseaux ne constitue pas un paramètre pertinent de l'étude au regard de nos incertitudes sur la détermination du coefficient  $k_0$ . En effet, aucune conclusion relative à l'influence de ce paramètre ne peut être déduite (à notre précision de mesure près sur la détermination du coefficient  $k_0$ ), des figures Figure 5-22, Figure 5-23 et Figure 5-24, des courbes maîtresses et des durées de recuit rassemblées dans le Tableau 5-12

Cependant, les valeurs du contraste avant et après recuits reportées dans les tableaux Tableau 5-6 Tableau 5-7, Tableau 5-8, Tableau 5-9, Tableau 5-10, Tableau 5-11 n'est pas complètement en accord avec cette affirmation. En effet, on observe une augmentation moyenne du contraste des réseaux qui semble significative. Cela indique que NICC<sub>moy</sub> décroît plus rapidement que NICC<sub>mod</sub>. Cette tendance est surtout sensible pour les réseaux de forte amplitude ( $\Delta n_{\text{mod}} \sim 7.6.10^{-4}$ ), ou le Tableau 5-12 montre que le contraste augmente de façon significative (typiquement de 0.4 à 0.9 voire 1) ce qui indique que la stabilité de la modulation d'indice de réfraction est meilleure que celle de l'indice moyen. Les différences entre les contrastes avant et après recuit se situent toutefois en limite de notre précision de mesure.

Habituellement cette observation s'explique en utilisant l'approche VAREPA qui permet de rendre compte du fait que le contraste est susceptible d'évoluer au cours des recuits. Plus précisément, cette conclusion a été établie en supposant que les chemins de réaction régissant l'écriture et l'effacement sont dépendants et on suppose ainsi que les distributions d'énergies d'activations sont identiques pour les deux chemins réactionnels inverses. A partir de la théorie cinétique détaillée au chapitre 2, on peut alors établir l'expression analytique de la concentration des espèces chimiques B obtenue après un temps d'inscription  $t_i$  à la température  $T_i$  et un temps de destruction thermique  $t_d$  à la température  $T_d$ , à partir de la concentration initiale de l'espèce A :

$$\frac{[B(t_d)]}{[A_0]} = \frac{1 - (k_{-1}^0 \cdot t_d)^{\frac{T_d}{T_0}} \cdot \frac{1 - \beta}{\beta} \cdot e^{-\left(\frac{E_0 + \Delta E}{k_B \cdot T_0}\right)}}{1 + (k_{-1}^0 \cdot t_d)^{\frac{T_d}{T_0}} \cdot e^{-\left(\frac{E_0 + \Delta E}{k_B \cdot T_0}\right)}} \quad (5-1)$$

Dans la relation (5-1),  $\beta = \frac{\Delta n_i(z)}{\Delta n_{sat}}$ , où  $\Delta n_i(z)$  et  $\Delta n_{sat}$  représentent respectivement la variation d'indice et sa valeur à saturation. Cette relation établit un lien entre les conditions d'écriture et la stabilité de la variation d'indice. Le point important réside dans le fait qu'il s'agit d'une réaction locale puisqu'à priori  $\Delta n_i(z)$  est fonction du point considéré sur l'axe de la fibre. La relation (5-1) montre ainsi que la variation d'indice créée à l'emplacement des franges brillantes d'un réseau est plus stable que celle créée sur les franges sombres à moins que la saturation de la photosensibilité ne soit atteinte ( $\beta(z) \approx 1$  pour tout  $z$ ). Dans ces conditions, l'élévation thermique se traduit non seulement par diminution de la variation d'indice induite en chaque point du réseau mais aussi par une augmentation du contraste de la modulation. En d'autres termes,  $NICC_{mod}$  décroît moins vite sous l'effet d'une élévation de température que  $NICC_{moy}$ . En terme de pièges ceci s'explique par le fait que l'insolation conduit à une « saturation des populations des pièges les plus instables » ceci aussi bien sur les franges sombres que brillantes. Lors du chauffage, ces pièges instables sont détruits, et la décroissance de l'indice à l'emplacement des franges brillantes est plus lente que sur les franges sombres, ce qui fait que le contraste d'indice ( $\Delta n_{mod}/\Delta n_{moy}$ ) augmente. Si bien que comme le montre Q. Wang *et al*, [27; 28] la prédiction de la stabilité de la longueur d'onde de Bragg du réseau ne peut être effectuée à partir d'une courbe maîtresse construite sur les décroissances isothermes de  $NICC_{mod}$ .

A ce niveau, deux hypothèses peuvent être formulées. La première consiste à supposer que la différence entre les cinétiques de décroissance de  $NICC_{mod}$  et  $NICC_{moy}$  n'est pas significative sous cette première hypothèse, la prédiction de la stabilité de la longueur d'onde de Bragg peut alors être effectuée à partir des mesures de  $NICC_{mod}$ . En effet ces mesures sont d'une mise en œuvre plus aisée que celles portant sur la longueur d'onde de Bragg et sont moins sujettes aux erreurs systématiques. Seconde hypothèse: Si l'on admet au contraire que la différence entre les cinétiques de décroissance de  $NICC_{mod}$  et  $NICC_{moy}$  est significative, il est nécessaire d'expliquer pourquoi la stabilité des réseaux est indépendante de leur amplitude initiale alors que  $NICC_{moy}$  décroît plus vite que  $NICC_{mod}$ . Les hypothèses habituelles de

l'approche VAREPA ne permettent pas de rendre compte de cette apparente contradiction. Il est nécessaire d'émettre des hypothèses supplémentaires (voir [32] et le tableaux d'hypothèse supplémentaires en annexe pour plus de détails). A l'heure actuelle, nous ne disposons pas d'élément qui nous permette de trancher en faveur d'une des hypothèses. ***Au regard des incertitudes sur de la détermination des  $k_0$  et sur la détermination des contrastes d'indice ont peut dire que ces Courbes Maîtresses et donc la stabilité thermique des réseaux de profil carré, droits, à pas constant ayant différentes amplitudes de modulation d'indice est intendante de l'amplitude du  $\Delta n_{mod}$  dans la gamme testée. Il sera donc considéré que la stabilité thermique est indépendante de l'amplitude d'indice photoinduit. Il sera également supposé pour les calculs que la décroissance de la réflectivité est proportionnelle tout le long des franges.***

#### **5.4.7.3 Paramétrisation des évolutions des NICC.**

Nous avons systématiquement essayé de paramétrer les évolutions de  $NICC_{mod}$  au moyen de la méthode de la courbe maîtresse. Lorsque la destruction du réseau est gouvernée par une seule réaction du premier ordre, l'approche VAREPA permet de montrer que les NICC ne sont fonctions que d' $E_d$ , ce qui justifie la paramétrisation de la décroissance des NICC à l'aide de la méthode de la courbe maîtresse. Nous avons de ce fait utilisé cette méthode pour paramétrer les décroissances isothermes des NICC pour des réseaux d'amplitudes initiales  $\Delta n_{mod}=7.6.10^{-4}$ ,  $3.10^{-4}$  et  $8.2.10^{-5}$ .

Nous avons établi que la détermination des couples  $\{k_0, \text{courbe maîtresse}\}$  s'avère très sensible à de petites variations des valeurs numériques expérimentales comme le montre l'ordre de grandeur de l'incertitude sur la détermination des coefficients  $k_0$ . En effet, alors que les décroissances isothermes des NICC semblent être peu modifiées par la valeur numérique de l'amplitude initiale des réseaux, les valeurs numériques de  $k_0$  et les positions des courbes maîtresses se révèlent notablement différentes selon l'amplitude étudiée. Chaque couple  $\{k_0, \text{courbe maîtresse}\}$  permet cependant de reproduire de façon satisfaisante les décroissances isothermes enregistrée expérimentalement. Ceci signifie que la méthode de la courbe maîtresse peut être utilisée pour paramétrer les données expérimentales mais qu'elle conduit à une détermination peu précise de la valeur numérique de  $k_0$  dans les conditions actuelles.

Par ailleurs, il apparaît dans les tableaux Tableau 5-6, Tableau 5-7, Tableau 5-8, Tableau 5-9, Tableau 5-10, Tableau 5-11 des différences entre les cinétiques de décroissance des  $NICC_{mod}$  et  $NICC_{moy}$  puisque le contraste a évolué de façon significative après la fin des recuits isothermes. Ceci implique que la prédiction du décalage irréversible de la longueur d'onde de Bragg au cours de l'effacement des réseaux ne peut pas être prédite à partir de la courbe maîtresse sur  $NICC_{mod}$ .

#### **5.4.7.4 Prédiction des durées de recuit nécessaires pour passiver les caractéristiques spectrales des réseaux.**

Nous avons montré que les différences observées sur les déterminations des couples  $\{k_0, \text{courbe maître}\}$  en fonction de l'amplitude des réseaux se traduisent par des écarts importants sur les durées de recuit (Tableau 5-12) pour la valeur optimale de  $k_0$ . Il apparaît que la divergence entre les durées de recuit figurant dans le tableau provient surtout de l'incertitude qui reste importante sur la détermination des valeurs numériques des paramètres  $k_0$ .

Par ailleurs, les résultats présentés dans les tableaux Tableau 5-6 Tableau 5-7, Tableau 5-8, Tableau 5-9, Tableau 5-10, Tableau 5-11 permettent de conclure que la prédiction de la durée de recuit nécessaire pour stabiliser la longueur d'onde de Bragg des réseaux ne peut pas être prédite à partir de la courbe maîtresse sur NICC.

D'un point de vue pratique, les concepteurs de réseaux étudient en général la stabilité des composants fabriqués dans des conditions données et sont susceptibles d'extrapoler les résultats à des réseaux fabriqués dans d'autres conditions. Nos résultats incitent à recommander une grande prudence et à prendre dans ce cas des facteurs de sécurité importants (10 à 100). Cette pratique n'est bien sûr légitime qu'à condition d'admettre qu'une seule réaction gouverne la destruction du réseau au voisinage du point de fonctionnement choisi. Dans la suite nous appliquerons donc ce principe de précaution et les réseaux élémentaires qui composent le GFF seront passivés durant 15 minutes à une température de  $220 \pm 5^\circ\text{C}$ .

## 5.5 Etude d'un monofiltre GFF de dernière génération

Les réseaux en angle sont devenus aujourd'hui une technologie clé pour les transmissions sous-marines multicolores. Cependant, l'utilisation de ce composant pour l'égalisation de gain nécessite la conception de fibres spécifiques. De plus afin de réaliser des formes spectrales complètement arbitraires, la nouvelle génération de GFF est basée sur l'inscription d'un filtre unique (un monofiltre GFF) qui est en fait composé de 35 à 40 filtres élémentaires.

Ainsi dans la suite nous décrirons en quelques mots le design de ces monofiltres et la modélisation de leur spectre. Puis nous aborderons brièvement l'étape d'inscription et le contrôle continu du spectre du monofiltre pendant l'inscription.

Les avantages de cette méthode sont évidents: réduction du cout, réduction du nombre d'étapes de fabrication, réduction des pertes par insertion (moins de soudures, moins de filtres), réduction de la fonction erreur (écart spectral entre le filtre réalisé et le filtre cible). Cependant il s'avère nécessaire de prédire la durée de vie de ce composant complexe et ce en particulier après passivation dans les conditions déterminées dans la section précédente (i.e. 15minutes à 220°C). Dans la suite nous allons donc prédire le vieillissement de chacun des 35 réseaux élémentaires passivés qui composent le monofiltre GFF. Puis nous serons en mesure de calculer les spectres des ces réseaux vieillis (e.g. 25ans à 45°C) et d'en déduire le spectre du monofiltre après vieillissement.

Afin de valider ces prédictions de vieillissement, nous allons effectuer des recuits isothermes sur des monofiltres GFF préalablement passivés. Ces données nous permettront d'une part de comparer les spectres ainsi vieillis aux spectres modélisés dans des conditions similaires. D'autre part la construction d'une courbe maîtresse à partir des réseaux préalablement passivés puis vieillis est la seule approche permettant de valider de façon fiable les prédictions i.e. une qualification basée sur la comparaison d'un seul isotherme ne permet pas de valider les prédictions !

### 5.5.1 Conception et inscription des monofiltres GFF

#### 5.5.1.1 Modélisation du spectre à photo- inscrire

Les égalisateurs de gain à base de réseaux standard peuvent être photoinscrits dans les fibres standard de télécommunication commerciales avec n'importe qu'elle forme spectrale en façonnant le profil d'indice du réseau. Lorsque l'égalisation du gain de l'amplificateur présente une forme simple (e.g. une « bosse »), un réseau uniforme de courte longueur peut être suffisant. Lorsque le spectre de gain est plus complexe, la période et la modulation d'indice du réseau peuvent être ajustés. La Figure 5-32 montre le spectre en transmission d'un filtre cible (en noir) et du spectre expérimental à réaliser (en rouge). Ce spectre expérimental théorique a été calculé par décomposition spectrale en 35 réseaux inclinés, à pas variable et apodisés avec un profil adapté pour l'égalisation de gain.

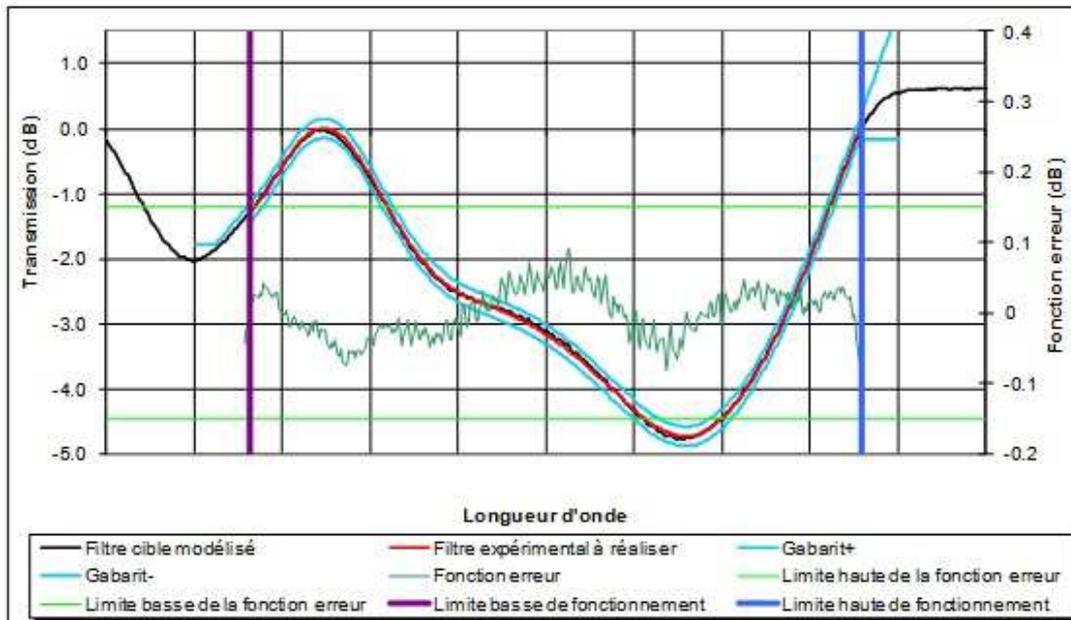


Figure 5-29: Spectre cible modélisé du GFF (en noir). Le gabarit est représenté en traits bleu ciel tandis que la réponse expérimentale à réaliser apparaît en trait rouge.

