HAL
open science

Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase

Carlos Alberto Palavicini Cham

To cite this version:

Carlos Alberto Palavicini Cham. Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase. domain_other. Télécom ParisTech, 2004. English. NNT : . pastel-00000751

HAL Id: pastel-00000751

https://pastel.hal.science/pastel-00000751v1

Submitted on 25 Nov 2004

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.

TELECOM PARIS
école nationale supérieure des télécommunications

École Doctorale d'Informatique, Télécommunications et Électronique de Paris

Thèse

présentée pour obtenir le grade de Docteur
de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications

Spécialité : **Électronique et Communications**

Carlos Alberto PALAVICINI CHAM

Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase

Soutenue le 26 avril 2004 devant le jury composé de

René-Paul Salathé	Président
Christian Boisrobert	Rapporteurs
Pierre Niay	
Anne-Françoise Obaton	Examinateurs
Pierre Sansonetti	
Yves Jaouën	Directeur de thèse
Elchuri Rao	Invité

Lo que este trabajo significa, lo que llevo dentro y lo que pienso,
lo que mueve mi mundo, lo que genera mi entusiasmo, lo que importa:
este doctorado y lo demás, en su totalidad, está dedicado a mis padres.
Ana María, Adán: gracias.

Remerciements

Cette thèse a été réalisée aux laboratoires de Télécommunications Optiques du département Communications et Électronique de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris. J'aimerais donc remercier toutes les personnes de l'ENST et plus particulièrement du département COMELEC pour m'avoir donné les moyens d'entreprendre cette thèse.

Je remercie premièrement le *Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología* (CONACYT, Mexique) pour l'aide financière qui m'a été accordée durant toutes ces années de thèse et qui m'as permis de bien réussir ce travail de recherche. J'exprime également ma gratitude à la *Société Française d'Exportation des Ressources Educatives* (SFERE), notamment à Cécile Chaumier et Anna Maneta, pour la gestion efficace des démarches relatives à ma bourse.

Je tiens à remercier vivement mon directeur de thèse, Yves Jaouën, d'avoir accepté de diriger ce travail et qui a été pour moi beaucoup plus qu'un directeur de thèse. En effet, Yves a toujours su maintenir une ambiance amicale et détendue, ce qui m'a permis de me développer dans les meilleures conditions. Les discussions avec lui, autour d'une table de laboratoire, d'une table de bar ou encore d'une table à la cantine, ont été toujours très riches et ont grandi ma vision de la science en général, et de l'optique en particulier. Ce travail de recherche est sans aucune doute un travail à deux : la rédaction des articles, la décision des stratégies à suivre, la dernière pinte de Kilkenny, enfin, toutes les activités de ma vie scientifique ont été partagées avec lui. Je lui remercie à nouveau et toujours son enthousiasme, sa confiance et l'intérêt qu'il a bien porté à ce sujet. Yves, je te dois une pinte !

J'exprime ma reconnaissance au Professeur René-Paul Salathé, de l'EPFL en Suisse, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider ce jury. Je remercie également le Professeur Pierre Niay, du PhLAM, d'avoir accepté de juger ce travail et dont les suggestions et corrections très pertinentes sur mon manuscrit n'ont fait que l'enrichir. Par ailleurs, je tiens à remercier le Professeur Christian Boisrobert d'avoir accepté de rédiger le rapport de cette thèse ; ses remarques m'ont été très utiles. Je sais gré à Mlle. Anne-Françoise Obaton du LNE-BNM, M. Pierre Sansonetti de Alcatel Cable et M. Elchuri Rao du Locan Photonics de me faire l'honneur de participer à ce jury.

Je tiens aussi à remercier les nombreux thésards qui ont participé à cette thèse : Gabriel Campuzano de l'ENST, qui a été à l'origine de l'analyse des lasers injectés et qui m'a offert de très bons soirées autour d'un verre de tequila ; Yaneck Gottesman du CNET, pour les innombrables et assez riches discussions sur la réflectométrie et les réseaux de Bragg ; Stéphane Blin de l'ENSSAT, pour ces quinze jours de manips qui ont clarifié ma vision de la science et pour sa très sympathique attitude ; Emmanuel Kerrinckx du PhLAM, pour la célérité des résultats de simulation ; et, finalement, Isabelle Castonguay de l'Université de Laval, pour la fabrication et le soigneux envoi des lasers à fibre, en plus de sa joie québécoise.

Raúl Velaz, Jean-Philipe DeTodaro, Delphine Marris et Salim Mimouni ont travaillé avec moi en tant que stagiaires. Tous ont enrichi cette thèse et je les en remercie vivement.

Pendant mon travail de thèse, plusieurs personnes appartenant à d'autres laboratoires ont, d'une façon ou d'une autre, participé à ce projet. Je les cite dans le désordre et les remercie énormément : Pierre Ferdinand du CEA, qui m'a confié le premier réseau de Bragg que j'ai caractérisé ; Marc Douay, Yves Quiquempois et Catherine Lepers du PhLAM, avec qui je collabore encore et qui m'ont offert une nouvelle perspective sur certains aspects de cette thèse ; Sophie LaRochelle de l'Université de Laval et Pascal Besnard de l'ENSSAT, tous les deux à l'origine de la recherche sur les lasers à fibre et avec qui les discussions fructueuses n'ont jamais fini ; Sébastien Février, Pierre Viale et Philipe Roy de l'IRCOM, pour l'approche rigoureux à la toujours mystérieuse science des fibres optiques ; Bruno Thedrez, Maxime Gorlier et Xavier Rejeaunier d'Alcatel, pour la fourniture de composants et les discussions intéressantes autour des résultats ; Yves Painchaud et Etienne Gagnon de Teraxion, pour m'avoir confié les réseaux à pas variable qui ont propulsé ma recherche sur les

réponses spectrales de composants ; Gabriel Charlet d'Alcatel, pour la comparaison des résultats qui ont beaucoup servi à valider mon étude sur les fibres optiques spéciales ; et, finalement, Anne-Françoise Obaton du LNE-BNM, pour avoir mis à ma disposition son banc de mesure, autour duquel les discussions sur la réflectométrie, les composants photoniques, la littérature et les mœurs français ont toujours été enthousiastes et pleines d'humeur.

J'exprime ma gratitude aux membres du groupe Télécommunications Optiques de l'ENST pour les encouragements prodigués et l'aide qu'ils ont bien porté à ce travail. Plus particulièrement, je remercie Didier Erasme, pour les discussions et l'assistance administrative ; Philipe Gallion, pour ses remarques et conseils ; Guy Debarge, pour les nombreuses discussions mathématiques ; Claude Chabran, qui m'a beaucoup et généreusement aidé à monter mon banc de caractérisation ; Cédric Ware, pour sa précision linguistique et son insistance astronomique ; Christophe « Funky » Gosset, pour son attitude décontractée et les échanges musicaux ; Renaud Gabet, pour l'organisation efficace du labo et du matériel ; Alain Croullebois, qui m'a secouru quand les difficultés mécaniques obstruaient le bon fonctionnement de ma manip ; et, finalement, Danielle Childz, Marie Baquero et Chantal Cadiat, qui m'ont facilité la vie administrative avec un sourire.

Un remerciement particulier va pour mes collègues du bureau qui ont toujours assuré une ambiance extraordinaire : Joseph « Salsaboy » Topomondzo, Fernando « A aspirina mas grande de o mundo » Rangel et Judson « Frijolero » Braga. Nos discussions sur la politique mondiale, la vie, le football, la musique et la french attitude ont rendu très agréable mon séjour en France.

Bien sûr, je n'oublierai pas de remercier les thésards que j'ai rencontré pendant ma thèse : Elena, Anne-Claire, Robson, Bruno, Sébastien, Beatriz, Yem, Olivier, Haroun, Antoine, Fabien, Mounia, Virginie, Stefan (merci pour l'assistance informatique !), Elizabeth, Sabine, Hervé, Arash, Laurent, Souheil, Ihsan, Ludovic, Alireza, …

Il faut reconnaître que c'est grâce à la très aimable aide de M. Michel De Peretti que la possibilité de venir en France a vu le jour. J'en profite pour passer un bonjour à sa femme et à son fils, en souvenir des bons samedis soir autour d'une vraie table française.

Daniel Jiménez, Luis Lauro Cantú y Julio Gutiérrez, profesores del ITESM en Monterrey, México, estuvieron al origen de esta aventura científica, apoyando desde mis años universitarios mi idea de estudiar óptica. Les agradezco la buena idea y el apoyo.

Un abrazo enorme va para mi hermano, Jorge, de quien me separa lo menos pero a quien me une lo más importante. Agradezco muchísimo a toda mi familia el apoyo y la buena voluntad: primos(as), tíos(as), abuelas, Ale, ... Quiero también compartir este logro con mis amigos en Villahermosa, en Monterrey, en Europa. Enormísimo alegrón contar con ustedes.

Esta tesis le debe mucho a Pluvia Zúñiga: las ganas, el entusiasmo, el apoyo. Supo compartir conmigo esta aventura europea y le agradezco profundamente el que me haya revelado lo que importa en esta vida. O como lo dijo John Ashbery: “I tried each thing, only some were immortal and free”. Ocupas, Pluvia, el lugar exacto en mi vida. Gracias totales.

Résumé

L'émergence des amplificateurs à fibre a permis une augmentation drastique des capacités des systèmes de télécommunications optiques. L'accroissement de l'efficacité spectrale induite impose l'utilisation de nouvelles générations de composants photoniques. Les techniques de caractérisation actuelles ne sont pas toujours adaptées et peuvent donc requérir le développement d'outils spécifiques. Des techniques spectroscopiques cohérentes ont été mises en œuvre pour la détermination de l'enveloppe complexe (mesure de la puissance, mesure de l'excursion en fréquence). Les paramètres expérimentaux obtenus peuvent être injectés dans des modèles de représentation des signaux pour la détermination des performances des systèmes optiques. Cependant, les défauts de structure ou les inhomogénéités du matériau ne sont pas accessibles. La réflectométrie à faible cohérence (OLCR, pour *Optical Low-Coherence Reflectometry*) permet une mesure de la réflectivité en fonction de l'espace à l'intérieur des composants optiques et optoélectroniques et ceci avec une très bonne résolution spatiale et une vaste gamme de sensibilité. Les principales applications de cette technique sont la détection, la localisation et la quantification de discontinuités d'indice réfléchissantes dans des guides d'ondes optiques, ainsi que la détermination de coefficients d'absorption/gain localisés. De plus, l'accès à la phase de la réflectivité en fonction de l'espace permet la détermination de la réflectivité spectrale en amplitude et phase. Il est donc possible d'en déduire la dispersion de temps de groupe de composants passifs ou actifs.