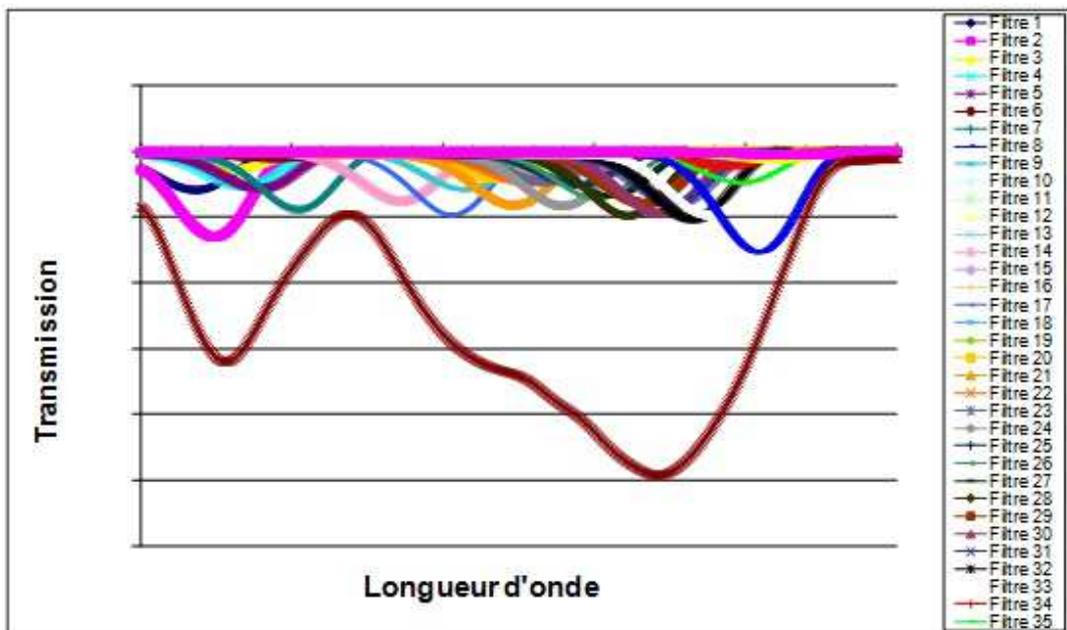


Figure 5-30: Spectre calculé d'un monofiltre GFF basé sur quelques dizaines de réseaux apodisés, à traits inclinés et à pas variables.

### Décomposition en filtres élémentaires

La Figure 5-33 représente le spectre de plusieurs dizaines de réseaux en angle. Chacun a été réalisé avec le même chirp (qq nm/cm), le même angle mais avec un contraste spécifique optimisant sa forme spectrale en transmission et sa réflexion en retour. L'association du spectre de ces réseaux permet de satisfaire le gabarit inverse de la courbe de gain présentée sur la Figure 5-32 avec une précision de  $\pm 0,05$  dB et une réflexion très faible ( $< -25$ dB) sur

toute la bande, le maximum mesuré étant égal à -10 dB. Le résultat de l'égalisation peut être observé sur la Figure 5-32.

### 5.5.1.2 La méthode d'inscription

Les réseaux de Bragg photo inscrits présentés dans ce mémoire ont été réalisés à l'aide d'un laser fonctionnant en régime impulsionnel et délivrant une onde lumineuse ultraviolette de longueur d'onde 248nm (laser Excistar S220). Un récapitulatif des caractéristiques de la source laser que nous avons utilisé est présenté dans le Tableau 5-13.

<b>Paramètres d'irradiation</b>	
Type de milieu amplificateur/ longueur d'onde	KrF / 248 nm
Puissance moyenne	7 W
Puissance pic	3.3 MW
Largeur d'impulsion à mi-hauteur	15 ns
Fréquence de répétition typique	100 Hz
Taille du faisceau avant focalisation	~ 10 mm x 5 mm
Densité d'énergie au niveau de la fibre	~200 mJ/cm <sup>2</sup>

*Tableau 5-11 : Tableau rassemblant les paramètres du laser et du faisceau sur le banc d'inscription des composants de type GFF.*

Le faisceau laser dont le profil « carré », est diffracté par une fente de 1 mm de large, créant ainsi une apodisation dite « naturelle » des réseaux. A cet effet la fibre est disposée à une distance de 1.5 m de la fente. La figure de diffraction est approchée par une distribution gaussienne de l'intensité lumineuse en fonction de l'axe longitudinal de la fibre. Ainsi, comme la Transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne, cela conduit à des spectres qui ne présentent pas de « pieds ». Une lentille cylindrique de focale 300mm et de génératrice horizontale focalise le faisceau sur la fibre selon un spot de dimensions 1 cm, le long de l'axe de la fibre à une hauteur de l'ordre de 100 µm. La lentille est disposée de façon à ce que le spot de focalisation se situe quelques dizaines de microns après le masque de phase. Le masque est éclairé sous incidence normale par le faisceau UV focalisé. La densité d'énergie est de l'ordre de 200 mJ/cm<sup>2</sup> au niveau du masque de phase. Les efficacités de diffraction de chaque masque ont été contrôlées avec une source laser de longueur d'onde égale à celle pour laquelle ils ont été conçus (typ. Ordre 0 < 2%, ordre +/- 1 ~33%).

Comme décrit précédemment, les monofiltres GFF sont ainsi constitués de quelques dizaines de réseaux de Bragg qualifiés d'élémentaires. Ces réseaux élémentaires sont apodisés, chirpés et à traits inclinés. Les réseaux sont concaténés mais du fait du profil d'apodisation Gaussien, il n'y a que peu de recouvrement spatial entre les filtres élémentaires.

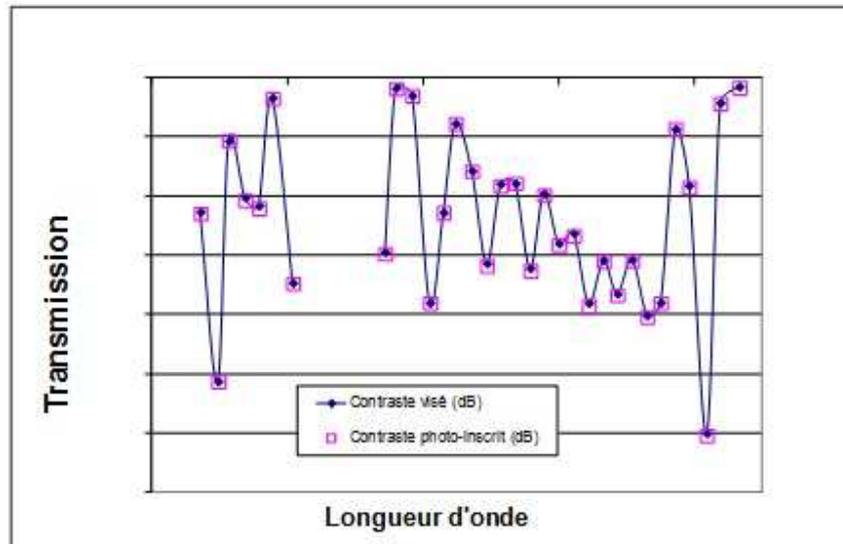


Figure 5-31: Contrastes cibles et contrastes réalisés pour chacun des 35 réseaux constituant le GFF. Les réseaux sont apodisés, à traits inclinés et à pas variables.

Au cours de l'inscription, le banc de caractérisation spectrale décrit dans le chapitre 3 permet de suivre en continu le contraste du monofiltre au cours de son inscription. Ainsi, en se basant sur la décomposition spectrale du monofiltre présentée à la Figure 5-33, on peut définir le contraste à atteindre au cours de l'inscription pour chaque réseau élémentaire. La courbe de contraste visé est présentée en bleu sur la Figure 5-34. Lors de l'inscription on asservi le temps d'inscription de chaque filtre sur cette valeur du contraste, jusqu'à atteindre la valeur visée, puis on déplace la fente placée devant le masque de phase afin d'inscrire le réseau élémentaire suivant. Les symboles creux en rose représentent les contrastes effectivement photoinscrits pour chacun des réseaux. Les différences entre contraste inscrit et contraste visée restent inférieures à 0.02dB dans le cas du procédé industriel. La Figure 5-35 montre quelques exemples de spectres en transmission de monofiltres GFF déverminés que nous allons étudier lors de nos expériences de vieillissement accéléré. Les écarts en réflectivité restent inférieurs à 10% d'un réseau à l'autre.

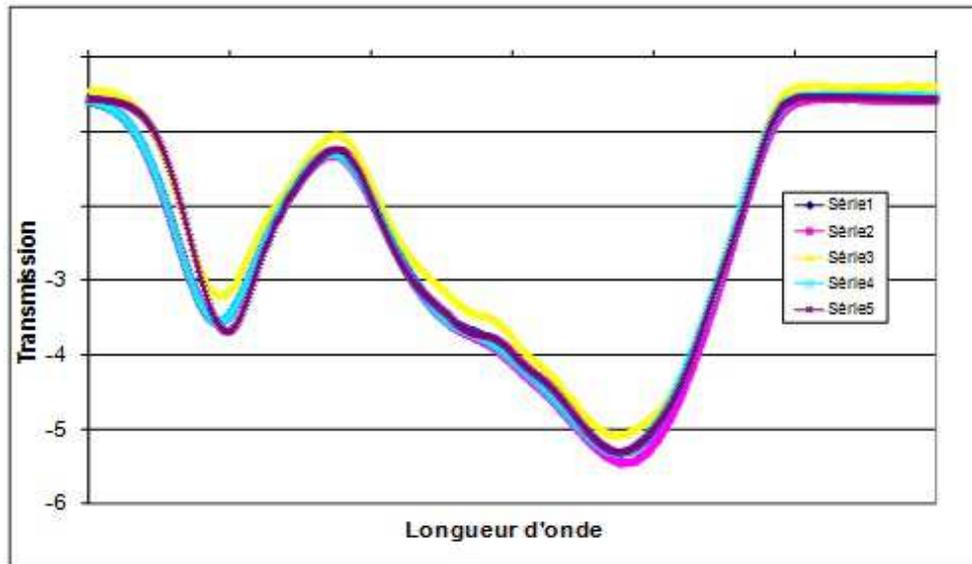


Figure 5-32: Exemples de spectres expérimentaux de monofiltres GFF.

La durée d'inscription d'un filtre élémentaire varie de quelques secondes à trois minutes ce qui doit conduire à des  $\Delta n_{\text{mod}}$  allant de quelques  $10^{-5}$  à quelques  $10^{-3}$ . Le profil longitudinal (le long de l'axe Oz de la fibre) de l'amplitude de modulation d'indice a donc été contrôlé par une méthode de diffraction latérale (méthode dite de Krug) décrite en détails dans le chapitre 3 de ce mémoire ainsi que dans la thèse de David Ramecourt [29]. Un monofiltre GFF d'une longueur de l'ordre de 35mm a été inscrit dans une fibre chargée en hydrogène. La Figure 5-36 représente l'intensité diffractée dans l'ordre -1 en fonction de la position sur l'axe Oz du réseau. La répartition de l'intensité diffractée le long de l'axe du réseau rend compte du profil d'indice relativement complexe d'un GFF typique. On remarque ainsi que les variations d'indice photo-induites dans le cœur s'étalent sur deux ordres de grandeurs (de quelques  $10^{-5}$  à  $1.2 \cdot 10^{-3}$ ).

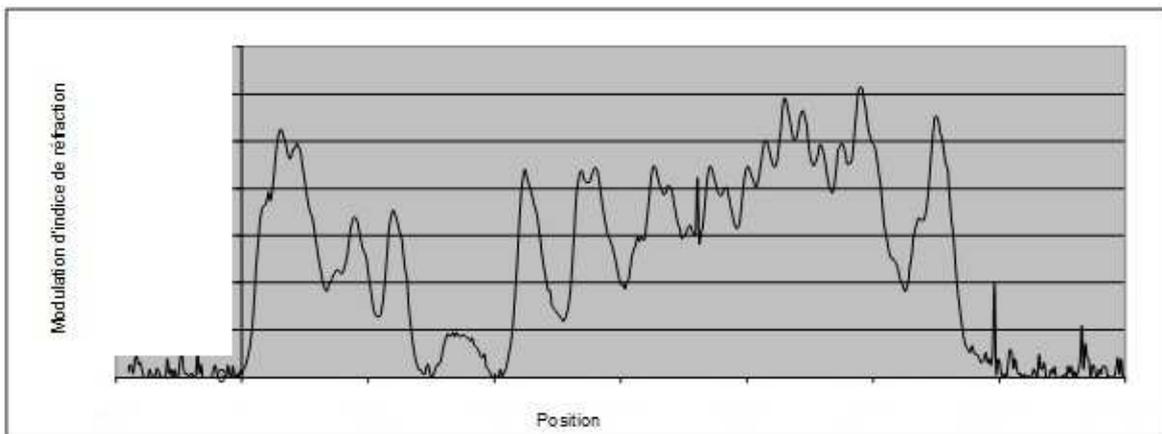


Figure 5-33: Mesure du profil de  $\Delta n_{\text{mod}}$  d'un monofiltre GFF mesuré dans le cœur. Cette mesure a été réalisée au moyen de la méthode de mesure d'efficacité de diffraction latérale (méthode dite de Krug).

## 5.5.2 Modélisation de profil d'indice d'un filtre élémentaire et d'un monofiltre GFF

### 5.5.2.1 Modélisation de profil d'indice d'un filtre élémentaire

Dans un premier temps, il est nécessaire de modéliser la réponse spectrale d'un réseau « élémentaire » afin d'en déterminer son profil d'indice. La Figure 5-37 présente le synopsis de la modélisation d'un filtre élémentaire.

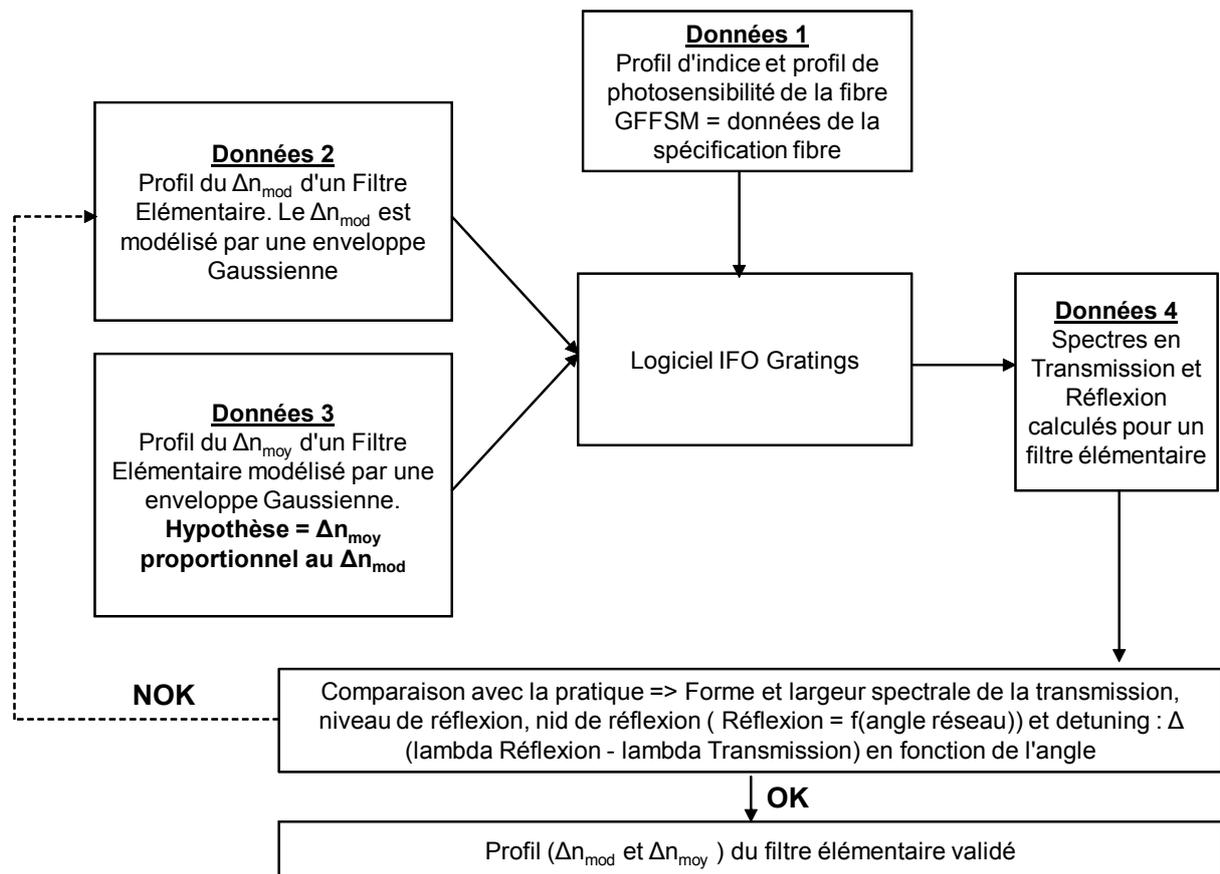


Figure 5-34: Etapes de la modélisation du profil d'indice d'un filtre élémentaire, Le nid de réflexion est la valeur de l'angle du réseau (ou l'angle du masque de phase) dans la fibre pour lequel la réflexion présente un minimum.

Dans un premier temps, il est nécessaire de fournir au logiciel IFOgratings différentes séries de données d'entrée liées à la fibre d'une part et au réseau d'autre part. Tout d'abord, on entre les données intrinsèques à la fibre:

- Le profil d'indice de réfraction de la fibre
- Le profil de photosensibilité de la fibre

Puis, on entre les données liées au réseau de Bragg photoinscrit :

- Le chirp en nm/cm
- L'angle des traits
- La longueur du réseau
- La forme du profil d'apodisation à savoir gaussien (voir Figure 5-39 droite).

On va ensuite calculer la réponse spectrale de ce filtre pour une valeur donnée du maximum de  $\Delta n_{\text{mod}}$ . Puis on viendra comparer ce spectre modélisé au spectre expérimental d'un réseau identique. Dans la pratique, on compare en fait la forme et largeur spectrale de la courbe de transmission mais aussi le niveau de réflexion et le « detuning » :  $\Delta$  ( $\lambda$  Réflexion -  $\lambda$  Transmission) en fonction de l'angle.

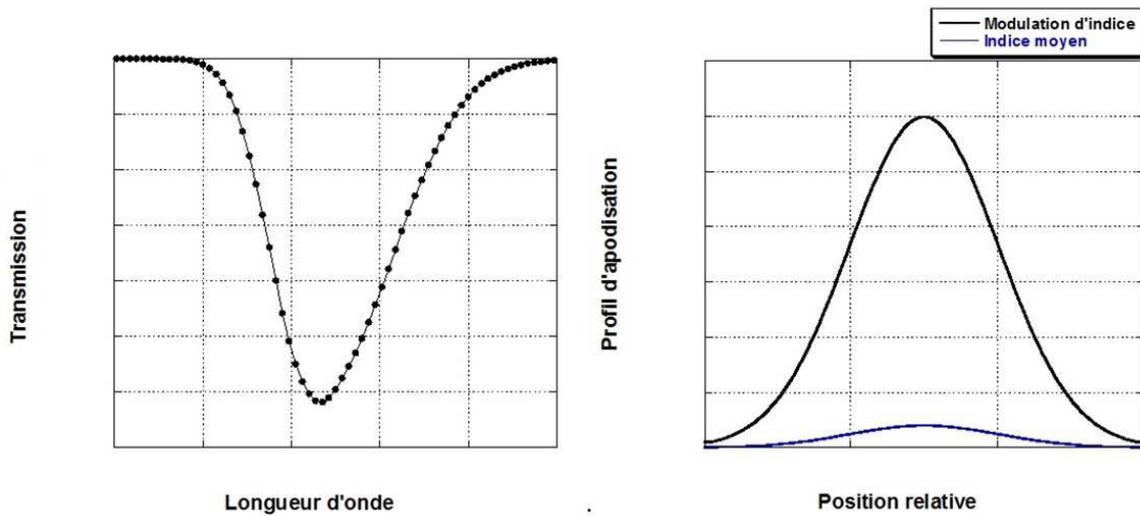


Figure 5-35: (gauche) Spectre en transmission d'un réseau élémentaire de contraste 3.02dB. (droite) Modélisation du profil d'indice de la gaine photosensible pour un le réseau présenté à gauche.

On répète cette modélisation en ajustant les paramètres (angle à  $\pm 0.2$  degrés et le  $\Delta n_{\text{mod}}$  max) de manière à rendre compte du spectre expérimental. Nous disposons alors du profil d'indice du réseau de Bragg associé à ce filtre élémentaire et nous sommes maintenant en mesure de prédire son vieillissement (et de recalculer le spectre associé). Le spectre final modélisé pour un réseau de contraste 3dB et le profil de modulation d'indice associé qui a été déduit de la modélisation sont présentés à la Figure 5-39.

### 5.5.2.2 Modélisation de profil d'indice d'un monofiltre GFF

Dans un second temps, il est nécessaire de modéliser le profil d'indice d'un monofiltre GFF. La Figure 5-40 présente le synopsis de cette modélisation.

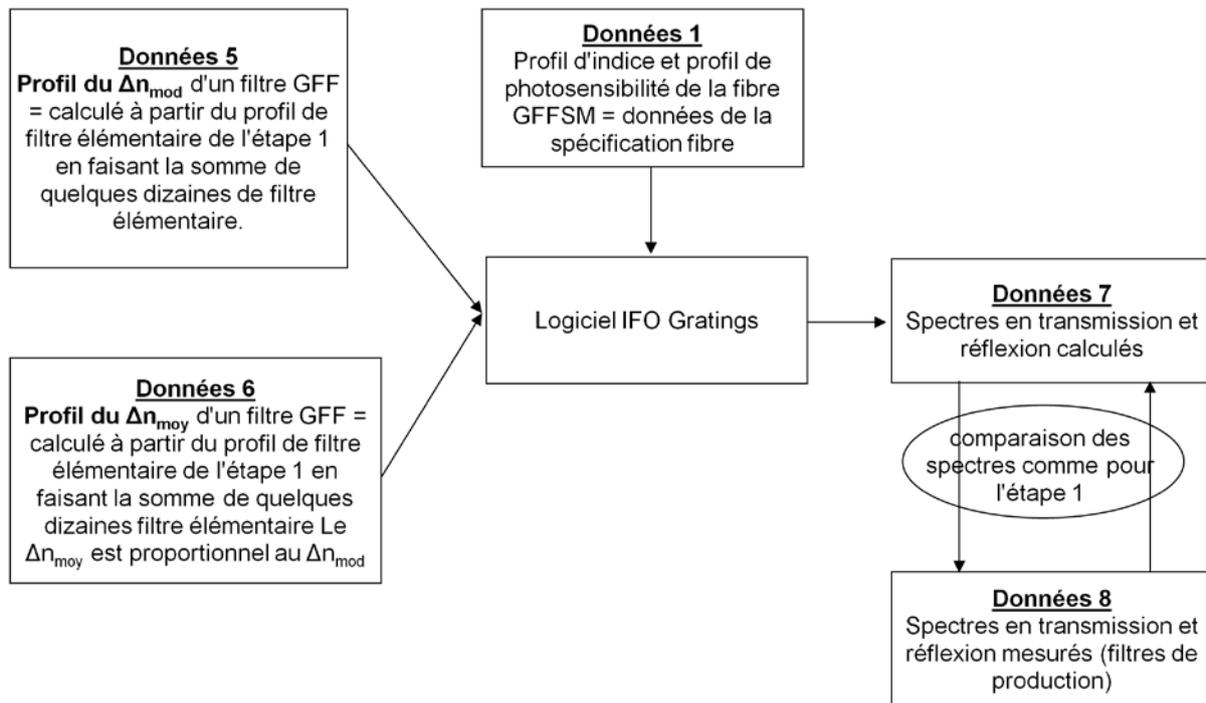


Figure 5-36: Modélisation du profil d'indice d'un monofiltre GFF (concaténation de ~ quelques dizaines de filtres élémentaires). (L'utilisateur décide de quand arrêter les comparaisons de spectre en les données 7 et données 8)

Comme précédemment on entre tout d'abord dans le logiciel les données intrinsèques à la fibre (profil d'indice et profil de photosensibilité).

Puis, il est nécessaire d'entrer le profil d'indice du monofiltre GFF. A cet effet, on se base sur la décomposition du spectre présentée à la Figure 5-33. Nous disposons ainsi de la réponse spectrale des quelques dizaines de réseaux « élémentaires ». A partir de la procédure présentée ci-dessus, nous sommes maintenant en mesure de calculer le profil d'indice de chacun de ces réseaux élémentaires. Connaissant l'espacement entre deux réseaux consécutifs, on peut maintenant tracer le profil d'indice du monofiltre en « sommant » les profils d'indice de quelques dizaines de réseaux élémentaires. Un profil type est représenté à la Figure 5-41 avec la décomposition sous-jacente. Cette étape suppose que l'on peut raisonner de façon additive en terme de  $\Delta n$  et ce en particulier dans les zones où les réseaux se recouvrent spatialement (i.e. les bords du profil d'apodisation). Les profils de modulation d'indice ainsi calculés dans le cœur et la gaine sont présentés à la Figure 5-42.

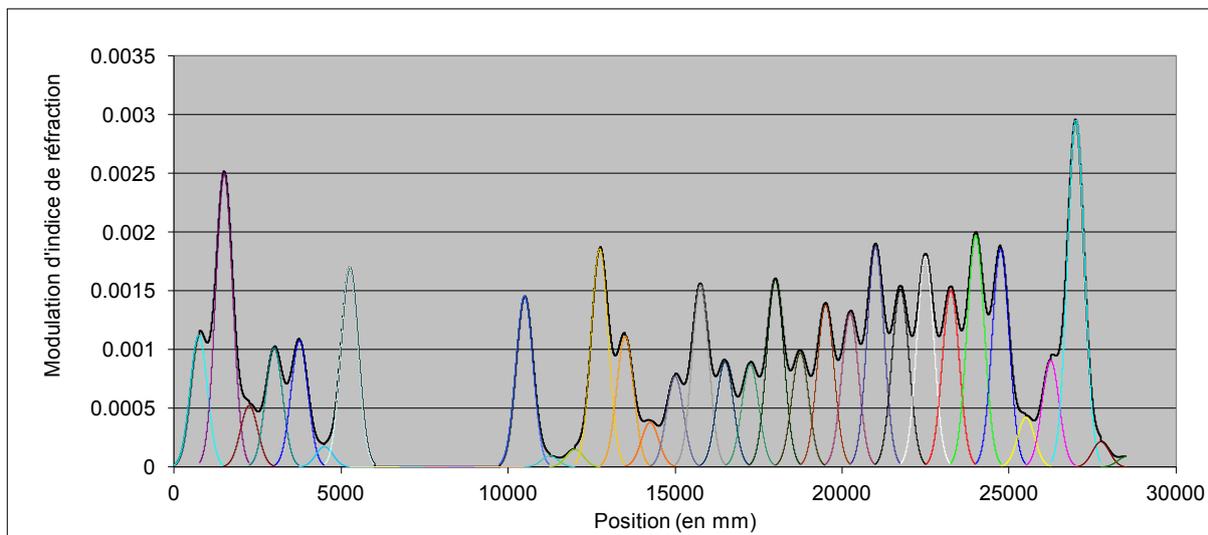


Figure 5-37: Modélisation du profil d'indice dans la gaine photosensible. Ce profil a été modélisé à partir de la décomposition en 35 réseaux élémentaires.

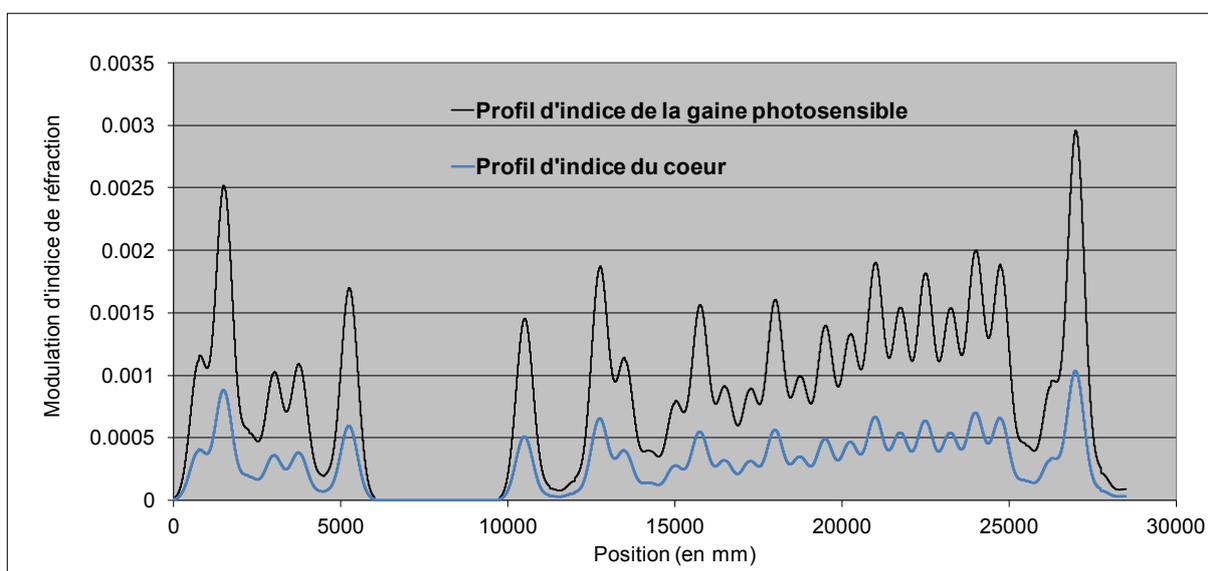


Figure 5-38: Modélisation des profils de modulation d'indice du cœur et de la gaine photosensible d'un monofiltre GFF avant vieillissement.

## 5.5.3 Etude de vieillissement sur des monofiltres GFF

### 5.5.3.1 Préparation des réseaux

Dans un premier temps, on vient inscrire à l'aide du masque de phase un réseau d'amplitude de modulation d'indice de réfraction donnée. Afin d'obtenir des réseaux de réflectivité adaptée à minimiser les incertitudes de mesures, la longueur des réseaux sera adaptée à l'amplitude du  $\Delta n_{\text{mod}}$  que l'on cherche à étudier.

Dans un deuxième temps, les réseaux sont passivés durant 15 minutes à une température moyenne de l'ordre de 220°C. Les mesures de reproductibilité basées sur le décalage réversible de la longueur d'onde d'un réseau de Bragg préalablement passivé à 673K ont montré une incertitude de l'ordre de  $\pm 5^\circ\text{C}$  sur la température du déverminage.

Enfin les réseaux sont ensuite stockés dans une enceinte chauffante durant 2 jours à 50°C puis 2 jours à 110°C afin d'accélérer la diffusion de l'hydrogène résiduel contenu dans la fibre en dehors de celle-ci. Pour finir les réseaux sont ensuite stockés à température ambiante durant quelques semaines avant le début des expériences de vieillissement accéléré.

L'histoire thermique des différents monofiltres est rappelée dans le Tableau 5-15.

Numéro GFF	Dégazage	Déverminage	Date d'inscription	Date d'insertion dans le four
1	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	14/10/08	24/03/2009 19:22
2	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13 – 21/10/08	24/03/2009 19:22
3	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13 – 21/10/08	24/03/2009 19:22
4	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13 – 21/10/08	24/03/2009 19:32
5	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13/10/08	24/03/2009 19:32
6	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13 – 21/10/08	24/03/2009 19:34
7	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	13/10/08	24/03/2009 19:32
8	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	21/10/08	24/03/2009 19:25
9	2j à 50°C puis 2j à 110°C	15 min @220±5°C	20/10/08	24/03/2009 19:34

*Tableau 5-12: Histoire thermique des monofiltres GFF destinés à être soumis à une destruction thermique isotherme avant le début du vieillissement accéléré*

### **5.5.3.2 Résultats expérimentaux des vieillissements isothermes**

A titre d'exemple la Figure 5-43 montre un spectre typique en transmission après passivation et avant les expériences de vieillissement accéléré. Afin de traiter les données de réflectivités en fonction de (t, T) nous avons choisi par simplicité en terme de traitement des données spectrales, de suivre les évolutions de deux minimas notés « min1 » et « min2 » et d'un maxima noté « max » sur la Figure 5-43. Ceci nous permettra de tenter de construire ensuite les 3 courbes maîtresses correspondantes, de les comparer entre elles mais aussi aux courbes maîtresses construites à partir des réseaux élémentaires non déverminés.