Dans le cadre de cette thèse, la réflectométrie à faible cohérence a été appliquée à l'analyse de différents composants phoniques innovants, tels que les réseaux de Bragg, les fibres optiques spéciales et les lasers à semi-conducteurs. Pour les premiers, il a été question de quantifier le saut de phase géométrique et la dispersion chromatique des réseaux à structure complexe. Également, la corrélation existante entre la valeur du saut de phase et le régime opérationnel d'un laser à fibre a été mise en évidence. Les caractéristiques de guidage de plusieurs types de fibres optiques spéciales (dispersion chromatique, biréfringence, perte par courbure, discrimination modale, …) ont été obtenues avec précision à partir des échantillons de fibre de longueur inférieure au mètre, concernant notamment les fibres microstructurées ou les fibres à guidage de modes d'ordre supérieur. Finalement, une analyse des variations de l'indice de réfraction complexe induites par injection optique externe a conduit à la détermination directe du facteur de couplage phase–amplitude.

Les résultats présentés ont montré une analyse quantitative mais également une approche qualitative des réflectogrammes obtenus ; l'OLCR est bien plus qu'une simple outil de mesure et de caractérisation des composants photoniques. Cette technique de caractérisation doit également être considérée comme un véritable outil d'aide à la conception des nouvelles générations de composants photoniques.

Abstract

The emergence of Erbium-doped fiber amplifiers allowed for a rapid growth of the capacity of optical telecommunication systems. The increase of the induced spectral efficiency requires the use of new-generation optical devices. The characterization techniques currently employed are not fully adapted and may therefore require to develop specific tools. The coherent spectroscopic techniques were developed to determine the complex envelope (power measurement, frequency scanning measurement). The experimental results obtained may be incorporated in signal representation models to resolve the performances of optical systems. However, the imperfections of the structure or the irregularities of the material are inaccessible. Optical Low-Coherence Reflectometry (OLCR) allows for the measurement of the reflectivity as a function of space inside optical and opto-electronic devices, with a very good spatial resolution and a large dynamics range. The main applications of this technique are the detection, localization and quantification of index discontinuities in waveguides, as well as the determination of local absorption/gain coefficients. Moreover, access to the information on the evolution of the phase of the reflectivity as a function of space permits the determination of the complex spectral reflectivity. Obtaining the chromatic dispersion of passive and active devices is thus feasible.

In the framework of this PhD research, optical low-coherence reflectometry has been applied to the analysis of several advanced photonic devices, such as fiber Bragg gratings, specialty optical fibers and optical-injected semiconductor lasers. From the former, the phase-

shift and the chromatic dispersion of gratings with complex structure have been evaluated. In the same way, the existing correlation between the phase-shift value and the operation regime of a fiber DFB laser has been established. The waveguide characteristics of different specialty optical fibers (chromatic dispersion, birefringence, bend-induced losses, modal discrimination, …) have been obtained from fiber samples no longer than one meter, concerning mostly photonic crystal fibers and higher-order mode fibers. Finally, an analysis of the optical-induced complex index variations of a semiconductor laser allowed for a direct determination of the phase–amplitude coupling factor.

The results presented in this PhD thesis reveal not only a quantitative analysis but a qualitative approach of the measured reflectograms. OLCR is therefore more than just a simple measurement technique: it must be considered as an accurate investigation tool helpful in the design and development of advanced photonic devices.

Resumen

La aparición de los amplificadores en fibra óptica permitió un aumento drástico de las capacidades de los sistemas de telecomunicaciones ópticas. El incremento de la eficacidad espectral inducida impone la utilización de nuevas generaciones de componentes ópticos. Las técnicas de caracterización actuales no son siempre adaptables y pueden por lo tanto necesitar herramientas específicas. Las técnicas espectroscópicas coherentes fueron desarrolladas para determinar la amplitud compleja (medición de la potencia, medición del barrido en frecuencia). Los resultados experimentales obtenidos pueden ser incorporados en modelos de representación de señales para determinar las características de los sistemas ópticos. Sin embargo, los defectos de la estructura o las irregularidades del material no son accesibles. La reflectometría a baja coherencia (OLCR, por *Optical Low-Coherence Reflectometry*) permite efectuar una medición de la reflectividad en función del espacio en el interior de los components ópticos y opto-eletrónicos, y esto con una muy buena resolución espacial y una gran dinámica de detección. Las principales aplicaciones de esta técnica son la detección, la localización y la cuantificación de discontinuidades de índice en las guías de onda, así como la determinación de los coeficientes de absorción/ganancia locales. Además, el acceso a la información sobre la evolución de la fase de la reflectividad en función del espacio permiten determinar la reflectividad espectral en amplitud y fase. La obtención de la dispersión cromática de componentes activos o pasivos es entonces posible.

En el marco de esta tesis, la reflectometría a baja coherencia ha sido aplicada al análisis de diferentes componentes fotónicos innovadores, como las rejillas de Bragg en fibra óptica, las fibras ópticas especiales y los láseres en semiconductor. De las primeras, se cuantificó el salto de fase geométrico y la dispersión cromática de rejillas con estructura compleja. Igualmente, la correlación existente entre el valor del salto de fase y el régimen de operación de un láser en fibra fue puesto en evidencia. Las caractéristicas de guía de onda de varios tipos de fibras ópticas especiales (dispersión cromática, birrefrigencia, pérdidas por curvatura, discriminación modal,…) fueron obtenidas a partir de muestras de fibra de longitud inferior a un metro, principalmente de fibras microestructuradas (*photonic crystal fibers*) y de fibras ligeramente multimodo (*higher-order mode fibers*). Finalmente, un análisis de las variaciones del índice de refracción complejo inducidas por una inyección óptica externa condujo a la determinación directa del factor de acoplamiento fase–amplitud (o factor de Henry).

Los resultados presentados en esta tesis muestran un análisis cuantitativo pero igualmente un acercamiento cualitativo de los reflectogramas obtenidos: el OLCR es más que un simple instrumento de medición y de caractérización de componentes fotónicos. Esta técnica de caracterización debe ser considerada como una verdadera herramienta de ayuda a la concepción y al desarrollo de las nuevas generaciones de componentes fotónicos.

Sommaire

INTRODUCTION **1**

CHAPITRE 1. RÉFLECTOMÉTRIE À FAIBLE COHÉRENCE **5**

1.1 Techniques réflectométriques 5

Réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR) 6

Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR) 6

Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) 7

1.2 Principe de la réflectométrie à faible cohérence 7

1.2.1 Principe de l'interféromètre de Michelson 7

1.2.2 Réflectométrie à faible cohérence conventionnelle 8

Théorie de la réflectométrie à faible cohérence 10

Influence de la source 13

1.3 Réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase 16

1.3.1 Description détaillée du montage 17

Montage optique 18

Résolution spatiale et gamme dynamique 18

Différence de marche et comptage des franges 20

Étage de détection et acquisition des données 21

1.3.2 Analyse et exploitation des réflectogrammes 22

Information issue du réflectogramme et correspondance avec les simulations 23

Extraction de la phase du réflectogramme 24

Calcul de la réflectivité complexe 26

Conclusion 28
Références 29

CHAPITRE 2. CARACTÉRISATION DE RÉSEAUX DE BRAGG À FIBRE 33

2.1 Réseaux de Bragg à structure complexe 33
2.1.1 Théorie et généralités 34
2.1.2 Modélisation des réseaux de Bragg à fibre 37
Réseau uniforme : cas général 38
Réseau apodisé 41
Réseau à saut de phase 43
Réseau à pas variable 44
2.2 Évaluation de la valeur du saut de phase d'un réseau à saut de phase 45
2.3 Détermination des caractéristiques spatiales d'un réseau échantillonné 50
2.4 Mesure de la dispersion chromatique des réseaux à pas variable 52
2.5 Analyse des différents régimes de fonctionnement des lasers à contre-réaction distribuée à fibre 59
2.5.1 Théorie des lasers à fibre 59
2.5.2 Corrélation entre la valeur du saut de phase et l'effet laser 63
Fabrication des lasers DFB caractérisés et banc de caractérisation 63
Résultats expérimentaux 65
Conclusion 67
Références 69

CHAPITRE 3. ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES DE GUIDAGE DE FIBRES OPTIQUES SPÉCIALES 75

3.1 Principe de la méthode de mesure 76
3.1.1 Validation du principe : étude d'une fibre à compensation de la dispersion 78
3.2 Fibres microstructurées 81
3.3 Fibres à guidage des modes d'ordre supérieur 89
Conclusion 93
Références 94

CHAPITRE 4. ANALYSE DES LASERS DFB À SEMI-CONDUCTEURS SOUMIS À UNE INJECTION OPTIQUE 101

4.1 Lasers DFB à semi-conducteurs 101

4.1.1 Théorie 102

4.1.2 Injection optique dans les lasers à semi-conducteurs 102

4.2 Mesure réflectométrique du laser 103

4.2.1 Principe de la mesure et des modélisations 103

Caractéristiques des lasers DFB utilisés 104

Montage expérimental 105

Modélisation des réflectogrammes d'un laser à semi-conducteurs 106

4.2.2 Laser en régime libre et non polarisé 109

4.2.3 Laser en régime libre et polarisé 110

4.2.4 Laser soumis à une injection optique 112

Conclusion 114

Références 116

CONCLUSION GÉNÉRALE 119

ANNEXE A. THÉORIE DES MODES COUPLÉS ET PRINCIPE DE LA MÉTHODE DES MATRICES DE TRANSFERT 123

ANNEXE B. LISTE D'ARTICLES ET DE PUBLICATIONS 127

Introduction

L'émergence des amplificateurs à fibre et l'inévitable accroissement du débit ont drastiquement augmenté la portée et la complexité des systèmes de transmission optiques, imposant une évolution des composants photoniques. Des techniques de caractérisation fiables et précises sont en conséquence indispensables pour mener une analyse appropriée des caractéristiques et des performances desdits composants. Généralement, ces performances sont déterminées par incorporation des résultats d'une mesure en régime dynamique dans un outil de simulation numérique. Pourtant, il est important de noter que les résultats de cette mesure ne sont pas obtenus directement et que le comportement des signaux à l'intérieur du composant reste inconnu. Les imperfections présentes dans la structure des composants ou les inhomogénéités du matériau sont de ce fait inaccessibles. Une technique différente est proposée ici pour permettre une caractérisation rapide, précise et directe des composants photoniques : la réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase, ou OLCR (de l'anglais *Optical Low–Coherence Reflectometry*). En effet, l'OLCR s'avère une technique très avantageuse pour effectuer une analyse à la fois quantitative et qualitative des composants. L'OLCR permet de détecter, de localiser et de quantifier les points réfléchissants du composant, rendant possible la détermination de son coefficient de réflectivité complexe. Ce manuscrit de thèse a pour but d'exposer aussi bien les avantages et les potentialités que la portée de l'OLCR sensible à la phase dans la caractérisation des composants photoniques actuels. Bien plus qu'un simple appareil de mesure, l'OLCR sensible à la phase trouve sa juste place en tant que véritable outil de recherche. Les résultats présentés dans ce manuscrit,

concernant la caractérisation de certains composants clés dans les télécommunications optiques actuelles, mettent en évidence la pertinence de l'OLCR comme outil d'investigation qui apporte une réponse appropriée aux nécessités et aux demandes des technologues.

Le première chapitre présente le principe de l'OLCR sensible à la phase. Dans un premier temps, la théorie de l'OLCR conventionnel est décrite de façon succincte afin d'introduire son principe de fonctionnement. Le montage OLCR sensible à la phase développé à l'ENST est détaillé ensuite et ses avantages par rapport au montage conventionnel sont mis en évidence. Enfin, les outils mathématiques permettant l'analyse et l'exploitation des mesures issues de l'OLCR sont exposés. Particulièrement, la détermination de l'évolution de la phase dans le composant caractérisé et l'évaluation de sa réflectivité complexe à partir du réflectogramme mesuré sont montrées.

Les réseaux de Bragg à fibre ont révolutionné le domaine des composants photoniques vu qu'ils présentent des caractéristiques très avantageuses en termes de sélectivité spectrale, de pertes d'insertion faibles et de robustesse. Leurs applications sont nombreuses : filtrage spectral, compensation de la dispersion, optimisation du régime de fonctionnement des lasers, etc. Dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, différents types de réseaux de Bragg à fibre sont analysés à l'aide de l'OLCR sensible à la phase. Premièrement, la structure de base de ce type de composants est décrite et des résultats de modélisation des réponses spectrales sont montrés. Deuxièmement, le saut de phase d'un réseau de Bragg à saut de phase est quantifié et la dispersion chromatique d'un réseau à pas variable est mesurée. Finalement, la corrélation entre la valeur du saut de phase et le régime de fonctionnement d'un laser à fibre est mise en évidence.

Le troisième chapitre traite de l'étude des caractéristiques de guidage des fibres optiques spéciales. Le principe de la méthode de caractérisation des fibres optiques avec un montage OLCR est détaillé et illustré par la mesure de la dispersion chromatique d'une fibre à compensation de la dispersion. Ensuite, la mesure de la dispersion chromatique et de la biréfringence modale des fibres microstructurées est présentée. Ces résultats sont confirmés à l'aide d'un outil de modélisation numérique. Également, la valeur de la dispersion chromatique des différents modes d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur est montrée. Cette valeur est déterminée à partir des mesures OLCR de façon directe et sans requérir des convertisseurs de modes, contrairement aux techniques classiques.

L'OLCR sensible à la phase permet de caractériser aussi des composants actifs en régime opérationnel. Dans le dernière chapitre, des expériences et des modélisations sont confortées afin de quantifier certains paramètres des lasers à semi-conducteurs, tels que les pertes, l'indice de réfraction et le coefficient du couplage du réseau. D'ailleurs, la mesure des variations du gain et de l'indice de réfraction d'un laser induites par une injection optique externe est présentée. Notamment, il est montré pour la première fois qu'une détermination directe de la valeur du facteur de couplage phase-amplitude (ou facteur d'Henry) peut être obtenue à partir des mesures réalisées avec l'OLCR.

Chapitre 1
Réflectométrie à faible cohérence

La réflectométrie optique à faible cohérence ou OLCR (de l'anglais *Optical Low–Coherence Reflectometry*) est désormais devenue une technique relativement répandue. Elle permet la détection, la localisation et la quantification des discontinuités ainsi que des défauts de fabrication présents au sein des composants photoniques modernes. Compte-tenu de la stabilité des bancs de mesure, seul le module du coefficient de réflexion est généralement accessible. D'autre part, la réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase permet de mesurer les variations dues aux changements de phase dans les composants (par exemple, présence d'un saut de phase, dispersion chromatique, ...), palliant ainsi les inconvénients et limitations de la réflectométrie à faible cohérence conventionnelle. L'OLCR permet en conséquence d'effectuer une analyse structurelle du composant et d'apporter une réponse pertinente aux concepteurs de composants photoniques.

1.1 Techniques réflectométriques

L'analyse non destructive des fibres optiques et des composants photoniques s'avère fondamentale lors de l'évaluation de ses performances et de l'étude de leurs défauts. Plusieurs outils d'investigation basés sur le principe de la réflectométrie ont été proposés à ce

jour. Parmi les plus répandus, les réflectomètres dans les domaines du temps, de la fréquence et de la cohérence exhibent les caractéristiques les plus intéressantes.

Réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR)

Depuis son introduction en 1976 [1], la technique de caractérisation optique connue sous le nom de réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR, de l'anglais *Optical Time-Domain Reflectometry*) est devenue un outil d'analyse très importante lors de l'implantation des lignes de transmission optiques. Elle consiste essentiellement à enregistrer en fonction du temps la puissance optique réfléchie le long de la fibre (Fig. 1.1). L'amplitude du signal détecté dépend de la présence des atténuations, des réflexions Rayleigh, des imperfections et soudures, des connecteurs, etc. [2, 3]. La résolution spatiale de l'appareil est passé de la centaine des mètres à quelques centimètres et la dynamique de la détection reste inférieure à 60 dB. En conséquence l'OTDR reste insuffisamment précis en vue de l'analyse des composants photoniques.

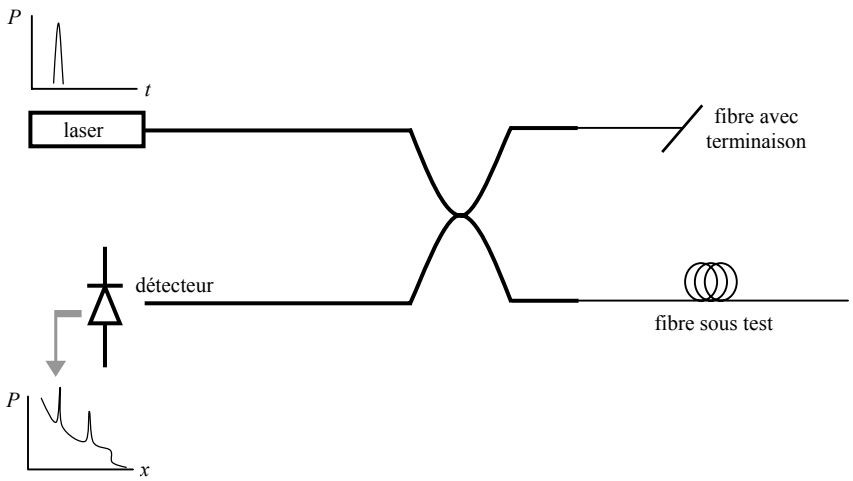


Fig. 1.1. Schéma simplifié du réflectomètre dans le domaine temporel (OTDR).

Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR)

Une solution pour surmonter la pauvre résolution spatiale des techniques du type OTDR est la réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR, de l'anglais *Optical Frequency-Domain Reflectometry*) [4, 5]. Cette méthode utilise comme source un laser modulé par des variations linéaires de fréquence. Le signal détecté, correspondant aux réponses spectrales des points réflecteurs localisés le long du composant sous test, est traité au moyen d'un

algorithme de Fourier afin d'obtenir la réponse temporelle (Fig. 1.2). La détection des défauts dans le composant est ainsi envisageable. Le principal progrès de l'OFDR sur l'OTDR est l'amélioration de la dynamique des mesures des réflexions discrètes, augmentée du fait que les signaux réfléchis sont mesurés autour d'une bande spectrale étroite.

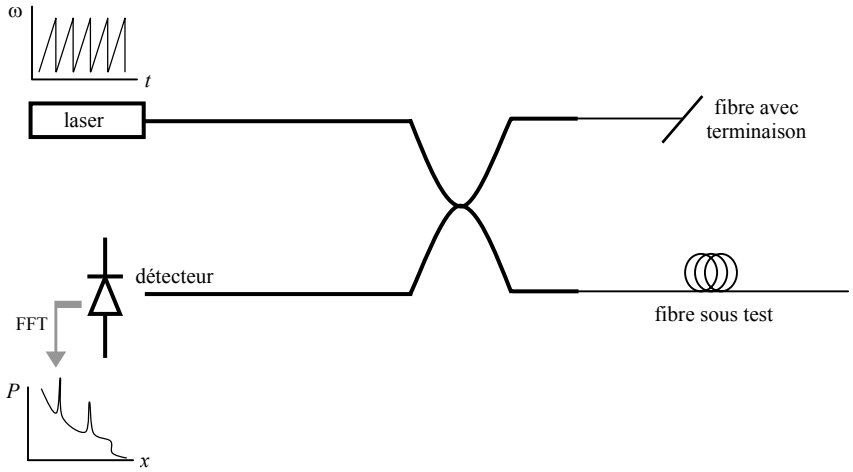


Fig. 1.2. Schéma simplifié du réflectomètre dans le domaine fréquentiel (OFDR).

Réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR)

La réflectométrie optique dans le domaine de la cohérence ou à faible cohérence (OLCR), décrite dans ce chapitre, a significativement amélioré la résolution spatiale et la dynamique des mesures. Des réflexions séparées de < 10 µm peuvent être identifiées et quantifiées. Son application à l'étude des composants photoniques est devenue possible et des résultats prometteurs ont été publiés, confirmant ainsi la pertinence de cette technique parmi les outils d'investigation connus.

1.2 Principe de la réflectométrie à faible cohérence

1.2.1 Principe de l'interféromètre de Michelson

Le principe de base de la réflectométrie optique à faible cohérence réside dans l'interféromètre développé par A. Michelson en 1887. Le montage le plus simple de l'interféromètre est montré sur la figure 1.3 [6]. Un faisceau provenant de la source optique S est divisé en deux parties par une lame séparatrice (BS). Les deux faisceaux résultants sont dirigés vers les miroirs m1 et m2. Les faisceaux réfléchis produisent des interférences sur le

plan d'observation B si leur différence de chemin optique est inférieure à la longueur de cohérence de la source (cf. section 1.2.2).