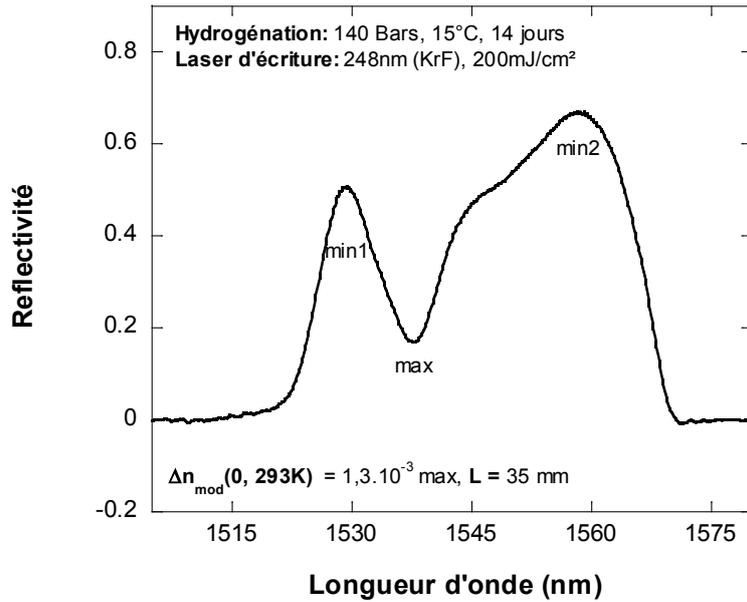


Figure 5-39: Exemple de spectre d'un monofiltre GFF d'une longueur totale de 35 mm. Les spectres sont enregistrés à température ambiante avant les expériences de destruction thermique isotherme.

Les figures Figure 5-44, Figure 5-45 et Figure 5-46 représentent les décroissances isothermes du facteur  $NICC_{mod}(t,T)$  pour les 3 extrema étudiés. Pour chaque extremum des monofiltres GFF identiques ont été soumis aux 4 températures suivantes chauffage 423K, 457K, 523K et 573K. Les graphes sont représentés en échelle linéaire sur l'intervalle de temps correspondant à la durée des vieillissements isothermes à savoir environ 4 semaines.

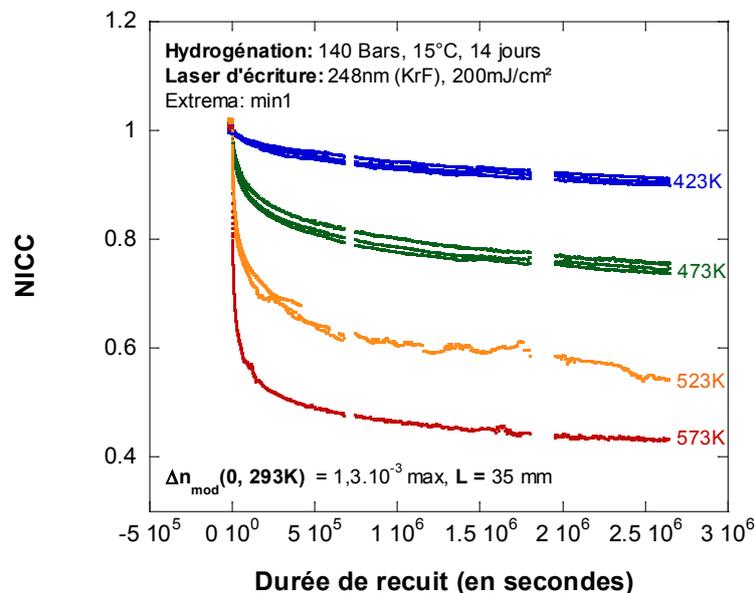


Figure 5-40: Evolutions de NICC pour « min1 » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé. Les réseaux sont répartis sur quatre températures de chauffage isotherme.

L'examen de ces trois figures montre que les courbes relatives aux différentes isothermes sont en générale confondues à notre précision près, ce qui permet d'une part

d'apprécier la reproductibilité des mesures ainsi que de la passivation. D'autre part, l'accumulation de ces données nous fournira les éléments nécessaires à l'évaluation de l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  et ainsi d'en déduire une barre d'erreur sur la prédiction de durée de vie. De plus, il apparaît que quelle que soit la température de la fibre, l'élévation thermique se traduit par une décroissance monotone du facteur NICC(t,T) des réseaux. La cinétique de décroissance est d'autant plus rapide que la température est élevée.

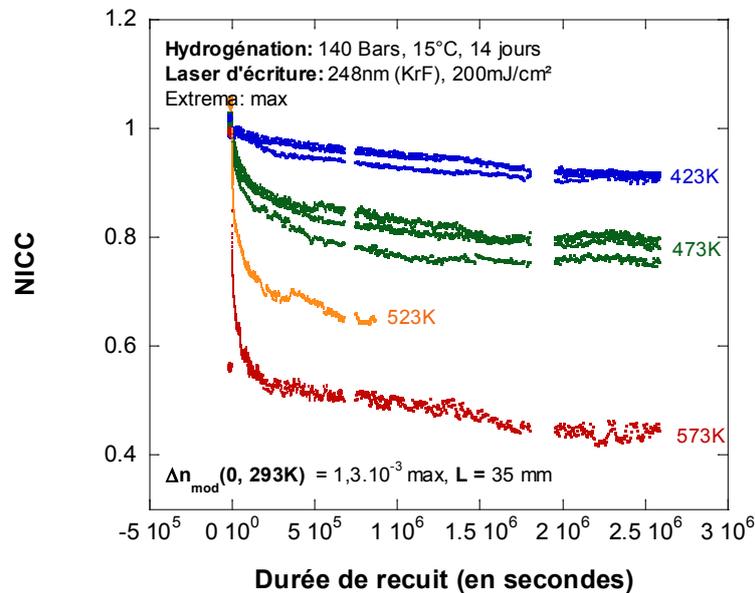


Figure 5-41: Evolutions de NICC pour « max » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé. Les réseaux sont répartis sur quatre températures de chauffage isotherme.

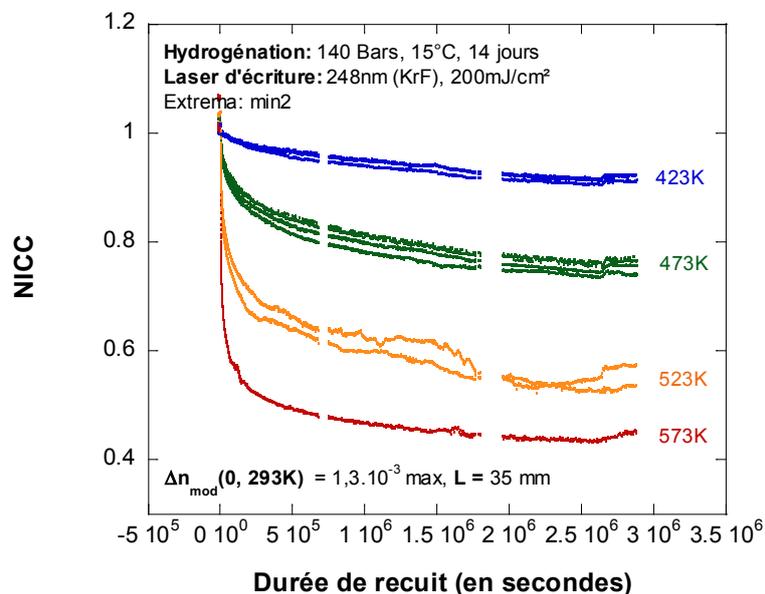


Figure 5-42: Evolutions de NICC pour « min2 » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé. Les réseaux sont répartis sur quatre températures de chauffage isotherme.

### 5.5.3.3 Traitement et paramétrisation des données relatives à la modulation d'indice à l'aide du formalisme VAREPA

Nous allons maintenant utiliser le formalisme de la Courbe Maître afin de regrouper les courbes isothermes en une courbe unique représentant le facteur  $NICC$  en fonction de l'énergie de démarcation  $E_d$  définie dans le chapitre 2 par :

$$E_d = k_B T \ln(k_0 t)$$

Les différentes étapes ayant été décrites précédemment, nous irons donc à l'essentiel. La première étape consiste à représenter  $NICC$  en fonction de  $E = k_B T \ln(t)$ . La deuxième étape consiste à déterminer la valeur de  $k_0$  qui optimise le regroupement des 9 courbes (réparties sur 4 températures) en une seule au moyen de notre programme décrit au chapitre 3. Le paramètre  $k_0$  et son incertitude sont ainsi déterminés par une méthode de moindres carrés, qui minimise la valeur du  $\chi^2$ . Une fois la valeur de  $k_0$  déterminée, les courbes maîtresses peuvent être construites.

Les figures Figure 5-47, Figure 5-48 et Figure 5-49 représentent les 3 courbes maîtresses pour les trois extrema choisis du monofiltre GFF préalablement passivé durant 15min à 220°C. La valeur numérique du paramètre  $\ln(k_0)$  correspondant au regroupement optimal des quatre isothermes en une courbe maîtresse est égale à  $21.5 \pm 4.2$  pour le « min1 »,  $23.5 \pm 4.2$  pour le « max » et  $23 \pm 4.2$  pour le « min2 ».

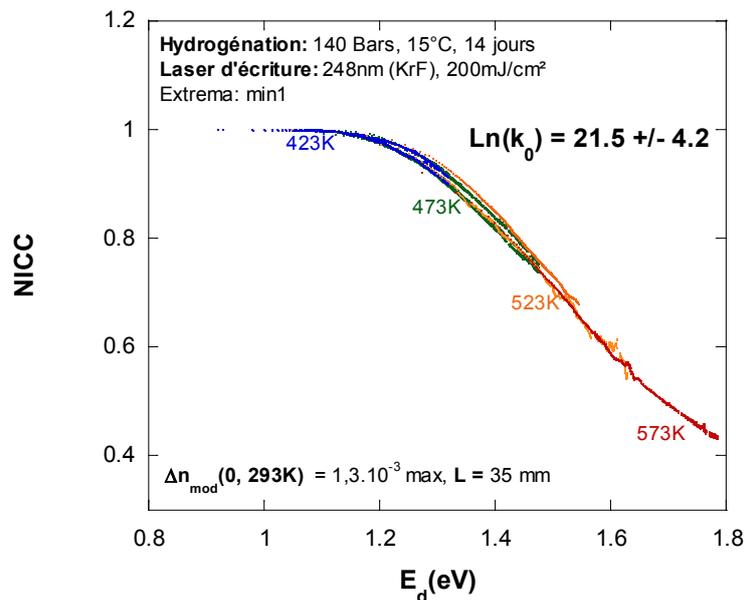


Figure 5-43: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur  $NICC$  pour le « min1 » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé à chaud.

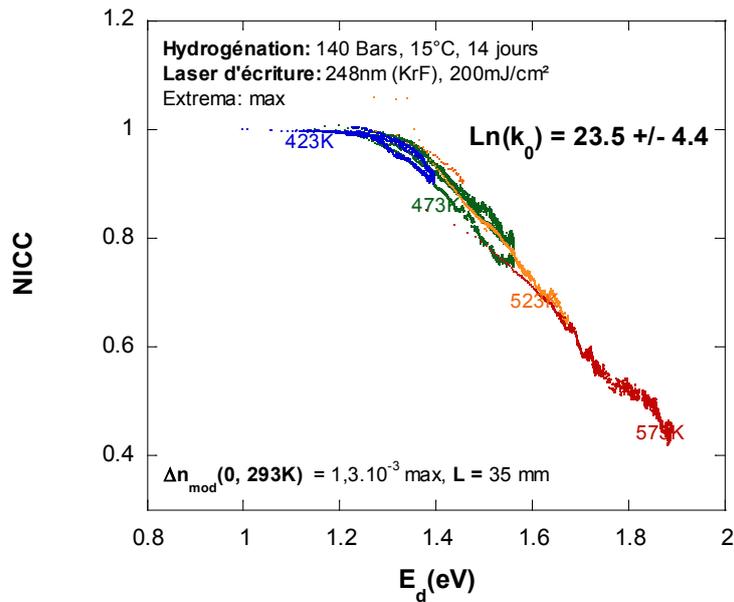


Figure 5-44: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur NICC pour le « max » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé à chaud.

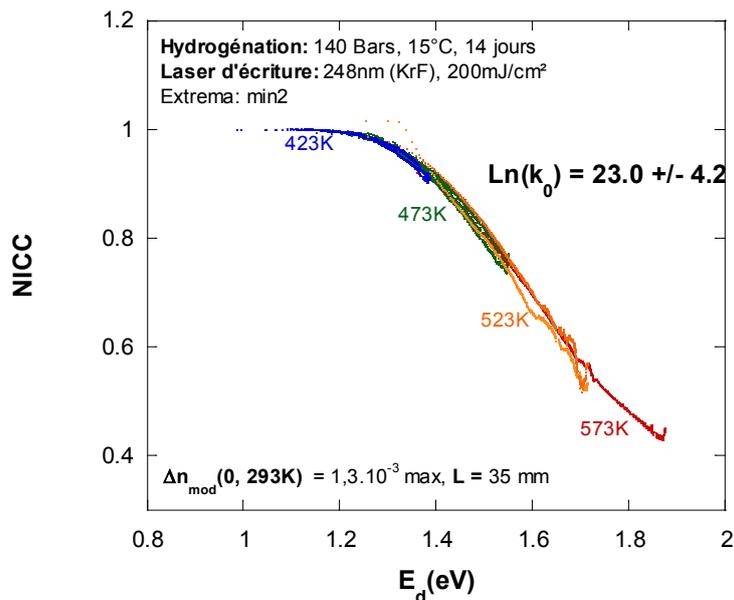


Figure 5-45: Courbe maîtresse issue des évolutions du facteur NICC pour le « min2 » d'un monofiltre GFF préalablement passivé et dégazé à chaud.

Les courbes maîtresses correspondantes aux figures Figure 5-47, Figure 5-48 et Figure 5-49 ont été regroupées sur une même Figure 5-50 afin de faciliter leur comparaison. Compte tenu de la précision de la détermination de NICC ( $\pm 0.05$ ), la comparaison des graphes présentés sur les figures Figure 5-47, Figure 5-48 et Figure 5-49 ne fait apparaître aucune différence sensible dans l'intervalle de variation de  $E_d$  sur lequel les courbes maîtresse sont définies. Il apparaît donc que le vieillissement des différentes composantes spectrales du monofiltre GFF préalablement passivé peut être déterminé au moyen d'une seul couple

{Coure Maître,  $k_0$ }, ce qui simplifiera grandement les choses si l'on cherche à prédire le vieillissement des monofiltres GFF à partir de ces courbes maîtresses.

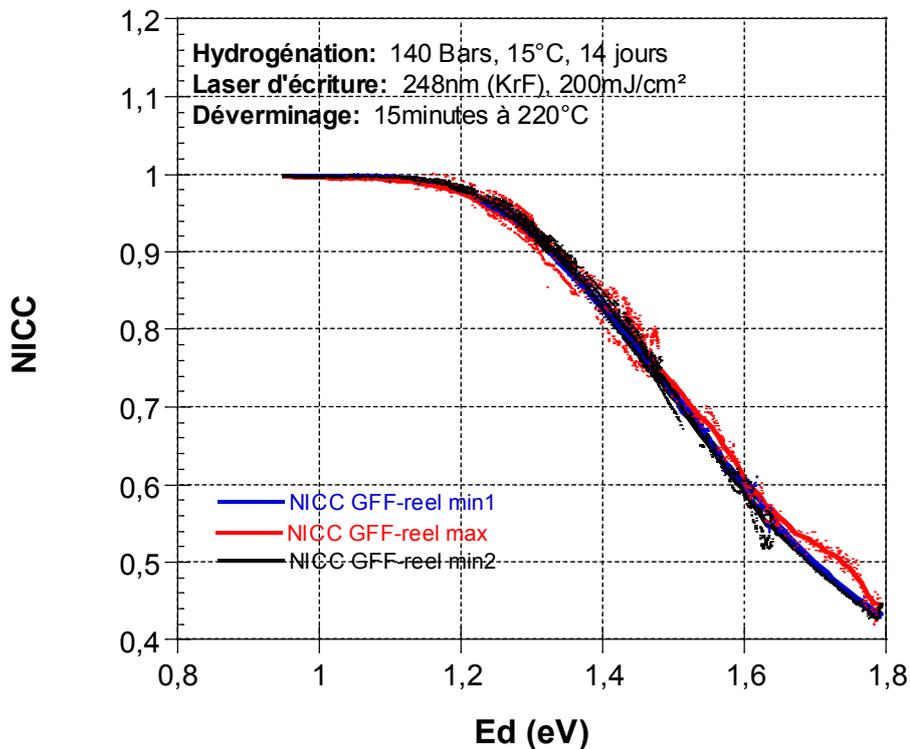


Figure 5-46: Comparaison des courbes maîtresses des trois extrema des monofiltres GFF déverminés 15min à 220°C±5°C.