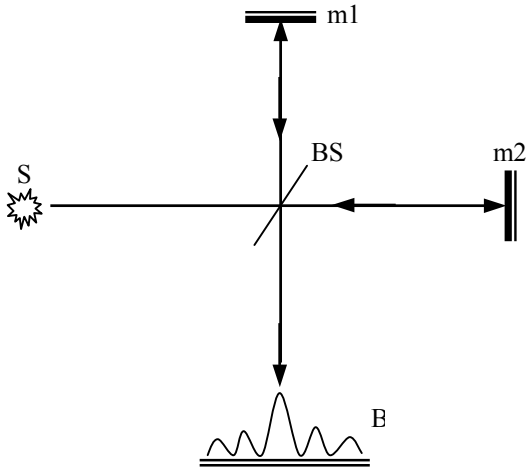


Fig. 1.3. Montage de base de l'interféromètre de Michelson.

1.2.2 Réflectométrie à faible cohérence conventionnelle

La réflectométrie optique à faible cohérence est une technique de mesure non destructive qui permet d'étudier les différentes propriétés des composants optiques avec une très bonne résolution et une grande sensibilité. Elle a été proposée à la fin des années 80 par Takada et al. [7], Youngquist et al. [8] et Gilgen et al. [9], et est encore utilisée à ce jour. Des mesures encourageantes sont publiées régulièrement, ce qui situe l'OLCR comme un outil de caractérisation et d'investigation très avantageux à tous les niveaux du développement des composants photoniques, de la conception jusqu'à la mise en oeuvre. De ce fait, la pertinence des phénomènes mis en évidence avec cet outil révèle son influence incontestable sur l'activité des concepteurs de composants.

Le principe du montage de base de l'OLCR est montré sur la figure 1.4. Un réflectomètre optique à faible cohérence est fondamentalement un interféromètre de Michelson illuminé par une source blanche (BBS, pour *BroadBand Source*), incluant un miroir mobile dans l'un des bras et le composant sous test (DUT, pour *Device Under Test*) dans l'autre. Les bras du réflectomètre sont nommés *de référence* et *de mesure*, respectivement. Le réflectogramme est classiquement obtenu en faisant varier la différence de marche optique, à vitesse constante. Ainsi, quand le délai imposé au bras de référence

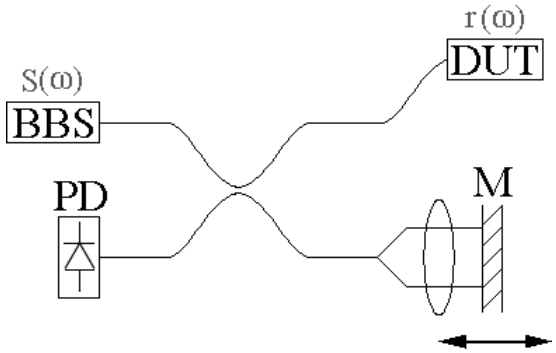


Fig. 1.4. Schéma simplifié du réflectomètre optique à faible cohérence. BBS : source blanche, PD : photo-détecteur, M : miroir amovible, DUT : composant sous test.

correspond avec celui d'une réflexion quelconque dans le composant sous test, un signal d'interférence est produit. La distribution de ces interférences en fonction de la position du miroir mobile, i. e., de la différence de marche optique, constitue le réflectogramme. Les franges d'interférences correspondant à une position localisée dans l'objet sous test sont détectées, tant que la différence de marche optique reste en deçà de la résolution spatiale du montage, comme il est défini plus bas. Des réflexions discrètes dans le composant sous test ne peuvent alors être résolues que si leur séparation spatiale est supérieure à la longueur de cohérence de la source.

Deux types de réflectomètres optiques à faible cohérence sont identifiés : le réflectomètre dit conventionnel où seul l'enveloppe du réflectogramme est détecté, et le réflectomètre complexe ou sensible à la phase. Le premier est un cas particulier du dernier. À présent, les réflectomètres à faible cohérence disponibles sur le marché ne permettent que la détection de l'enveloppe du reflectogramme, limitant ainsi la gamme des paramètres mesurables d'un composant. Quelques exemples typiques de mesures accessibles avec un réflectomètre conventionnel concernant le domaine des composants optiques sont :

- les pertes d'insertion dans des composants utilisés dans le multiplexage en longueur d'onde [10],
- le courant de fuite d'un composant actif [11],
- l'amplitude de la modulation d'indice dans un réseau de Bragg [12],
- la réflectivité des facettes et les pertes d'un guide d'onde [13-15].

Théorie de la réflectométrie à faible cohérence

Des études visant à généraliser le principe théorique du réflectomètre à faible cohérence ont été proposées auparavant, surtout en ce qui concerne la mise en évidence de la relation par transformée de Fourier existant entre le reflectogramme mesuré et la réflectivité complexe du composant [16], ainsi que sur la dépendance spectrale du réflectogramme [17]. Il en est déduit que, dans un OLCR, le champ optique émis par la source peut être écrit de façon générale sous la forme suivante :

$$E(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} e^{j(\omega t + \varphi(\omega))} d\omega \tag{1.1}$$

où $S(\omega)$ est la densité spectrale de puissance de la source et $\varphi(\omega)$ la phase. Le champ optique est réparti équitablement dans les deux bras de l'interféromètre. En absence d'effets dispersifs et après avoir parcouru le bras de référence, un retard t_1 s'ajoute au champ $E_1(t)$, qui s'écrit alors :

$$E_1(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} e^{j(\omega(t-t_1) + \varphi(\omega))} d\omega \tag{1.2}$$

car la réflectivité dans le bras de référence, i. e., la réflectivité du miroir, est indépendante de la longueur d'onde (par conséquence, toutes les longueurs d'onde du spectre de la source sont réfléchies). Dans le bras de mesure, en revanche, le champ optique $E_2(t)$ est soumis à la réflectivité du composant sous test $\tilde{r}(\omega)$, dépendante de la longueur d'onde, et au délai t_2 égal au temps d'aller-retour de la lumière à la position du composant sous test pour laquelle $\tilde{r}(\omega)$ a été spécifiée :

$$E_2(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)} \tilde{r}(\omega) e^{j(\omega(t-t_2) + \varphi(\omega))} d\omega \tag{1.3}$$

L'intensité $I(\tau)$ détectée par la photodiode est proportionnelle à la somme au carré des deux champs optiques réfléchis par l'OLCR :

$$I(\tau) \propto \left\langle \left| E_1(t) + E_2(t) \right|^2 \right\rangle$$

$$\propto \left\langle \left|E_1(t)\right|^2 \right\rangle + \left\langle \left|E_2(t)\right|^2 \right\rangle + 2\Re\left\langle E_1(t)^* E_2(t) \right\rangle \tag{1.4}$$

Les deux premiers termes, qui ne contribuent qu'à la composante continue de l'intensité, seront négligés par la suite (ils contribueront quand même au niveau du bruit) et l'équation 1.4 devient alors :

$$\begin{aligned} I(\tau) &\propto 2\Re\left\langle E_1(t)^* E_2(t) \right\rangle \\ &\propto 2\Re\left\langle \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\omega)}\sqrt{S(\omega)}\tilde{r}(\omega)e^{j\omega\tau}d\omega \right\rangle \end{aligned} \tag{1.5}$$

L'intensité détectée est donc la corrélation croisée $\Gamma(\tau)$ des champs optiques des bras de l'interféromètre en fonction de la différence temporelle $\tau = t_2 - t_1$. La recombinaison des deux champs produit des interférences uniquement si la différence de marche $x = c\tau$ de l'interféromètre est inférieure à la longueur de cohérence l_c de la source utilisée (cf. section suivante, Éq. 1.9). Il est à noter que, dans un composant ayant un indice de groupe n_g, la différence de marche est $x = c\tau/n_g$. Ainsi, si l'interféromètre est non-équilibré, i. e., si $x > l_c$, les phases des champs ne sont pas corrélées et le terme de corrélation croisée du signal reçu est zéro. Toutefois, si $x \leq l_c$, le terme de corrélation croisée devient une fonction oscillatoire lorsque la différence de marche est variée, et des franges d'interférence sont produites. La distribution de ces interférences en fonction de la différence de marche constituent le réflectogramme. Le réflectogramme mesuré $r_{\text{meas}}(t)$ est équivalant à l'intensité $I(\tau)$ détectée, de sorte que :

$$r_{\text{meas}}(\tau) = \Re\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\tilde{r}(\omega)e^{j\omega\tau}d\omega\right] \quad \forall\,\omega > 0 \tag{1.6}$$

où $S(\omega)$ et $\tilde{r}(\omega)$ sont égales à zéro pour $\omega < 0$. Pourtant, la configuration retenue pour les appareils réflectométriques disponibles commercialement ne permet pas une détection du signal en amplitude et en phase, alors uniquement l'enveloppe du réflectogramme est mesuré :

$$r_{\text{meas, amp}}(\tau) = \left|\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\tilde{r}(\omega)e^{j\omega\tau}d\omega\right| \tag{1.7}$$

Pour un montage OLCR sensible à la phase, le réflectogramme mesuré $r_{\text{meas}}(\tau)$ est donc la partie réelle de la transformée de Fourier du signal analytique $S(\omega)\tilde{r}(\omega)$, de sorte que :

$$r_{\text{meas}}(\tau) = \Re\left\{\text{TF}\left[S(\omega)\tilde{r}(\omega)\right]\right\} \tag{1.8}$$

Etant donné que la partie réelle du signal détecté comprend aussi bien des informations sur le module que sur la phase, comme il est montré dans l'encart ci-dessous [18], la détection du signal réflectométrique en amplitude et en phase est alors envisageable. Les solutions

Représentation de signaux réels dans le domaine temporel

Soit $r(\tau)$ un signal dans le domaine temporel. Si $r(\tau)$ est réel, sa transformée de Fourier $R(\omega)$ possède en conséquence la propriété de symétrie hermitienne (ou encore $R(\omega) = R^*(-\omega)$), i. e., son module et sa partie réelles sont pairs, tandis que son argument et sa partie imaginaire sont impairs. Pour décrire entièrement un signal réel dans le domaine des fréquences, il n'est donc pas nécessaire de connaître les valeurs de sa transformée de Fourier pour toutes les fréquences : la connaissance des valeurs de la transformée de Fourier pour les fréquences positives est suffisante.

Un signal réel $r(\tau)$ peut par conséquent, sans perte d'information, être représenté par un signal $z(\tau)$ dont la transformée de Fourier $Z(\omega)$ correspond à un facteur 2 près à la transformée de Fourier $R(\omega)$ du signal réel $r(\tau)$ pour les fréquences positives, et est nulle pour les fréquences négatives, de sorte que :

$$Z(\omega) = \begin{cases} 2R(\omega) & \text{si } \omega > 0 \\ 0 & \text{si } \omega < 0 \end{cases} \tag{E.1}$$

Le signal $z(\tau)$ est le signal analytique associé au signal réel $r(\tau)$. Il est complexe car il ne possède pas la propriété de symétrie hermitienne. De façon générale, le signal $z(\tau)$ est dit analytique si son spectre $Z(\omega)$, i. e., sa transformée de Fourier, est nul pour les fréquences négatives.

L'expression dans le domaine temporel $z(\tau)$ peut être aisément déduite de la relation décrite ci-dessus. En effet, il est possible d'écrire (E.1) sous la forme $Z(\omega) = 2U(\omega)R(\omega)$, où $U(\omega)$ désigne la fonction échelon unité en fréquence. Le signal analytique associé à $r(\tau)$ est en fait la sortie d'un filtre linéaire défini par la fonction de transfert $H(\omega) = 2U(\omega)$. Si la transformée de Fourier inverse de $U(\omega)$ est $u(\tau) = \frac{1}{2}\left[\delta(\tau) + jvp(1/\pi\tau)\right]$, il est donc possible d'écrire :

$$\begin{aligned} z(\tau) &= \text{TF}\left[2U(\omega)R(\omega)\right] \\ &= 2u(\tau) * r(\tau) \\ &= \left[\delta(\tau) + jvp(1/\pi\tau)\right] * r(\tau) \end{aligned} \tag{E.2}$$

En prenant en compte le paragraphe précédent, il est possible d'exprimer le signal analytique de $r(\tau)$ sous la forme :

$$z(\tau) = r(\tau) + j\hat{r}(\tau) \tag{E.3}$$

Le signal analytique $z(\tau)$ associé au signal réel $r(\tau)$ est donc un signal complexe dont les parties réelle et imaginaire sont transformées de Hilbert l'une de l'autre.

particulières de l'équation 1.8, considérant les différents types de réflexions observés dans la pratique, peuvent être classées en trois catégories :

- réflexion dépendante de la fréquence et ayant une largeur spectrale étroite par rapport à la largeur de la source de l'OLCR, comme dans le cas des réseaux de Bragg : $S(\omega)$ est considérée comme constante autour de la bande spectrale du composant et (1.8) devient alors $r_{\text{meas}}(\tau) \propto \Re\left\{\text{TF}\left[\tilde{r}(\omega)\right]\right\}$;
- réflexion indépendante de la fréquence, comme dans le cas de la face clivée d'une fibre optique (interface fibre-air) : $\tilde{r}(\omega)$ est considérée comme constante pour toute fréquence $\tilde{r}(\omega) = \left|\tilde{r}(\omega)\right|$ et (1.8) devient $r_{\text{meas}}(\tau) \propto \Re\left\{\text{TF}\left[S(\omega) \times \exp\left[j\varphi(\omega)\right]\right]\right\} \cdot \left|\tilde{r}(\omega)\right|$, où $\left|\tilde{r}(\omega)\right|$ a une valeur typique de ~0,2 pour la silice (tout écart représente des pertes de guidage en fonction de la fréquence ω);
- réflexion dépendante de la fréquence et ayant une largeur spectral semblable à la largeur de la source de l'OLCR : l'équation 1.8 devient $r_{\text{meas}}(\tau) \propto \Re\left\{\text{TF}\left[S(\omega)\right] * \text{TF}\left[\tilde{r}(\omega)\right]\right\}$ et sa solution nécessite de réaliser une déconvolution afin de l'interpréter correctement.

Influence de la source

Un point réflecteur localisé engendrera un réflectogramme ayant une largeur l_r. En absence d'effets dispersifs, deux points réflecteurs successifs ne seront en conséquence résolus par l'OLCR que si leur séparation est supérieure à l_r. La résolution spatiale l_r du réflectomètre rapport à la précision pour déterminer la position d'un point réflecteur dans un objet sous test. Elle dépend principalement de la longueur de cohérence de la source, définie par la largeur à mi-hauteur du réflectogramme en fonction de la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre dans le vide. Dans le cas d'une source à profil rectangulaire, la longueur de cohérence est :

$$l_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \tag{1.9}$$

où λ est la longueur d'onde centrale de la source et $\Delta\lambda$ sa largeur à mi-hauteur [9, 19]. La résolution spatiale correspond à la moitié de la longueur de cohérence, corrigée par l'indice de groupe n_g du composant, puisqu'elle prend en compte le trajet aller-retour dans les bras de l'interféromètre. Ainsi, la valeur théorique de l_r est :

$$l_\mathrm{r} = \frac{l_\mathrm{c}}{2n_g} \tag{1.10}$$

Il est alors évident que la résolution spatiale s'améliore lorsque la longueur de cohérence de la source diminue, i. e., lorsque la largeur de la source augmente. L'OLCR prend ainsi toute sa pertinence du fait de la largeur de sa source. En effet, une source à spectre large permet à la fois de résoudre des réflectogrammes avec une résolution spatiale élevée et de couvrir une plage spectrale suffisamment étendue pour analyser des composants photoniques actuels.

Source	$S(\omega)$	$\Gamma(\tau)$	$\mathbf{l_c}$
Gaussienne	$\frac{4\sqrt{\pi \ln 2}}{\Delta\omega}\exp\left[-\left(2\sqrt{\ln 2}\,\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega}\right)^2\right]$	$\exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega\cdot\tau}{4\sqrt{\ln 2}}\right)^2\right]\cdot\cos\left(\omega_0\tau\right)$	$\frac{4\ln 2}{\pi}\cdot\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$
Porte	$\frac{2\pi}{\Delta\omega}\cdot\mathrm{rect}\left(\frac{\omega-\omega_0}{\Delta\omega}\right)$	$\mathrm{sinc}\left(\frac{\Delta\omega\cdot\tau}{2\pi}\right)\cdot\cos\left(\omega_0\tau\right)$	$\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$

Tableau 1.1. Densité spectrale de puissance, fonction de corrélation croisée et longueur de cohérence des sources à profil gaussien et porte.

Le profil de la source et la différence de longueurs des fibres optiques dans les deux bras de l'interféromètre agissent sur la résolution spatiale. Soit un point réflecteur localisé, défini par une réflectivité indépendant de la longueur d'onde, par exemple, la face clivée d'une fibre optique monomode standard ($\left|\tilde{r}\left(\omega\right)\right| \approx 0,2$). En absence d'effets dispersifs, le réflectogramme correspondant au point réflecteur décrit est alors la transformée de Fourier de la densité spectrale de la source (Éq. 1.8). Le réflectogramme est en conséquence équivalent à la fonction de corrélation croisée $\Gamma(\tau)$ correspondant à la densité spectrale $S(\omega)$ de la source (Tableau 1.1). La résolution spatiale est définie comme la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe du réflectogramme. La figure 1.5 montre les réflectogrammes calculés pour des sources à profil gaussien et porte. Il est notoire que les réflectogrammes ont un profil correspondant à la partie réelle de la transformée de Fourier de la source utilisée. Ainsi, pour des sources à profil

gaussien, le réflectogramme correspondant a le même profil. Pour une source à profil rectangulaire, le réflectogramme est ainsi un sinus cardinal. Les deux sources ont une largeur de bande de $\Delta\lambda$ = 40 nm et sont centrées à 1550 nm. D'après l'équation 1.10, avec n_g = 1,45, la résolution spatiale est de $l_r \approx 20$ µm. Toutefois, le profil de la source utilisée agit sur cette valeur. Pour une source à profil gaussien, le réflectogramme est résolu avec une résolution spatiale égale à la valeur théorique (Fig. 1.5a). En revanche, la résolution spatiale est dégradée lorsque la source a un profil du type rectangulaire ($l_r > 20$ µm) (Fig. 1.5b). D'ailleurs, pour ce type de source, des lobes secondaires apparaissent dans le réflectogramme et, même s'ils ne contribuent pas à la dégradation de la résolution spatiale, causeront une diaphotie due au recouvrement des réflectogrammes des points réflecteurs adjacents, à condition que ceux-ci soient suffisamment proches.

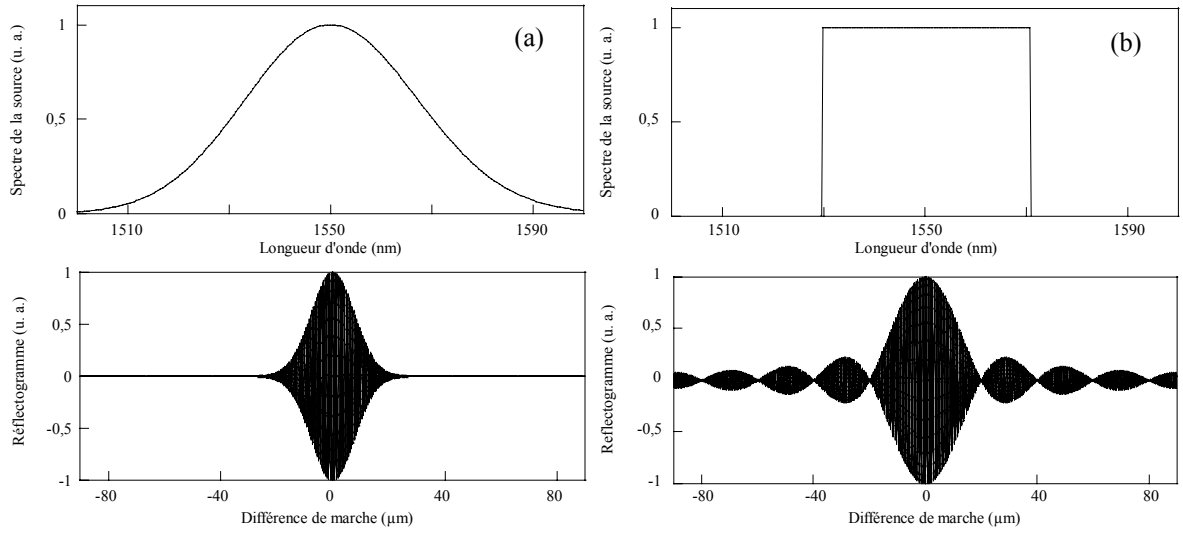


Fig. 1.5. Réflectogrammes correspondants à une réflexion localisée et indépendante de la longueur d'onde, pour des sources à profil (a) gaussien et (b) porte.