#### 5.5.4 Prédications de durée de vie des monofiltres GFF passivés et validation des conditions de passivation

Nous allons maintenant chercher à estimer la cohérence de la paramétrisation par courbe maîtresse des données relatives aux évolutions isothermes du NICC des réseaux élémentaires. A cet effet nous allons prédire le vieillissement d'un « réseau élémentaire » de 3dB et préalablement passivé. A noter que ce contraste de 3dB correspond à un  $\Delta n_{\text{mod}}$  max de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-3}$  dans la gaine et de  $9 \cdot 10^{-4}$  dans le cœur. Dans ce cas, nous utiliserons donc la courbe maîtresse représentée en noir sur la Figure 5-51 et établie au moyen des réseaux élémentaires de 1mm de longs. Puis nous comparerons ces valeurs au vieillissement enregistré expérimentalement d'un monofiltre GFF passivé. Les résultats figurant dans ces tableaux ont été établis en fixant la valeur de  $\ln(k_0)$  à  $21.5 \pm 4.2$  ce qui correspond à la courbe maîtresse du « min1 » représentée en rouge sur la Figure 5-51. Bien que cette valeur n'optimise pas parfaitement le regroupement des décroissances isothermes des NICC des trois extrema en une seule courbe maîtresse, les données expérimentales restent assez bien décrites par ce calcul. L'avantage est de représenté les résultats par une seule courbe maîtresse.

Nous avons ainsi utilisé ces courbes maîtresses pour calculer l'effacement de ces réseaux dans diverses conditions d'utilisation. Nous nous sommes imposé le cahier des charges « typiques » des applications télécom à savoir un vieillissement de 25 ans à 45°C.

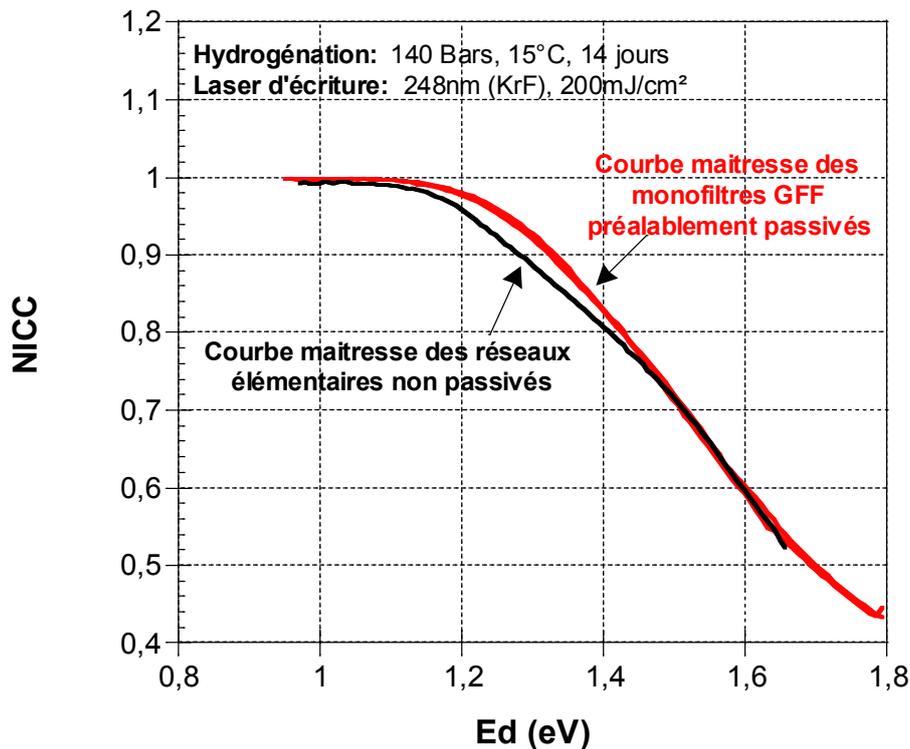


Figure 5-47: Comparaison des courbes maîtresses expérimentales obtenues avec des réseaux élémentaires non déverminés et des monofibrés GFF déverminés durant 15min à  $220\pm 5^{\circ}\text{C}$ .

Dans un premier temps l'énergie de démarcation de déverminage est calculée par la formule suivante:  $E_{dd} = k_B T_r \ln(k_0) + k_B T_r \ln(t_r)$  où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T_r$  la température du déverminage en Kelvins (typiquement  $215^{\circ}\text{C}$ ),  $t_r$  la durée du déverminage en secondes (typiquement 15minutes).

Dans un second temps l'énergie de démarcation en fin de vie est calculée au moyen de la formule suivante :  $E_{dfv} = k_B T_u \ln \left( k_0 \left( \frac{\exp \left( \frac{T_r \ln(k_0 t_r)}{T_u} \right)}{k_0} + t_u \right) \right)$  où  $T_u$  est la température max du d'utilisation Kelvins (typiquement  $45^{\circ}\text{C}$ ),  $t_u$  la durée max d'utilisation (typ. 25 ans).

Pour finir on prédit la variation de NICC, au cours de la vie du réseau au moyen de la formule suivante et avec la courbe maîtresse associée :  $\Delta NICC = \frac{NICC_d - NICC_{fv}}{NICC_d}$  On notera que pour cela  $NICC_d = NICC(E_{dd})$  et  $NICC_{fv} = NICC(E_{dfv})$  sont déterminés par interpolation, la courbe maîtresse étant construite à partir d'un nuage de données expérimentales. Les tableaux Tableau 5-16 et Tableau 5-17 résument les principaux résultats.

Dans le Tableau 5-16, il apparaît que le calcul des effacements effectué à partir de la courbe maîtresse relative aux réseaux élémentaires d'amplitude  $8.2 \cdot 10^{-5}$  (réseaux de 10mm). Pour la valeur moyenne de  $\ln(k_0)$ , on calcule un effacement inférieur à 0.1% après 25 ans à  $45^{\circ}\text{C}$  alors que l'effacement mesuré pour un  $E_d$  équivalent est de l'ordre de 1.45%. Pour des effacements très importants (e.g. après 30jours à  $200^{\circ}\text{C}$ ), les calculs dans le cœur et la gaine

conduisent dans tous les cas à une représentation correcte des données expérimentales obtenues sur les monofiltres GFF. Ainsi les effacements prédits sont d'environ 51% à partir de la courbe maîtresse de la gaine et de 41% avec celle du cœur alors que les mesures expérimentales conduisent à un effacement de 43%.

$\text{Ln}(k_0)=24.7$	« Gaine »	« Cœur »	« Gaine »	« Cœur »
Energie de démarcation $E_{dd}$ (eV) après déverminage 15min à 215°C	1.3246	1.3246	1.3246	1.3246
NICC après déverminage : $\text{NICC}_d$	0.865	0.898	0.865	0.898
	25 ans à 45°C	25 ans à 45°C	30 jours à 200°C	30 jours à 200°C
Energie de démarcation $E_{dfv}$ (eV)	1.3259	1.3259	1.608	1.608
NICC renormalisé en fin de vie : $\text{NICC}_{fv}$	0.9976	0.9977	0.675	0.750
Effacement d'un réseau élémentaire de 3dB (réseau passivé)	-0.0027dB (0.089%)	-0.021dB (0.072%)	-1.545dB (51.527%)	-1.226dB (40.876%)
Effacement mesuré expérimentalement d'un monofiltre GFF passivé	Pour un $E_d$ équivalent: -0.0437dB (1.455%)		-1.301dB (43.366%)	

*Tableau 5-13: Prédiction des effacements d'un réseau élémentaire 3dB passivé à partir des courbes maîtresses établies sur des réseaux élémentaires non déverminés.*

*Comparaison entre la stabilité des variations d'indice du cœur et de la gaine.*

Dans le Tableau 5-17, nous avons reporté le calcul des effacements effectué directement à partir de la courbe maîtresse relative aux monofiltres déverminés. De plus afin d'estimer l'influence des incertitudes inhérentes à la détermination des couples  $\{k_0, \text{courbe maîtresse}\}$ , nous avons recommencé le calcul des effacements à partir des courbes maîtresses déterminées en fixant la valeur de  $k_0$  à la borne des intervalles de confiance à 68%. Ce calcul conduit dans tous les cas à une représentation correcte des données expérimentales obtenues sur les monofiltres GFF déverminés. En effet dans le cas où la prédiction de stabilité est la plus pessimiste, on calcule un effacement de 3.25% après 25 ans à 45°C. Pour un  $E_d$  équivalent les mesures de vieillissement accéléré indiquent un effacement maximal de 1.45%.

	25ans à 45°C		
$\text{Ln}(k_0)$	17.3	21.5	25.7
Energie de démarcation en fin de vie : $E_{dfv}$ (eV)	1.03546	1.15055	1.26564
NICC en fin de vie : $\text{NICC}_{fv}$	0.980	0.991	0.995
Effacement d'un réseau élémentaire de 3dB (réseau passivé)	-0.097dB (3.25%)	-0.038dB (1.27%)	-0.017dB (0.56%)

*Tableau 5-14: Prédiction des effacements d'un réseau élémentaire 3dB passivé à partir de la courbe maîtresse établie directement sur les monofiltres GFF déverminés. Prise en compte de l'incertitude sur la détermination de  $k_0$ .*

### 5.5.5 Vieillesse numérique des monofiltres GFF

L'objectif de cette section est de tenter de prédire l'évolution du spectre de monofiltres GFF à partir des données dont nous disposons. Tout d'abord et à titre d'exemple, la Figure 5-52 montre deux spectres mesurés à température ambiante : l'un avant vieillissement (en pointillés) et l'autre après vieillissement (en traits pleins). Cette figure permet de visualiser l'effet du vieillissement sur le spectre en transmission. Ce monofiltre GFF a été vieilli pendant 30 jours à 473K, on observe une diminution irréversible de la réflectivité. Afin de mettre en évidence un éventuel changement de forme, le maximum des spectres a été normalisé à 1 sur la figure de droite. Bien que l'on observe un décalage de quelques % sur les autres extrema, la forme du filtre ne change pas de manière significative au cours de ce recuit.

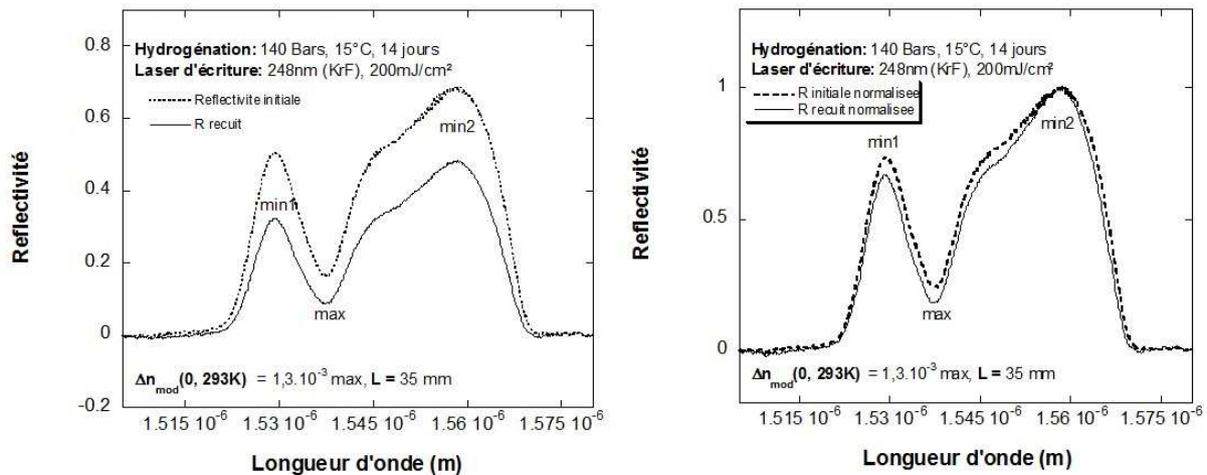


Figure 5-48: Exemple de spectres d'un monofiltre GFF d'une longueur de 35 mm. Les spectres sont enregistrés à température ambiante avant et après un vieillissement accéléré de 30 jours à 200K.

Dans la suite, nous allons donc vieillir numériquement les profils d'indice d'un monofiltre GFF préalablement passivé et ce de deux manières différentes. Une première méthode sera basée sur l'utilisation des courbes maîtresses établies sur les réseaux élémentaires non déverminés. La seconde méthode sera basée sur la courbe maîtresse obtenue directement à partir de monofiltres préalablement déverminés. Puis nous calculons les spectres correspondant et enfin nous les comparons au spectre expérimental d'un monofiltre vieilli dans des conditions identiques. Dans notre exemple, nous choisirons de faire vieillir un monofiltre GFF dans des conditions « extrêmes » à savoir 30 jours à 200°C. A noter qu'un vieillissement accéléré de 30 jours à 200°C pour un monofiltre passivé ( $E_d=1.478\text{eV}$  pour  $\ln(k_0)=21.5$ ) correspond à un vieillissement de plus de 1 million d'années à 45°C. A titre de comparaison, l'énergie de démarcation après 25 ans à 45°C est de 1.151eV (pour  $\ln(k_0)=21.5$ ).

Afin de faire vieillir le profil d'indice d'un monofiltre, nous allons bien évidemment nous reposer sur les conclusions de l'étude sur les réseaux élémentaires, nous supposons donc dans la suite que :

- Les stabilités des réseaux d'indice photoinscrits dans le cœur et dans la gaine photosensible sont décrites par leurs courbes maîtresses respectives.

- La stabilité d'un réseau à pas variable (10nm/cm) de longueur élémentaire 1.5mm est identique à celle d'un réseau à pas constant.
- La stabilité des réseaux ne dépend pas de l'amplitude initiale de modulation d'indice. Nous utiliserons la courbe maîtresse représentée en noir à la Figure 5-51 afin de prédire le vieillissement des réseaux élémentaires préalablement passivés.

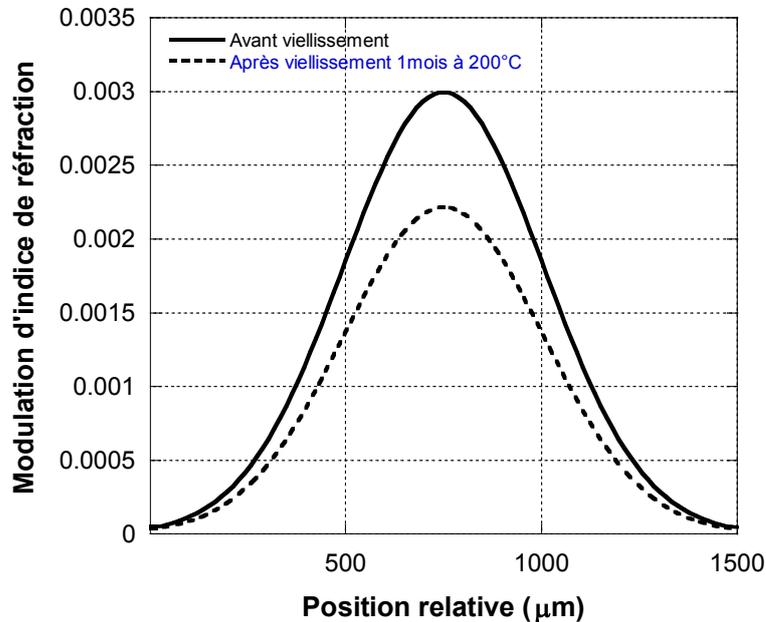


Figure 5-49: Comparaison des profils de modulation d'indice de réfraction de la gaine photosensible d'un réseau élémentaire préalablement passivé (15min à 215°C) avant et après vieillissement durant 30 jours à 200°C.