Lorsque la différence Δl des longueurs des fibres dans les bras de l'OLCR ne sont pas identiques, une dispersion différentielle apparaît dans le montage. La résolution spatiale est en conséquence dégradée et une déformation du profil du réflectogramme mesuré peut se produire. En effet, les contributions de la dispersion chromatique du premier et du deuxième ordre introduiront un élargissement et une déformation au profil du réflectogramme, car elles ne sont plus négligeables ($\Delta l > 0$). En effet, la différence Δl provoque une déformation du réflectogramme défini par l'équation 1.6, qui devient :

$$r_{\text{meas, def}}(\tau) = \Re\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\tilde{r}(\omega)e^{j\left[\omega\tau+2\Delta l\left(\frac{1}{2}\beta_2\omega^2-\frac{1}{6}\beta_3\omega^3\right)\right]}d\omega\right] \tag{1.11}$$

où β_2 et β_3 sont le deuxième et troisième termes de l'expansion de Taylor du coefficient de propagation $\beta(\omega)$, donnée par [20] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega-\omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega-\omega_0)^3 + \ldots \tag{1.12}$$

Dans cette relation, le terme β_0 détermine la vitesse de phase ; β_1, le temps de propagation de groupe ; β_2, la dispersion chromatique du premier ordre ; β_3, celle de deuxième, et ainsi de suite. β_2 et β_3 dépendent des paramètres de la fibre, tels que l'indice de groupe n_g, la dispersion chromatique $\mathrm{D} = \partial\beta_1/\partial\lambda$ et de sa dérivée D' :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}\cdot \mathrm{D} \tag{1.13}$$

$$\beta_3 = \left[\frac{\lambda^2}{2\pi c}\right]^2 \cdot \left[\frac{2\mathrm{D}}{\lambda} + \mathrm{D}'\right] \tag{1.14}$$

1.3 Réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase

Ils existent deux conditions pour qu'un réflectomètre à faible cohérence ait accès à la phase de la réflectivité d'un composant : la détection des franges d'interférence et la mesure précise de la position du miroir de référence [21]. Comme il a été indiqué dans la section précédente (Éq. 1.6), l'information sur l'enveloppe et la phase est contenue dans la partie réelle du signal détecté par l'OLCR. Toutefois, puisque l'extraction de la phase de la réflectivité nécessite une connaissance précise de la position des franges d'interférence, l'ajout d'un interféromètre cohérent, permettant de suivre l'évolution de la différence des chemins optiques entre les deux bras de l'interféromètre, s'avère donc nécessaire.

L'accès à la phase du réflectogramme étend le nombre des paramètres mesurables d'un composant et valide l'importance de l'OLCR sensible à la phase comme un outil de recherche très performant et puissant lors de l'analyse des composants photoniques innovants. Ainsi, il a été possible de mesurer :

- le coefficient de couplage complexe des réseaux de Bragg à fibre [22],
- la valeur des sauts de phase dans des réseaux de Bragg à fibre [23],
- les erreurs de phase et d'amplitude dans des guides d'onde [24],
- la dispersion chromatique des fibres optiques spéciales [25],
- la dispersion chromatique des réseaux de Bragg à pas variable [26].

1.3.1 Description détaillée du montage

Le réflectomètre optique à faible cohérence sensible à la phase développé aux laboratoires des Télécommunications Optiques de l'ENST est présenté sur la figure 1.6. La lumière 'blanche' issue de la source (BBS) est divisée en deux par le premier coupleur 50/50 et envoyée vers le miroir amovible (M1) et le composant sous test (DUT). Le composant sous test ayant une réflectivité distinctive, ses points réflecteurs renvoient de la lumière vers le deuxième coupleur 50/50. Il en est de même pour le miroir amovible. Des interférences sont produites si

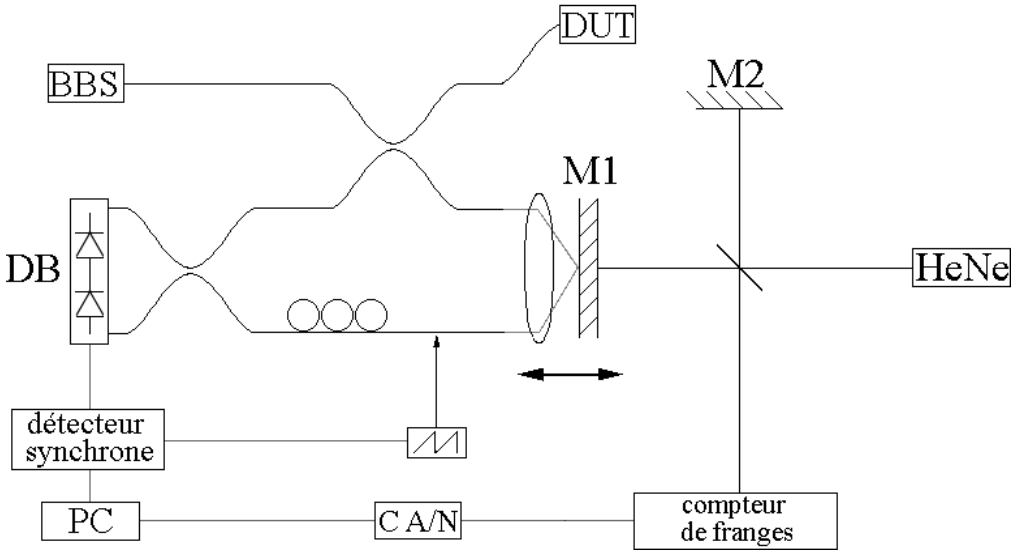


Fig. 1.6. Schéma du réflectomètre optique à faible cohérence sensible à la phase. BBS : source blanche, DUT : composant sous test, DB : détecteur équilibré, M2 : miroir fixe, M1 : miroir amovible, C A/N : convertisseur analogique-numérique, PC : ordinateur.

la différence des chemins optiques entre les deux faisceaux réfléchis est en deçà de la longueur de cohérence de la source. Les franges d'interférence sont détectées avec un détecteur équilibré (DB) permettant de supprimer la composante continue du signal d'interférence et de réduire le bruit d'intensité de la source. Le déplacement du miroir amovible, permettant donc de balayer le composant sous test, est suivi par un interféromètre cohérent. Le signal périodique résultant est alors utilisée comme horloge externe servant à échantillonner le signal issu de l'OLCR.

Montage optique

Mis à part l'étage de translation et le comptage de franges, qui se réalisent en espace libre, le montage optique de l'OLCR est entièrement fibré. La longueur de fibre dans chacun des bras étant similaire, les élongations dues aux fluctuations de la température sont négligeables. Les deux bras de l'interféromètre ont des connecteurs FC/APC où il est possible d'ajouter des cordons à fibre afin d'égaliser leurs longueurs. Une boucle de Lefèvre est placée dans le bras de référence afin d'adapter l'état de polarisation de la lumière se propageant dans le bras de référence, dans le but d'optimiser la visibilité des franges d'interférence à l'entrée du détecteur. La distorsion du signal due à la dispersion introduite par le support optique de l'OLCR est supprimée car le même type de fibre optique est utilisée dans les deux bras de l'interféromètre. Toutefois, il faut considérer qu'une dispersion résiduelle existe du fait du parcours réalisé en espace libre. Ceci réduit la résolution spatiale du montage, comme il est montré par la suite.

Résolution spatiale et gamme dynamique

La source 'blanche' de l'OLCR est de type super-fluorescente à fibre dopée Erbium (Fig. 1.7). Elle a un profil gaussien, sa largeur à mi-hauteur est de $\Delta\lambda_{BBS} \approx 40$ nm et sa longueur d'onde centrale de $\lambda_{BBS} \approx 1{,}55$ µm, la résolution spatiale du montage peut être donc estimée à $l_r \approx 18$ µm. Cependant, la différence des longueurs des fibres dans les deux bras de l'OLCR n'est pas nulle ($\Delta l > 0$) et la résolution spatiale réelle est alors détériorée dû à la déformation du réflectogramme exprimée par l'équation 1.11. En effet, pour vérifier la position de marche nulle de l'étage de translation de l'OLCR, i. e., la position minimale de mesure, le champ optique nécessite tout de même de réaliser un parcours en espace libre sur une distance de $\Delta l \approx 12{,}5$ cm. La fibre optique du montage OLCR est du type monomode standard et est caractérisée par une dispersion de premier ordre de D ≈ 17 ps/nm/km et par une dérivée de la

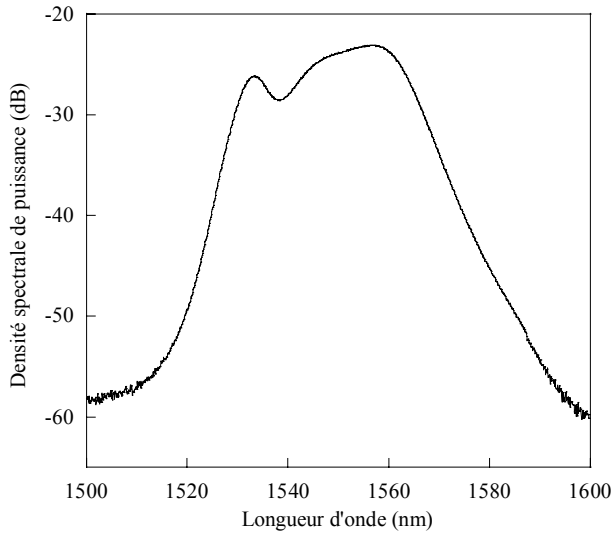


Fig. 1.7. Densité spectrale de la source 'blanche' (BBS) de l'OLCR.

dispersion de D' ≈ 0,09 ps/nm^2/km. En insérant ces valeurs dans les équation 1.13 et 1.14, et les résultats dans l'équation 1.12, il est donc possible de calculer le profil réel du réflectogramme, déformé par la dispersion chromatique différentielle, à l'aide de l'équation 1.11. Le réflectogramme théorique d'un point réflecteur unique ayant une réflectivité indépendante de la longueur d'onde est comparé avec le réflectogramme mesurée de la face clivée d'une fibre monomode standard localisée à la position de marche nulle du montage de l'OLCR (Fig. 1.8). Comme la différence de marche est nulle, alors $\omega\tau = 0$, et $\left|\tilde{r}(\omega)\right| \approx 0,2$ pour une incidence normale de l'onde optique à l'interface fibre-air. La réflexion est indépendante de la longueur d'onde. Une différence des longueurs des fibres de $\Delta l \approx 12,5$ cm

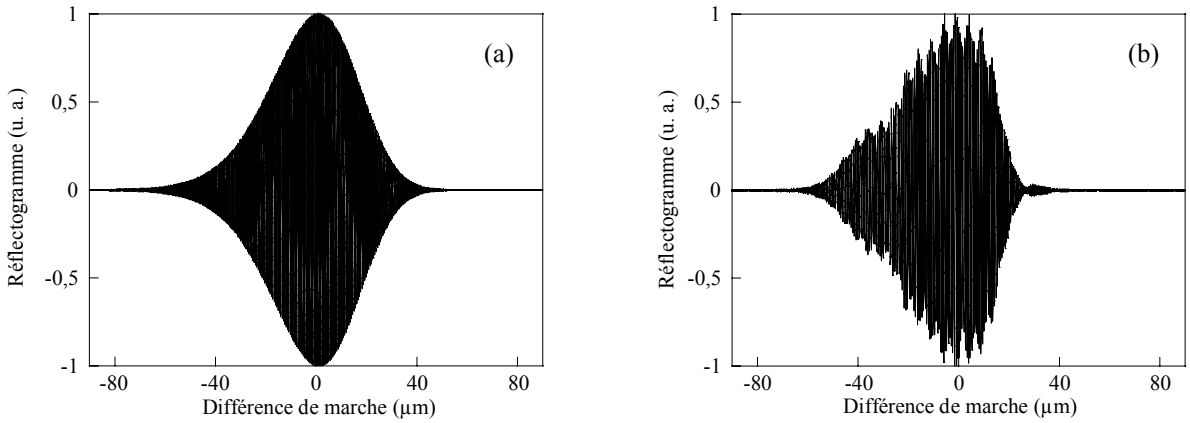


Fig. 1.8. Réflectogrammes (a) théorique et (b) mesuré d'une réflexion unique et indépendante de la longueur d'onde, pour un déséquilibrage des bras de l'OLCR de $\Delta l \approx 12,5$ cm de fibre.

a été prise en compte. Il est notoire que les deux réflectogrammes ont le même profil, qui a été élargi du fait de la contribution de la dispersion chromatique du premier ordre (β_2) et déformé à cause de la valeur non négligeable de la dispersion du deuxième ordre (β_3). La résolution spatiale résultant est d'environ 40 µm. Même si cette valeur semble élevée par rapport à la valeur théorique estimée dans la section 1.2.2 (cf. Fig. 1.5a), elle est suffisamment adaptée à la caractérisation des composants photoniques actuels, comme il est montré dans les chapitres suivants de ce manuscrit.

La gamme dynamique en puissance du montage OLCR est définie comme le rapport des valeurs de puissances maximale et minimale mesurables, générées par le signal d'interférence détecté à la sortie de l'OLCR. Dans le montage expérimental, ces valeurs sont déterminées par les appareils de détection utilisés : le bruit thermique du détecteur est d'environ –120 dBm/Hz, et le détecteur équilibré sature à – 28 dBm. La dynamique maximale atteignable avec l'OLCR est donc de 90 dB. Toutefois, le bruit d'intensité relative de la source et les instabilités mécaniques et thermiques du montage limitent la dynamique à ~70 dB. Il est à noter que la dynamique de l'OLCR est adaptée pour réaliser des mesures de rapports de réflectivités, donc suffisante pour résoudre des réflectivités des composants photoniques actuels.

Différence de marche et comptage des franges

Le balayage de l'objet sous test se réalise par déplacement du miroir amovible. Ce déplacement s'effectuant en espace libre, la position des réflexions dans le composant est obtenue en prenant en compte l'indice de réfraction du milieu. La différence de marche optique dans le réflectomètre est introduite par déplacement du miroir de référence (M1). Le miroir est monté sur une platine de translation à courant continu dont la course maximale est de 25 cm, distance bien supérieure à la longueur de la plupart des composants photoniques existants. La précision sur le déplacement est de l'ordre de 1 µm.

La conception d'un OLCR sensible à la phase impose un contrôle précis de la position du miroir de référence (M1). Pour ce faire, le signal issu d'un interféromètre cohérent est utilisé comme horloge externe pour échantillonner de façon précise et régulière le signal issu de l'OLCR. Afin d'assurer une fréquence d'échantillonnage fixe tout le long de l'acquisition, aussi bien la longueur d'onde du laser utilisé que la vitesse de déplacement du miroir de

référence doivent être connues et stables. Les données issues de l'OLCR sont ainsi discrétisées. Le théorème d'échantillonnage doit être alors satisfait. Ceci implique que la période d'échantillonnage spatiale Δx doit être limitée par $\Delta x \leq \lambda_{BBS}/2$, soit $\Delta x \leq 775$ nm dans le cas du montage développé à l'ENST. La longueur d'onde du laser He-Ne utilisé est égale à $\lambda_{\text{He-Ne}} = 632{,}8$ nm et le montage de l'interféromètre permet un seul aller-retour de la lumière. Ceci fixe la période spatiale d'échantillonnage Δx à $\lambda_{\text{He-Ne}}/2$ soit 316,4 nm, valeur en accord avec le théorème d'échantillonnage. La fréquence d'échantillonnage est estimée à partir de $f_s = v_m/\Delta x$, où v_{m} est la vitesse de déplacement du miroir de référence. Le choix de cette vitesse dépend du compromis entre l'influence sur la mesure du bruit mécanique du moteur et la tolérance du montage aux sources externes de vibration, telles que les variations de température, les oscillations acoustiques et les vibrations des différents supports mécaniques. Une vitesse de $v_{\text{m}} = 1$ mm/s a été retenue, la fréquence de balayage de l'acquisition est donc $f_{\text{S}} = 3{,}16$ kHz. Le nombre d'échantillons acquis à la fin de la mesure est par conséquence $N_s = f_s \cdot (d/v_m)$, où d est la distance parcourue par le miroir de référence.

Étage de détection et acquisition des données

Etant donné que le signal d'interférence issu de l'OLCR est faible par rapport au niveua du bruit, il est détecté à l'aide de deux photo-détecteurs PIN-FET (de l'anglais *p-i-n field-effect transistor*) à faible bruit en montage équilibré. Cette configuration permet d'éliminer la composante continue du signal détecté et d'atténuer largement le bruit d'intensité relatif car il est corrélé pour les deux photodiodes. Les photodiodes sont à faible bande passante afin de favoriser la détection du signal d'interférence et non celle du signal de battement entres les différentes composantes spectrales. Le signal électrique non bruité issu du détecteur équilibré est ensuite envoyé vers le détecteur synchrone. Une cellule piézo-électrique engendre une variation de la longueur optique du bras de référence. Ceci décale le spectre optique du signal d'une fréquence de modulation f_{m} par effet Doppler, afin d'améliorer la sensibilité du détecteur synchrone. La cellule est alimentée par un signal de rampe à une fréquence de $f_{\text{m}} = 1\text{-}2$ kHz afin d'améliorer la sensibilité du détecteur synchrone. Celui-ci permet de récupérer le signal exploitable tout en apportant un très bon rapport signal sur bruit [27]. Si le composant sous test est fibré, le bruit du battement dû à la réflexion à la face arrière de la fibre est largement atténué soit en clivant la face arrière en angle, soit en plongeant l'extrémité de la fibre dans un liquide d'indice [28].

L'acquisition du signal par l'ordinateur se fait avec une carte d'acquisition disposant d'un convertisseur analogique-numérique dont la résolution est de 12 bits, ce qui veut dire que le convertisseur discrétise le signal d'entrée en 2^{12} divisions, quantification largement suffisante pour fournir une représentation précise du signal analogique. La fréquence d'échantillonnage est fournie par un horloge externe provenant de l'interféromètre de référence décrit ci-dessus.

Le banc de mesure OLCR est entièrement contrôlé par ordinateur au moyen d'un programme réalisé sous LabView. Ce programme permet de configurer la détection synchrone et le déplacement du miroir de référence, de lancer l'acquisition, de stocker les données, de tracer et d'afficher le réflectogramme et de sauvegarder les données.

1.3.2 Analyse et exploitation des réflectogrammes

Afin d'extraire une information pertinente, le réflectogramme issu du réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase nécessite une interprétation qui n'est pas toujours simple. Parfois, seul le module du réflectogramme est indispensable pour évaluer certains paramètres du composant mesuré, par exemple, les paramètres mesurables avec un OLCR conventionnel (cf. section 1.2.2). En revanche, lorsqu'une information sur la distribution spatiale de la phase ou sur les réponses spectrales du composant est indispensable, un montage OLCR sensible à la phase est nécessaire. Le module et la phase du réflectogramme, ainsi que les spectres en réflexion et en phase, sont contenus dans le système de franges d'interférence qui compose le réflectogramme.

L'analyse des mesures complexes issues du montage sensible à la phase requiert en conséquence l'utilisation de certains outils mathématiques qui seront décrits par la suite. Tout d'abord, l'information directe pouvant être obtenue à partir du module du réflectogramme sera présentée. Ensuite, la comparaison des modules des réflectogrammes mesuré et simulé sera utilisée pour estimer d'autres paramètres. Après, l'extraction de la phase du réflectogramme à l'aide d'une transformée d'Hilbert sera expliquée. Finalement, le rapport existant entre le réflectogramme complexe (i. e., le système des franges d'interférence) et les réponses spectrales du composant sera illustré à l'aide d'un algorithme de Fourier, en accord avec la théorie de la réflectométrie exposée dans la section 1.2.2.

Information issue du réflectogramme et correspondance avec les simulations

Comme il a été exposé dans de nombreuses références, le module du réflectogramme apporte une information précieuse sur le composant testé [10-15, 29]. Par exemple, à partir du réflectogramme d'un réseau de Bragg uniforme (cf. chapitre 2, section 2.1.1), aussi bien sa position que sa longueur peuvent être facilement estimées. Les positions des faces avant et arrière, l'influence du coefficient de couplage, le profil de la modulation de l'indice ainsi que des éventuels défauts de fabrication peuvent également être identifiés, comme le montre la figure 1.9. Les pics situés à 0 mm et à environ 6 mm correspondent aux réflexions sur les faces avant et arrière du réseau, respectivement. Leur séparation, corrigée par l'indice de groupe du composant (~1,45), exprime la longueur physique du réseau (~4 mm). Les lobes observés après 6 mm sont dus aux composantes spectrales de la source de l'OLCR transmises par le réseau [17]. Les fluctuations rapides observées sur l'enveloppe du module sont dues à une imperfection du masque de phase utilisée pour inscrire le réseau. Un effet Fabry-Pérot s'ajoutant à la figure d'interférence résulte des réflexions produites sur les facettes du masque, vu qu'elles n'ont pas reçu un traitement anti-reflet.