Dans un premier temps, nous avons donc vieilli le profil d'indice d'un réseau élémentaire. A titre d'exemple la Figure 5-53 présente le profil d'indice de la gaine photosensible d'un réseau élémentaire déverminé (contraste initial de 3dB après le déverminage) avant et après vieillissement durant 30 jours à 200°C. Le vieillissement a été calculé au moyen de la courbe maîtresse établie au moyen de réseaux non déverminés. Un calcul similaire est appliqué au profil d'indice d'un réseau élémentaire photoinscrit dans le cœur. A noter que  $\Delta n_{\text{mod}}$  initial du cœur est environ 3 fois inférieur à celui de la gaine.

Puis dans un second temps nous avons appliqué cette procédure aux 35 réseaux élémentaires qui composent le monofiltre GFF. Ainsi la Figure 5-54 présente le profil d'indice de la gaine photosensible du monofiltre GFF avant et après vieillissement durant 30 jours à 200°C.

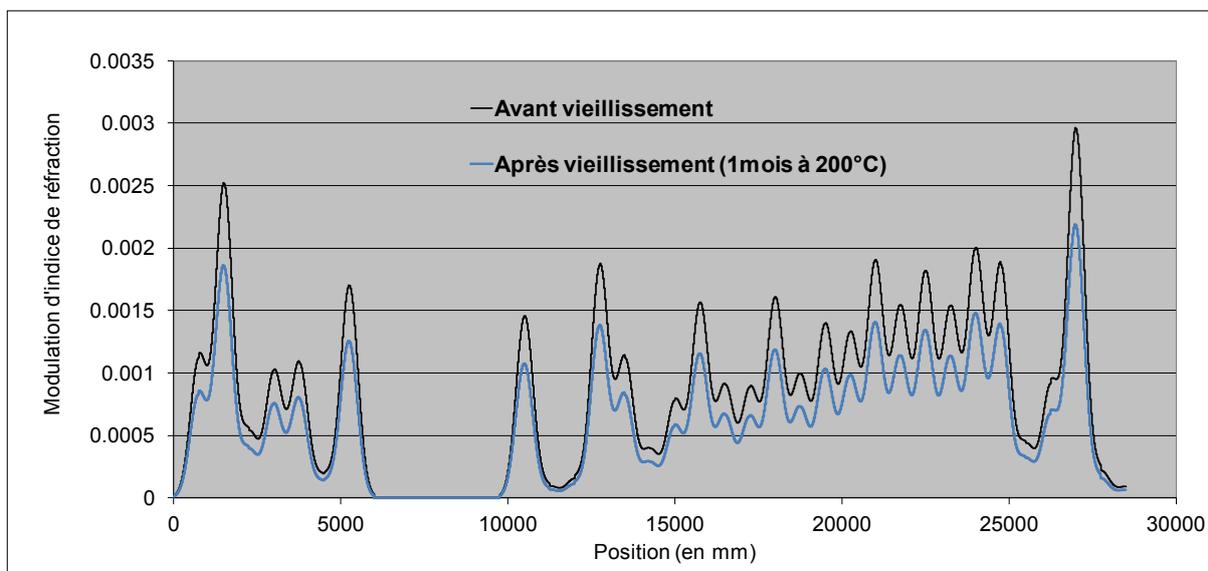


Figure 5-50: Comparaison des profils de modulation d'indice de la gaine photosensible d'un monofiltre passivé (15min à 215°C) avant et après vieillissement durant 30jours à 200°C. Le vieillissement a été modélisé au moyen de la courbe maîtresse établie à partir du couplage vers le premier mode de gaine.

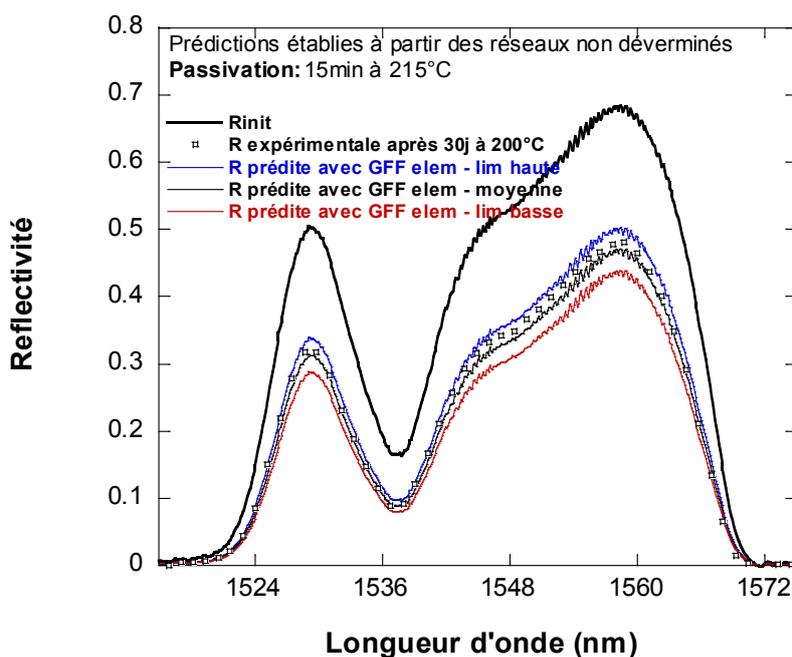


Figure 5-51: Comparaison du spectre expérimental après vieillissement et du spectre calculé après un vieillissement accéléré de 30jours à 200°C. Les prédictions ont été réalisées avec la valeur moyenne du coefficient  $\ln(k_0)$  et avec les courbes maîtresses établies dans le cœur et la gaine. Les paramètres de passivation de la prédiction ont été fixés à 15 minutes à 215°C.

Pour finir nous avons recalculé le spectre du monofiltre GFF après son vieillissement comme représenté à la Figure 5-55. Sur cette figure, les symboles représentent les données

expérimentales. Les traits pleins sont pour les spectres prédits après vieillissement pendant 30 jours à 200°C. Les limites hautes et basses et la prédiction sont déterminées en recommençant le calcul des effacements en fixant la valeur de  $k_0$  à la borne des intervalles de confiance à 68%. Ce calcul conduit dans tous les cas à une représentation correcte des données expérimentales. En effet l'erreur entre la mesure et la prédiction moyenne est de l'ordre de 2.3% et elle est de 9% dans le cas le plus pessimiste.

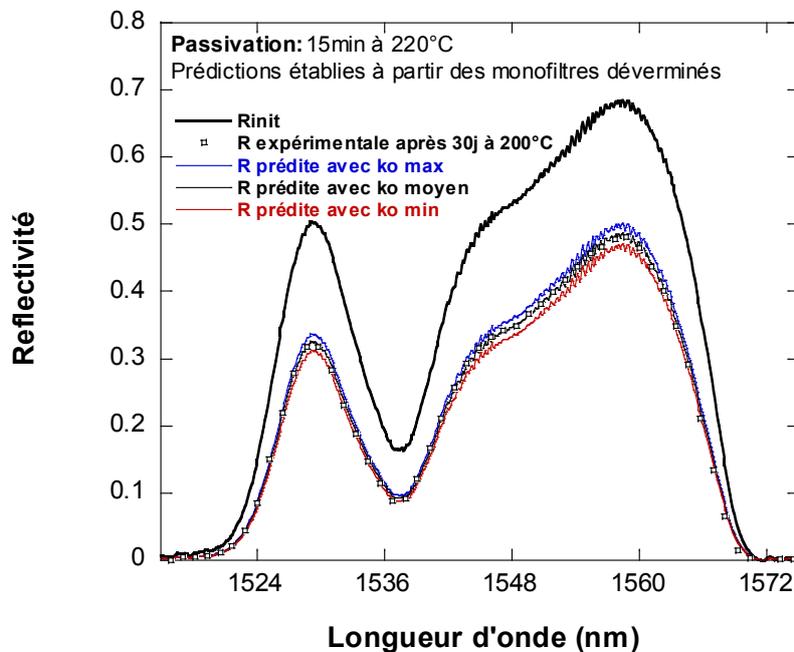


Figure 5-52: Comparaison du spectre expérimental après vieillissement et du spectre calculé après un vieillissement accéléré de 30 jours à 200°C. Rappel : les réseaux ont été préalablement passivés durant 15 minutes à  $220 \pm 5^\circ\text{C}$ . Les prédictions ont été réalisées avec la valeur moyenne du coefficient  $\ln(k_0)$  ainsi que en fixant la valeur de  $k_0$  à la borne des intervalles de confiance à 68%.

La seconde approche, moins générale, est de prédire l'évolution des spectres directement à partir de la courbe maîtresse obtenue avec des monofiltres GFF déverminés. En effet la décomposition en filtres élémentaires nous permet par exemple d'établir directement la MC à partir de l'étude d'un extrema du spectre du monofiltre. On utilise alors cette courbe maîtresse pour prédire directement l'évolution de la réflectivité à partir de la réflectivité initiale sans passer par le profil d'indice comme représenté à la Figure 5-56. Sur cette figure, les symboles représentent les données expérimentales. Les traits pleins sont pour les spectres prédits après vieillissement pendant 30 jours à 200°C. Les limites hautes et basses et la prédiction sont déterminées en recommençant le calcul des effacements en fixant la valeur de  $k_0$  à la borne des intervalles de confiance à 68%. Ce calcul conduit dans tous les cas à une représentation correcte des données expérimentales. En effet l'erreur entre la mesure et la prédiction moyenne est de l'ordre de 0.6% et elle est de 2.7% dans le cas le plus pessimiste (pour  $\ln(k_0)$  min). L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue reste spécifique à une recette de déverminage (un seul couple temps/température). L'avantage est que la méthode est représentative des produits finis. De

plus il apparaît que les prédictions plus proches de la réalité et que la barre d'erreur est plus faible.

## 5.6 Conclusion

Dans un premier temps nous avons étudié la stabilité thermique des réseaux inscrits dans fibre dédiée aux futurs GFF. D'une part cette étude nous a permis de mettre en évidence que la stabilité des variations d'indice photo-induites dans le cœur dépend peu de l'amplitude initiale de la modulation pour des valeurs comprises entre qq  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$ . D'autre part du fait de la présence d'une gaine optique fortement photosensible (et donc fortement dopée en Ge), nous avons étudié les stabilités relatives des variations d'indice photo-induites dans le cœur et la gaine optique pour des valeurs allant jusque  $10^{-3}$  dans le cœur et  $3.10^{-3}$  dans la gaine. Nous avons ainsi obtenu des courbes maîtresses présentant le même  $k_0$  mais dont le coude et les pentes sont différentes. On notera en particulier que le coude de la courbe maîtresse liée à la gaine apparaît aux plus basses énergies de démarcation (stabilité moindre que le cœur) mais aussi qu'au delà du coude la pente est plus forte que celle de la courbe maîtresse liée au cœur (meilleure stabilité dans la gaine que le cœur). La stabilité des variations d'indice est donc meilleure dans le cœur (moins dopé en Ge) que dans la gaine photosensible.

Dans un second temps nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie de façon fiable des réseaux déverminés. A cet effet nous avons utilisé des réseaux de Bragg qualifiés d'élémentaires à savoir des réseaux à pas droits et constants. Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- Nous avons établi les courbes maîtresses des variations d'indice photo-inscrites dans le cœur et la gaine de la fibre GFF hydrogénée et ce dans conditions d'inscription similaires à celles des futurs monofiltres GFF.
- Pour la première fois à notre connaissance nous avons accumulé de nombreuses données de manière à déterminer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$ . Nous avons ainsi obtenu un valeur de  $\ln(k_0)$  égale à  $23.1 \pm 4$ .
- Nous avons ensuite cherché à déterminer la reproductibilité des conditions de passivation. Il apparaît que la température moyenne subie par le réseau est de  $220^\circ\text{C}$  et que les fluctuations de température d'un réseau à l'autre peuvent atteindre  $\pm 5^\circ\text{C}$ . Dans la suite nous avons pris en compte cette marge d'erreur et nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable à savoir un déverminage à la température effective de  $215^\circ\text{C}$ .
- Puis nous avons pris en compte l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  afin de déterminer des conditions de passivation adaptées à une décroissance  $< 1\%$  durant 25 ans à  $45^\circ\text{C}$ . Cela nous permis d'estimer qu'un déverminage « classique » de 15 minutes avec une température de l'ordre de  $220 \pm 5^\circ\text{C}$  permet de satisfaire à ces conditions y compris dans le cas le plus défavorable (i.e. pour une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à 19.1).

Dans un troisième temps et pour la première fois à notre connaissance, nous avons validé de façon fiable les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des monofiltres GFF préalablement

déterminés. Conformément à la théorie, cette courbe maîtresse présente le même  $k_0$  que celle établie au moyen de réseaux non déterminés. De plus au delà du coude, les deux courbes maîtresses sont identiques ce qui valide la fiabilité de nos prédictions.

Pour finir d'un point de vue plus industriel et plus pratique nous avons développé une méthode de prédiction du spectre des monofiltres GFF en se basant sur la décomposition spectrale en  $n$  filtres élémentaires FE et sur le vieillissement du profil d'indice de ces  $n$  filtres élémentaires. Nous avons ensuite utilisé deux approches pour prédire les spectres de monofiltres GFF vieillis (ainsi que les barres d'erreur) :

- Dans la première approche nous avons utilisé les courbes maîtresses établies à partir des réseaux élémentaires simplement dégazés « à froid » (ici 2 jours à 50°C puis 2 jours à 110°C). Puis nous avons fait vieillir le profil d'indice (du cœur d'une part et de la gaine d'autre part, chacun présentant une courbe maîtresse différente) d'un monofiltre GFF en le décomposant en 35 filtres élémentaires. Puis nous avons recalculé la réponse spectrale de ce filtre vieilli (e.g. 30 jours à 200°C) et nous l'avons comparé à des mesures expérimentales. L'avantage est que cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin.
- Une autre approche moins générale consiste à utiliser la courbe maîtresse obtenue avec des monofiltres GFF déterminés. On utilise alors cette courbe maîtresse pour prédire directement l'évolution de la réflectivité à partir de la réflectivité initiale sans passer par le profil d'indice. L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue reste spécifique à une recette de déverminage (un seul couple temps/température). L'avantage est que la méthode est représentative des produits finis.

## 5.7 Bibliographie

- [1] Kashyap R, Wyatt R & Campbell R. Wideband gain flattened erbium fibre amplifier using a photosensitive fibre blazed grating. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 154-156.
- [2] Riant I. Fibre bragg gratings for gain equalisation. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides* (2001)
- [3] Kerrinckx E. Les microstructurations dans les fibres optiques. (2005)
- [4] Dianov E, Karkov V, Kurkov A, Medvedkov O, Prokhorov A & Vasil'ev S. ?. *Technical Digest of Photosensitivity and Quadratic Nonlinearity in Glass Waveguides '95* (1995) 22: pp. 14-17.
- [5] Vengsarkar A, Lemaire P, Judkins J, Bhatia V, Erdogan T & Sipe J. Long-period fiber gratings as band-rejection filters. *Lightwave Technology, Journal of* (1996) **14**: pp. 58-65.
- [6] Harumoto M, Shigehara M & Suganuma H. . *Technical Digest of ECOC'00* (2000) : pp. 57-58.
- [7] Bhakti F, Larrey J, Sansonetti P & Poumellec B. Impact of in-fiber and out-fiber diffusion on central wavelength of uv-written long period gratings. *Technical Digest of Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides '97* (1997) : .
- [8] Jang J, Kwack H, Lee S & Choi S. ?. *Technical Digest of Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides '97* (1997) : .
- [9] Bhakti F, Larrey J & Sansonetti P. . *Technical Digest of Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides '97* (1997) : .
- [10] Judkins J, Pedrazzani J, Digiovanni D & Vengsarkar A. . *Technical Digest of OFC '96, Post-deadline paper PDI* (1996) : .
- [11] Shima K, Himemo K, Sakai T, Okude S, Wada A & Yamauchi R. . *Technical Digest of OFC '97* (1997) : pp. 347.
- [12] Abramov A, Hale A & Vengsarkar A. Recoated temperature-insensitive long-period fiber gratings. *Technical Digest of OFC* (1997) **98**: .
- [13] Bhakti F & Sansonetti P. . *Technical Digest of Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides '97* (1997) : .
- [14] Gautheron O, Sansonetti P, Bassier G & Riant I. Optical gain equalisation with short period fiber gratings. *Integrated Optics and Optical Fibre Communications, 11th International Conference on, and 23rd European Conference on Optical Communications (Conf. Publ. No.: 448)* (1997) 3: pp. 131-134 vol. 3.
- [15] Kashyap R, Wyatt R & McKee P. Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap bragg gratings. *Electronics Letters* (1993) **29**: pp. 1025-1026.

- [16] Riant I, Muller C, Lopez T, Croz V & Sansonetti P. New and efficient technique for suppressing the peaks induced by discrete cladding mode coupling in fiber slanted bragg grating spectrum. *Optical Fiber Communication Conference (2000)* : .
- [17] Holmes M, Kashyap R, Wyatt R & Smith R. Ultra narrow-band optical fibre sidetap filters. *Optical Communication, 1998. 24th European Conference on (1998)* 1: pp. 137-138 vol. 1.
- [18] Riant I, Gourhant J & Sansonetti P. Polarization mode dispersion analysis in fibre chromatic dispersion compensators. *Optical Fiber Communication Conference, 1999, and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC'99. Technical Digest (1999)* 1: pp. 269-271 vol. 1.
- [19] Poumellec B. Links between writing and erasure (or stability) of bragg gratings in disordered media. *Journal of non-crystalline solids (1998)* **239**: pp. 108-115.
- [20] Riant I, Gasca L, Sansonetti P, Bourret G & Chesnoy J. Gain equalisation with optimised slanted bragg grating on adapted fibre for multi-channel long-haul submarine transmission. *Wavelength Division Multiplexing Components (1999)* : .
- [21] Leconte B & Niay P. Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à arf. (1998)
- [22] Lancry M, Poumellec B & Douay M. Anisotropic luminescence photo-excitation in h<sub>2</sub>-loaded ge-doped silica exposed to polarized 193nm laser light. *Journal of Non-Crystalline Solids (2009)* **355**: pp. 1062-1065.
- [23] Tsai T, Williams GM & Friebele EJ. Index structure of fiber bragg gratings in ge-doped silica fibers. *Optics letters (1997)* **22**: pp. 224-226.
- [24] Leconte B, Xie W, Douay M, Bernage P, Niay P, Bayon JF, Delevaque E & Poignant H. Analysis of color-center-related contribution to bragg grating formation in ge: sio<sub>2</sub> fiber based on a local kramers-kronig transformation of excess loss spectra. *Applied optics (1997)* **36**: pp. 5923-5930.
- [25] Tsai T, Friebele EJ & Griscom DL. Thermal stability of photoinduced gratings and paramagnetic centers in ge-and ge/p-doped silica optical fibers. *Optics letters (1993)* **18**: pp. 935-937.
- [26] Lancry M, Niay P, Douay M, Depecker C, Cordier P & Poumellec B. Isochronal annealing of bg written either in h<sub>2</sub>-loaded, uv hypersensitized or in oh-flooded standard telecommunication fibers using arf laser. *Journal of lightwave technology (2006)* **24**: pp. 1376.
- [27] Salik E, Starodubov D, Grubsky V & Feinberg J. Thermally stable gratings in optical fibers without temperature annealing. *Optical Fiber Communication Conference, 1999, and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication. OFC/IOOC'99. Technical Digest (1999)* 3: pp. 56-58 vol. 3.
- [28] Wang Q, Hidayat A, Niay P & Douay M. Influence of blanket postexposure on the thermal stability of the spectral characteristics of gratings written in a telecommunication fiber using light at 193 nm. *Journal of Lightwave Technology (2000)* **18**: pp. 1078.

- [29] Ramecourt D & Douay M. Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées. (2001)
- [30] Riant I & Poumellec B. Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibres. *Electronics Letters* (1998) **34**: pp. 1603-1604.
- [31] Rathje J, Kristensen M & Pedersen J. Continuous anneal method for characterizing the thermal stability of ultraviolet bragg gratings. *Journal of Applied Physics* (2000) **88**: pp. 1050.
- [32] Lancry M, Ramecourt D, Razafimahatratra D, Costes S, Douay M & Poumellec B. Contrast dependence of the thermal stability in type i fiber bragg gratings. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides* (2010) : .

## **6 Chapitre 6: Conclusions et perspectives**

6.1	Conclusion générale.....	235
6.2	Apports expérimentaux.....	235
6.3	Apports théoriques.....	236
6.4	Les compensateurs de dispersion chromatiques.....	236
6.5	Les monofiltres égalisateurs de gain.....	238

## 6.1 Conclusion générale

L'objectif principal de cette thèse était d'examiner dans quelle mesure il est possible d'étendre l'approche de la courbe maîtresse à des composants qualifiés de complexes et ce afin de déterminer des conditions de déverminage et de réaliser une prédiction de durée de vie en fonction de ces conditions de déverminage. Pour cela, nous sommes partis de la théorie cinétique sur la stabilité d'une variation d'indice ponctuelle. A noter que des phénomènes non locaux comme de la diffusion peuvent jouer sur la stabilité du réseau. Nous avons donc étudié théoriquement ce type de phénomène et leur influence est prise en compte dans le choix des paramètres du modèle. Nous avons ensuite considéré la stabilité d'un réseau dit simple (réseau carré, à pas constant et droit) en partant de celle du point. Enfin on a pu considérer le problème de la stabilité (selon des critères spécifiques) des composants complexes tels que les CDC et les monofiltres GFF.

## 6.2 Apports expérimentaux

Afin de donner une réponse à la possibilité d'étendre l'approche de la courbe maîtresse aux composants complexes, des séries d'études de vieillissement accéléré sur des réseaux simples et complexes ont été menées. A cet effet, un protocole de mesure fiable a été développé avec une baie de mesure automatisée. Le traitement des spectres obtenus (plusieurs milliers par expérience) lors des expériences de vieillissement accéléré a été également automatisé : un programme a été implémenté en langage C. Ce programme permet le suivi de la réflectivité, de la longueur d'onde de Bragg et de la température. Il permet ensuite de construire automatiquement une courbe maîtresse à partir des courbes isothermes. Cette « suite de programmes » permet aussi de déterminer les incertitudes de mesure et ce afin de déterminer pour la première fois dans une thèse un calcul fiable des intervalles de confiance sur le paramètre  $k_0$  ajusté et donc sur les prédictions de durée de vie.

Bien que fonctionnel et donnant des résultats tout à fait cohérent avec un regroupement des courbes isothermes "à l'œil" dans les cas particulier étudiés dans cette thèse, certaines parties de la suite de programmes pourraient être améliorées en particulier le calcul des incertitudes sur  $k_0$ . En effet, le calcul de  $\chi^2$  est très sensible aux valeurs élevées de la dérivée  $dE_d/dNICC$  car il se fait par interpolation sur les données expérimentales discrètes. Afin d'éviter une influence prépondérante de discontinuées expérimentales, des filtres devraient être mis en place et les paramètres d'interpolations devraient être soigneusement calibrés et testés dans différentes situations pour atteindre la fiabilité et la robustesse nécessaire à une utilisation industrielle.

## 6.3 Apports théoriques

Cette thèse a permis de décrire de façon rigoureuse, puis d'utiliser le cadre de travail VAREPA pour résoudre des problèmes issus de l'industrie de télécoms. Dans notre cas rappelons que le cadre de travail VAREPA fixe les conditions de validité de la représentation de NICC (ou plus précisément l'indice normalisé) en fonction d'un paramètre que l'on appelle l'énergie de démarcation notée  $E_d$ . Nous avons ainsi précisé de manière détaillée les hypothèses et la théorie cinétique sur la stabilité d'indice de réfraction au niveau ponctuel. Nous avons également précisé les éléments qui permettent de choisir les paramètres du modèle adapté au cas que l'on cherche à résoudre. Des protocoles permettant de valider les hypothèses du modèle sont également présentés.

## 6.4 Les compensateurs de dispersion chromatiques

Dans un premier temps nous avons étudié les cinétiques de croissance des réseaux inscrits dans la fibre Coreactive (fibre dédiée à l'inscription des CDC). D'une part, cette étude nous a permis de mettre en évidence que la réaction prédominante à l'origine des changements d'indice de réfraction est activée par une absorption à 1 photon. D'autre part, nous avons étendu le cadre de travail utilisé pour prédire l'effacement des réseaux (VAREPA) afin de rendre compte de leurs cinétiques d'inscription. Nous avons ainsi démontré la possibilité d'établir une courbe maîtresse et de définir une énergie de démarcation liée au processus d'écriture. Cette courbe maîtresse nous permet de rendre compte des dynamiques de  $\Delta n(N_p, F_p)$  en fonction du nombre de pulses  $N_p$  et de la fluence par pulse  $F_p$ . La principale extension de ce travail dans le futur consisterait à développer un cadre de travail permettant de prédire l'effacement (sous certaines hypothèses) à partir de cette courbe maîtresse établie uniquement des cinétiques de croissance. Ce type d'approche présente un intérêt industriel évident du fait de sa simplicité de mise en œuvre.

Dans un second temps, nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie de façon fiable des réseaux déterminés en présence d'hydrogène résiduelle (procédé industriel actuellement mis en œuvre). Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- Nous avons établi la courbe maîtresse de réseaux photoinscrits dans la fibre Coreactive hydrogénée et ce dans conditions d'inscription similaires à celles des futurs CDC. A noter que cette courbe maîtresse présente deux taux de décroissance comme cela a déjà été rencontré dans la littérature pour des réseaux hydrogénés..
- Pour la première fois à notre connaissance nous avons accumulé de nombreuses données de manière à déterminer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$ . Nous avons ainsi obtenu une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à  $21.5 \pm 2$ . ( $\ln(s^{-1})$ )
- Nous avons ensuite cherché à déterminer l'incertitude sur les conditions de passivation. En effet bien que la valeur de consigne de la buse à air chaud indique  $220^\circ C$ , nos mesures indiquent que la température moyenne subie par le réseau est

de 233.5°C et que les fluctuations de température d'un réseau à l'autre peuvent atteindre  $\pm 4^\circ\text{C}$ . Dans la suite nous avons pris en compte cette marge d'erreur et nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable à savoir un déverminage à la température effective de 229.5°C

- Puis, nous avons pris en compte l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  d'une part et sur la température de déverminage d'autre part afin de déterminer des conditions de passivation adaptées à une décroissance  $< 1\%$  durant 25 ans à 45°C. Cela nous permis d'estimer qu'un déverminage « classique » de 10 minutes avec une température de l'ordre de 229.5°C permet de satisfaire à ces conditions y compris dans le cas le plus défavorable (i.e. pour une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à 19.5).
- Afin d'améliorer la précision de nos prédictions au sujet de la durée de vie de réseaux ainsi déverminés nous avons pris en compte la dépendance en température du degré d'avancement de la réaction.
- Enfin et pour la première fois à notre connaissance, nous avons validé de façon fiable les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des réseaux déverminés (en présence d'hydrogène résiduel).

Pour conclure, il est important de se rappeler que la courbe de référence est établi pour des réseaux préparés dans des conditions spécifiques et qu'elle ne s'applique pas a priori si les réseaux sont conditionné (en particulier les conditions de passivation) d'une manière différente. Afin d'obtenir une prédiction de durée de vie fiable sur des composants déverminés il existe donc deux choix :

- Etablir la courbe maîtresse sur des composants simplement dégazés « à froid » (ici 3 jours à 55°C). En pratique, il est normalement nécessaire d'effectuer le déverminage sur des réseaux préalablement dégazés. L'avantage est que cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin. A noter que le fait d'inverser les étapes dégazage et déverminage et de déverminés les réseaux en présence d'hydrogène peut conduire à de mauvaises prédictions.

- Une autre solution moins générale est d'établir directement une courbe maîtresse à partir de réseaux déverminés à chaud en présence d'hydrogène (le procédé actuel). L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue resterait spécifique à une recette de déverminage (un seul couple temps/température). L'avantage est que la méthode est forcément représentative des produits finis. Il sera plus facile de l'expliquer aux futurs clients et de les convaincre de sa validité car nous travaillons directement sur les produits finis.

A noter que des précautions sont à prendre si l'on cherche à extrapoler ces résultats obtenus sur des réseaux courts vers des CDC réels de 1m et plus... Des phénomènes tels que des problèmes de diffusion d'espèces contribuant au changement d'indice photo-induit pourraient être amplifiés par la longueur. Nous savons que le cadre de travail VAREPA permettait de prendre en compte théoriquement ce type de phénomènes dans le chapitre 2.

## 6.5 Les monofiltres égalisateurs de gain

Dans un premier temps, nous avons étudié la stabilité thermique des réseaux inscrits dans la fibre dédiée aux futurs GFF. D'une part, cette étude nous a permis de mettre en évidence que la stabilité des variations d'indice photo-induites dans le cœur dépend peu de l'amplitude initiale de la modulation pour des valeurs comprises entre quelques  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$ . D'autre part, du fait de la présence d'une gaine optique fortement photosensible (et donc fortement dopée en Ge), nous avons étudié les stabilités relatives des variations d'indice photo-induites dans le cœur et la gaine optique pour des valeurs allant jusque  $10^{-3}$  dans le cœur et  $3.10^{-3}$  dans la gaine. Nous avons ainsi obtenu des courbes maîtresses présentant le même  $k_0$  mais dont le coude et les pentes sont différentes. On notera en particulier que le coude de la courbe maîtresse, liée à la gaine, apparaît aux plus basses énergies de démarcation (stabilité moindre que le cœur) mais aussi qu'au delà du coude la pente est plus forte que celle de la courbe maîtresse liée au cœur (meilleure stabilité dans la gaine que le cœur). La stabilité des variations d'indice est donc meilleure dans le cœur (moins dopé en Ge) que dans la gaine photosensible.

Dans un second temps, nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie de façon fiable des réseaux déverminés. A cet effet, nous avons utilisé des réseaux de Bragg qualifiés d'élémentaires à savoir des réseaux à pas droits et constants. Les principaux résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

- Nous avons établi les courbes maîtresses des variations d'indice photo-inscrites dans le cœur et la gaine de la fibre GFF hydrogénée et ce dans des conditions d'inscription similaires à celles des futurs monofiltres GFF.
- Pour la première fois à notre connaissance nous avons accumulé de nombreuses données de manière à déterminer l'incertitude sur le coefficient  $k_0$ . Nous avons ainsi obtenu une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à  $23.1 \pm 4$ . ( $\ln(s^{-1})$ )
- Nous avons ensuite cherché à déterminer la reproductibilité des conditions de passivation. Il apparaît que la température moyenne subie par le réseau est de  $220^\circ\text{C}$  et que les fluctuations de température d'un réseau à l'autre peuvent atteindre  $\pm 5^\circ\text{C}$ . Dans la suite, nous avons pris en compte cette marge d'erreur et nous nous sommes placés dans le cas le plus défavorable à savoir un déverminage à la température effective de  $215^\circ\text{C}$ .
- Puis nous avons pris en compte l'incertitude sur le coefficient  $k_0$  afin de déterminer des conditions de passivation adaptées à une décroissance  $< 1\%$  durant 25 ans à  $45^\circ\text{C}$ . Cela nous a permis d'estimer qu'un déverminage « classique » de 15 minutes avec une température de l'ordre de  $220 \pm 5^\circ\text{C}$  permet de satisfaire à ces conditions y compris dans le cas le plus défavorable (i.e. pour une valeur de  $\ln(k_0)$  égale à 19.1).

Dans un troisième temps et pour la première fois à notre connaissance, nous avons validé de façon fiable les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des monofiltres GFF préalablement

déterminés. Conformément à la théorie, cette courbe maîtresse présente le même  $k_0$  que celle établie au moyen de réseaux non déterminés. De plus au delà du coude, les deux courbes maîtresses sont identiques ce qui valide la fiabilité de nos prédictions.

D'un point de vue plus industriel et plus pratique, nous avons développé une méthode de prédiction du spectre des monofiltres GFF en se basant sur la décomposition spectrale en  $n$  filtres élémentaires FE et sur le vieillissement du profil d'indice de ces  $n$  filtres élémentaires. Nous avons ensuite utilisé deux approches pour prédire les spectres de monofiltres GFF vieillis (ainsi que les barres d'erreur) :

- Dans la première approche nous avons utilisé les courbes maîtresses établies à partir des réseaux élémentaires simplement dégazés « à froid » (ici 2 jours à 50°C puis 2 jours à 110°C). Puis, nous avons fait vieillir le profil d'indice (du cœur d'une part et de la gaine d'autre part, chacun présentant une courbe maîtresse différente) d'un monofiltre GFF en le décomposant en 35 filtres élémentaires. Puis nous avons recalculé la réponse spectrale de ce filtre vieilli (e.g. 30 jours à 200°C) et nous l'avons comparé à des mesures expérimentales. L'avantage est que cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin.
- Une autre approche moins générale est de prédire l'évolution des spectres directement à partir de la courbe maîtresse obtenue avec des monofiltres GFF déterminés. En effet la décomposition en filtres élémentaires nous permet par exemple d'établir directement la courbe maîtresse à partir de l'étude d'un extrema du spectre du monofiltre. On utilise alors cette courbe maîtresse pour prédire directement l'évolution de la réflectivité à partir de la réflectivité initiale sans passer par le profil d'indice. L'inconvénient est que cette approche est particulière puisque la courbe maîtresse ainsi obtenue reste spécifique à une recette de déverminage (un seul couple temps/température). L'avantage est que la méthode est représentative des produits finis.

# Contrast dependence of the thermal stability in type I fiber Bragg gratings



S. Costes, M. Lancry, B. Poumellec, D. Ramecourt, D. Razafimahatratra, M. Douay, H. Hidayat  
 Institut de Chimie Moléculaire et Matériaux d'Orsay/Laboratoire de Physico-Chimie de l'Etat Solide  
 UMR 8182 CNRS-UPS Université de Paris Sud 11, Bât. 410, 91405 Orsay Cedex, France  
 E-mail : sylvain.costes@u-psud.fr



The stability is defined by a change lower than 1% of R or  $\lambda_B$  during 25 years at 45° C

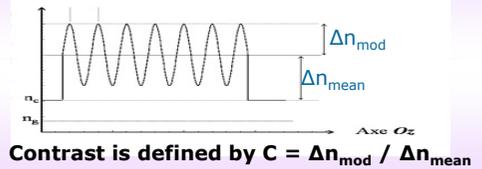
## Study:

- Accelerated aging tests
- Investigations on contrast dependency of  $\Delta n_{mod}$  and  $\Delta n_{mean}$  thermal stability

## Interest of the study:

- Life time prediction for reflectivity and wavelength of industrial optical components : typically 25 years at 45 degrees.
- The effect of wavelength trimming and hyper-sensibilisation on life time must be known.

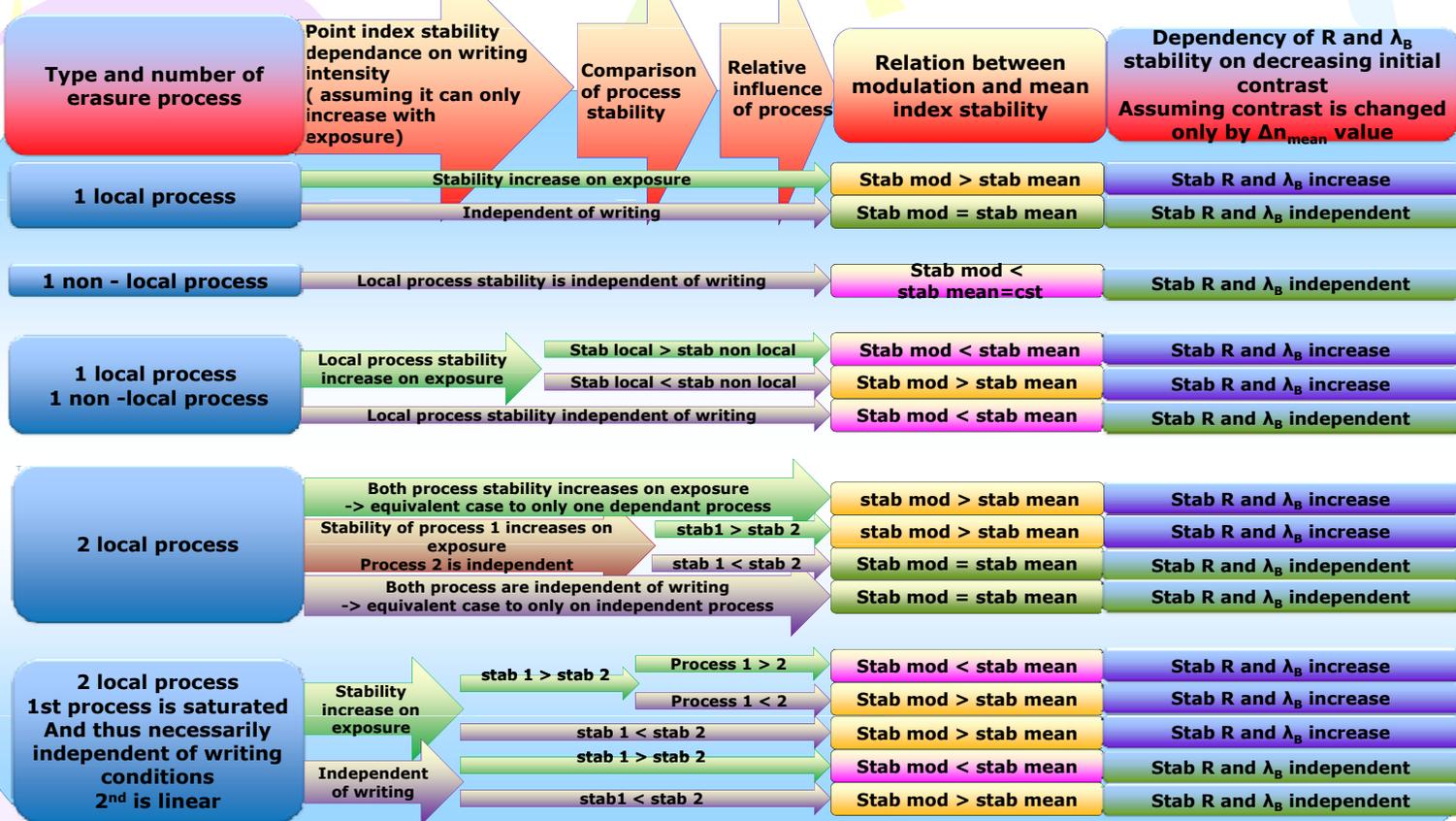
## Bragg grating main parameters



## Corresponding

### annealing experiences

- stab mod > mean**  
**Stab R and  $\lambda_B$  increase**  
 • [Hidayat *et al*, 2002]  
 →  $\lambda_p = 193$  nm, Non-H<sub>2</sub>-loaded SMF28:  
 R<sub>1</sub>: C = 0.8,  $\Delta n = 10^{-3}$   
 R<sub>2</sub>: C = 0.4,  $\Delta n = 10^{-3}$   
 R<sub>1</sub> is 25% more stable than R<sub>2</sub>  
 Stability of  $NICC_{mod}(t,T)$  is significantly higher than  $NICC_{mean}(t,T)$
- stab mod > mean**  
**Stab R and  $\lambda_B$  independent**  
 • [Ramecourt *et al*, 2003]  
 →  $\lambda_p = 244$  nm (CW), H<sub>2</sub>-loaded SMF28,  $\Delta n = 4 \cdot 10^{-3}$   
 R<sub>1</sub>: C = 0.8, R<sub>2</sub>: C = 0.6, R<sub>3</sub>: C = 0.4  
 Stability does not depend on C  
 Stability of  $NICC_{mod}(t,T)$  is significantly higher than  $NICC_{mean}(t,T)$
- Stab mod = mean**  
**Stab R and  $\lambda_B$  independent**  
 • [Ramecourt *et al*, 2003]  
 →  $\lambda_p = 244$  nm (CW), H<sub>2</sub>-loaded SMF28,  $\Delta n = 5 \cdot 10^{-5}$   
 R<sub>1</sub>: C = 0.8, R<sub>2</sub>: C = 0.6, R<sub>3</sub>: C = 0.4  
 Stability does not depend on C  
 No difference between  $NICC_{mod}(t,T)$  and  $NICC_{mean}(t,T)$



## Sum up

- Following the characteristics of the mechanism, the dependencies of R and  $\lambda_B$  are different,
- To give reliable predictions it is necessary to have a good knowledge of the stability of  $\Delta n_{mod}$  and  $\Delta n_{mean}$  according to the writing time and contrast.
- Industry could choose writing conditions in a way to have R and  $\lambda_B$  with the same stability, and independent of the initial contrast. E.g:  $\lambda_p = 244$  nm (CW), H<sub>2</sub>-loaded SMF28. This would allow them to design gratings with more reproducibility. For example it would allow them to design optical components without worrying about the stability change induced by a blanket exposure and forecast more easily the aging of complex components.

# Resume

The main objective of this thesis was to investigate how it is possible to extend the master curve approach to complex components, in order to calculate annealing conditions and delivering a life time prediction according those annealing conditions. We studied the stability of a simple Bragg grating (no apodisation, constant pitch, no tilt). Then, we have investigated the problem of the stability (according to specific criteria) of complex components: CDC and GFF monofilters. This thesis allowed to show precisely what is the VAREPA framework and how to apply it to optical telecommunication problems. To give an answer to the question of the possibility of extending the master curve approach to complex components, series of accelerate aging studies have been carried out. For this purpose, a measurement protocol including the determination of the measurement uncertainty was developed. This protocol allow to determine confidence intervals on the life time prediction.

We studied the kinetics of photo induced index growth in the optical fiber dedicated for fabrication of CDC (Coreactive). This study allowed us to demonstrate that the predominant reaction at the origin of changes in refractive index is activated by a one photon absorption. On the other hand, we have extended the VAREPA framework used to predict the Bragg gratings erasure to take into account the growth kinetics. In a second step, we tried to calculate annealing conditions in the presence of residual molecular hydrogen and associated Bragg grating life time prediction. For that purpose, we established the master curve of photo-induced Bragg gratings without annealing, then we validated the annealing conditions and lifetime predictions by building a new master curve from aging of annealed Bragg gratings (in presence of residual hydrogen).

We studied the thermal stability of hydrogenated fiber Bragg gratings dedicated to future monofiltres GFF in similar conditions to those components. We used master curves from basic Bragg gratings (ie no apodisation, constant pitch, no tilt) simply out-gazed at "cold" temperature (here 2 days at 50 ° C and 2 days at 110 ° C). Then the aging of the index profile of a GFF monofilter have been simulated (index profile of the core and of the cladding, each of them having a different master curve). For that purpose, the profile have been decomposed into 35 "basic" filters. Then, the spectral response of this aged monofilter (e.g. 30 days at 200°C) have been calculated and compared with experimental measurements. The advantage of this approach is that it is general and allow to change the annealing conditions if needed. Firstly, this study allowed to highlight that the stability of photo-induced index changes in the core depends weakly on the initial amplitude modulation for values between several  $10^{-5}$  and  $10^{-3}$ . Secondly, due to the presence of a highly sensitive optical cladding (and therefore highly Ge doped), Master curves, of photo-induced index change in the core and the cladding have been established for values ranging up to  $10^{-3}$  in the core and  $3.10^{-3}$  in the cladding. Master Curves with the same  $k_0$  (trial frequency i.e pre-exponential factor for the reaction) have been obtained but the shape of the curve is slightly different. Stability of index variations in the core is better (less Ge doped) than in the photosensitive cladding. In a second step, from the basic Bragg gratings, the annealing conditions and the lifetime have been determined. For the first time to our knowledge, the reliability of the annealing conditions and the life time predictions have been validated by building a new master curve on annealed GFF monofilters. According to the theory, this master curve show the same  $k_0$  as the one determined using non-annealed gratings. The two curves are similar this validates the reliability of our predictions.

## Résumé

L'objectif principal de cette thèse était d'examiner dans quelle mesure il est possible d'étendre l'approche de la courbe maîtresse à des composants complexes afin de déterminer des conditions de déverminage et de réaliser une prédiction de durée de vie en fonction de ces conditions de déverminage. Nous avons considéré la stabilité d'un réseau dit élémentaire (réseau carré, à pas constant et droit) puis le problème de la stabilité (selon des critères spécifiques) des composants complexes: les CDC et les monofiltres GFF. Cette thèse a permis de décrire de façon rigoureuse, puis d'utiliser le cadre de travail VAREPA pour résoudre des problèmes issus de l'industrie de télécoms. A cet effet, des séries d'études de vieillissement accéléré sur des réseaux simples et complexes ont été menées. Un protocole de mesure permettant de déterminer les incertitudes de mesure a été mis au point afin de déterminer de façon fiable des intervalles de confiance sur les prédictions de durée de vie.

Nous avons étudié les cinétiques de croissance des réseaux inscrits dans une fibre dédiée à l'inscription des CDC (Coreactive). Cette étude nous a permis de montrer que la réaction prédominante à l'origine des changements d'indice de réfraction est activée par une absorption à 1 photon. D'autre part, nous avons étendu le cadre de travail utilisé pour prédire l'effacement des réseaux (VAREPA) afin de rendre compte de leurs cinétiques d'inscription. Puis nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie des réseaux déverminés en présence d'hydrogène résiduelle (procédé industriel actuel). Pour cela, nous avons établi la courbe maîtresse de réseaux photoinscrits non déverminés puis nous avons validé les conditions de déverminage et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des réseaux déverminés.

Nous avons étudié la stabilité thermique des réseaux inscrits dans une fibre hydrogénée dédiée aux futurs monofiltres GFF dans des conditions d'inscription similaires à celles de ces composants. Nous avons utilisé les courbes maîtresses établies à partir des réseaux élémentaires (mais apodisés) simplement dégazés « à froid » (ici 2 jours à 50°C puis 2 jours à 110°C). Puis, nous avons fait vieillir le profil d'indice (cœur et gaine) d'un monofiltre GFF. Puis, nous avons recalculé la réponse spectrale de ce filtre vieilli (e.g. 30 jours à 200°C) et nous l'avons comparé à des mesures expérimentales. Cette approche reste générale et permet de changer les conditions de déverminage au besoin. Cette étude nous a permis de mettre en évidence que la stabilité des variations d'indice photo-induites dans le cœur dépend peu de l'amplitude initiale de la modulation pour des valeurs comprises entre quelques  $10^{-5}$  et  $10^{-3}$ . Du fait de la présence d'une gaine optique fortement photosensible (car fortement dopée en Ge), nous avons établi les courbes maîtresses des variations d'indice photo-inscrites dans le cœur et la gaine optique pour des valeurs allant jusque  $10^{-3}$  dans le cœur et  $3 \cdot 10^{-3}$  dans la gaine. Nous avons ainsi obtenu des courbes maîtresses présentant le même  $k_0$  (fréquence d'essai, i.e facteur pré exponentiel) mais dont la forme est légèrement différente. La stabilité des variations d'indice est meilleure dans le cœur (moins dopé en Ge) que dans la gaine photosensible. Dans un second temps, nous avons cherché à déterminer les conditions de passivation et à prédire la durée de vie des réseaux déverminés à partir des réseaux de Bragg qualifiés d'élémentaires. Pour la première fois à notre connaissance, nous avons validé de façon fiable les conditions de passivation et les prédictions de durée de vie en construisant une nouvelle courbe maîtresse sur des monofiltres GFF préalablement déverminés. Conformément à la théorie, cette courbe maîtresse présente le même  $k_0$  et une forme similaire à celle établie au moyen de réseaux non déverminés, ce qui valide la fiabilité de nos prédictions.