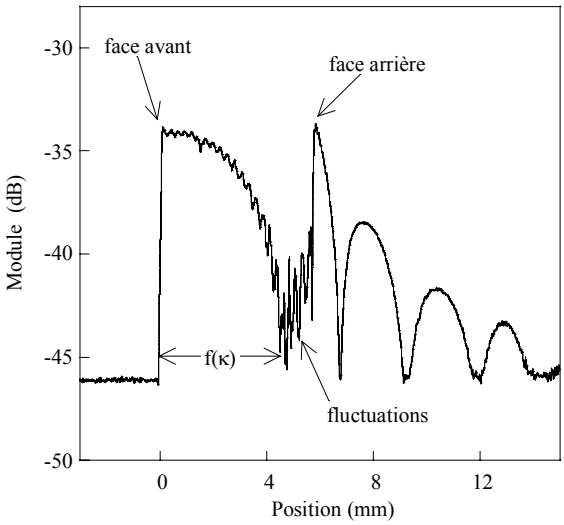


Fig. 1.9. Module du réflectogramme mesuré d'un réseau de Bragg uniforme. La largeur du lobe principal résulte de la magnitude du coefficient de couplage du réseau (f(κ)).

Des méthodes de modélisation peuvent être utilisées pour calculer le réflectogramme d'un composant donné à partir de ses paramètres caractéristiques [29]. Le réflectogramme théorique d'un réseau de Bragg uniforme a été modélisé à l'aide de la méthode des matrices

de transfert (cf. annexe A) et ensuite comparé avec le réflectogramme mesuré (Fig. 1.10). Le coefficient de couplage du réseau a été utilisé comme variable. Un très bon accord a été trouvé entre les deux réflectogrammes pour une valeur du coefficient de couplage de $\kappa = 5$ cm^{-1} correspondant à un facteur $\kappa L = 2$.

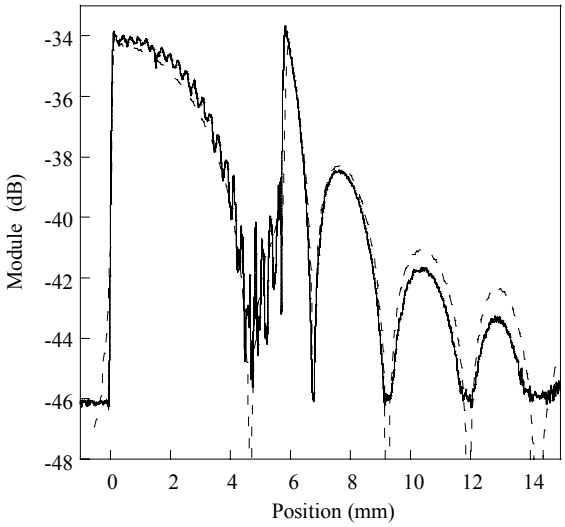


Fig. 1.10. Correspondance entre les réflectogrammes mesuré (trait continu) et simulé (trait pointillé).

Extraction de la phase du réflectogramme

Un réflectogramme issu de l'OLCR sensible à la phase est en fait la distribution spatiale de la influence de la réflectivité complexe du composant sur la source 'blanche'. D'après l'équation 1.6, aussi bien le module que la phase du réflectogramme sont compris dans le signal détecté et peuvent ainsi être exploités à partir du réflectogramme en utilisant les outils mathématiques détaillés par la suite.

La transformée d'Hilbert permet de construire un signal analytique à partir d'un signal réel (cf. encart section 1.2.2). Or, le signal $r_{\text{meas}}(\tau)$ issu de l'OLCR est réel et une fonction du temps (Éq. 1.6) et le signal analytique associé peut donc être généré au moyen d'une transformation d'Hilbert. Soit $r_{\text{Re}}(\tau) = r_{\text{meas}}(\tau)$ un signal réel et

$$\tilde{r}(\tau) = r_{\text{Re}}(\tau) + j r_{\text{Im}}(\tau) \tag{1.15}$$

le signal analytique complexe associé, $r_{\mathrm{Im}}(\tau)$ est alors la transformée d'Hilbert de $r_{\mathrm{Re}}(\tau)$, de sorte que $r_{\mathrm{Im}}(\tau)$ est le signal en quadrature de $r_{\mathrm{Re}}(\tau)$ [30]. L'extraction du module $A(\tau)$ et de la phase $\phi(\tau)$ du signal $\tilde{r}(\tau)$ est effectuée au moyen des relations classiques :

$$A(\tau) = \sqrt{\left(r_{\mathrm{Re}}(\tau)\right)^2 + \left(r_{\mathrm{Im}}(\tau)\right)^2} \tag{1.16}$$

$$\phi(\tau) = \tan^{-1}\left(\frac{r_{\mathrm{Im}}(\tau)}{r_{\mathrm{Re}}(\tau)}\right) \tag{1.17}$$

De sorte que :

$$\tilde{r}(\tau) = r_{\mathrm{Re}}(\tau) + jr_{\mathrm{Im}}(\tau) = \left\{A(\tau) \times \exp\left[j\phi(\tau)\right]\right\} \times \exp(j\omega\tau) \tag{1.18}$$

La mesure de la phase $\phi(\tau)$ du composant doit être ensuite corrigée afin d'éliminer les ambiguïtés dues à l'accumulation rapide des valeurs de phase, exprimée par $\omega\tau$, lorsqu'un balayage sur l'axe de propagation est effectué. Le calcul de la phase est compris dans l'intervalle [-π, +π] avec des discontinuités dues aux ruptures de phase de 2π. Celles-ci sont supprimées en faisant usage d'un algorithme de lissage de phase ('unwrapping') et la phase devient ainsi une distribution continue (Fig. 1.11).

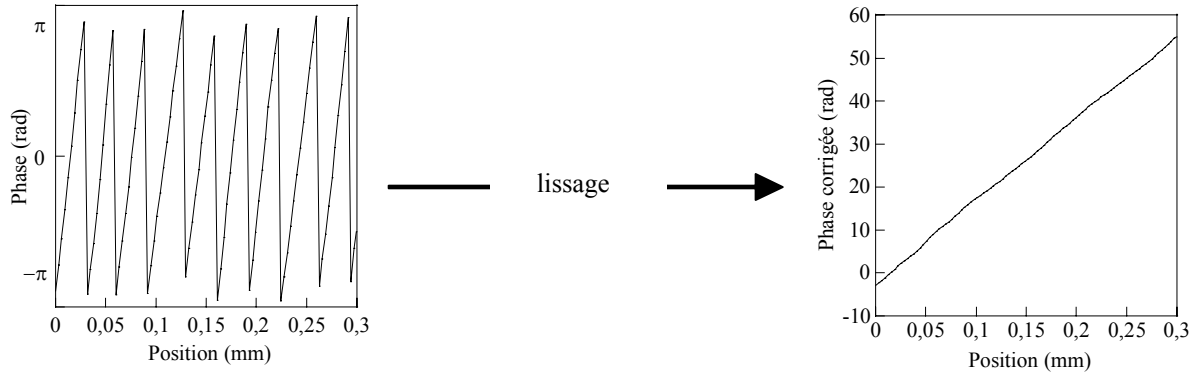


Fig. 1.11. Correction de la phase mesurée : application de l'algorithme de lissage ('unwraping').

L'extraction du module et de la phase du réflectogramme est montrée sur la figure 1.12. Le réflectogramme résulte d'une mesure d'un réseau de Bragg à fibre (chapitre 2, section 2.2). Le module a été traité au moyen d'un filtrage passe-bas classique. Pour la distribution de la phase le long du composant, $\phi(\tau)$, il est possible de s'affranchir de la pente provenant de la propagation du champ optique dans le dispositif par soustraction du terme de phase $\omega\tau$.

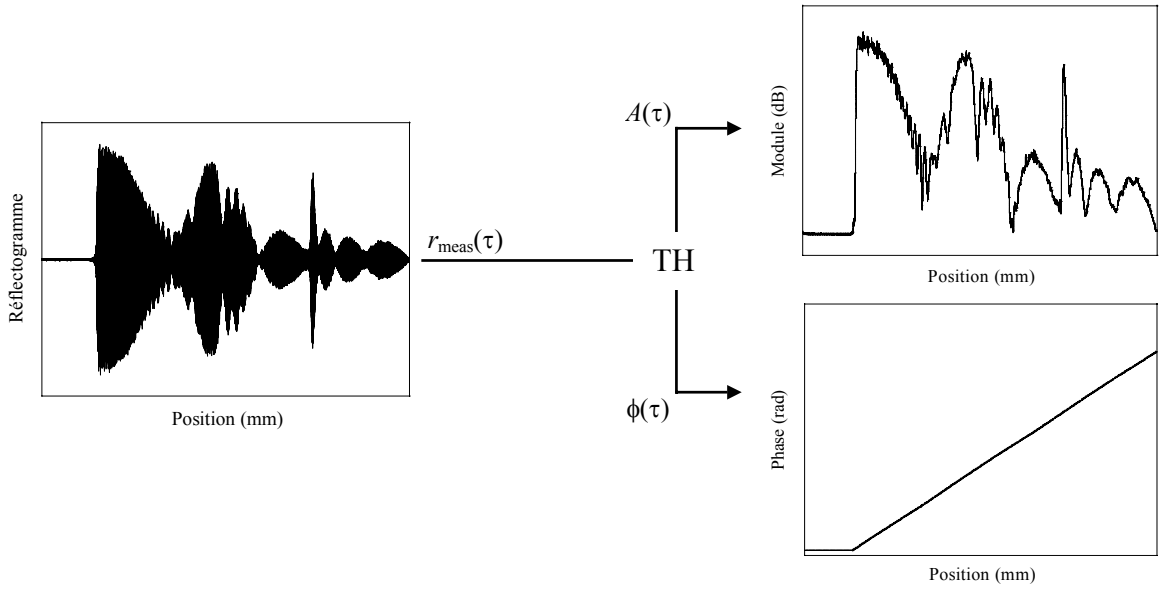


Fig. 1.12. Extraction du module et de la phase du réflectogramme à partir de la transformée d'Hilbert (TH).

Calcul de la réflectivité complexe

Comme il a été exposé dans la section 1.2.2, le réflectogramme mesuré et les réponses spectrales du composant sont liés par une transformée de Fourier (Éq. 1.6). Les réponses spectrales, i. e., la réflectivité complexe et ses dérivés (temps de groupe, dispersion chromatique, …), sont alors extraites du réflectogramme au moyen d'une transformée de Fourier rapide. Soit $\tilde{r}(\omega)$ la partie réelle de la transformée de Fourier de $r_{meas}(\tau)$, i. e., la réflectivité du composant sous test, elle est complexe et définie par :

$$\tilde{r}(\omega) = A(\omega) \times \exp\left[j\varphi(\omega) \right] \tag{1.19}$$

Le module $A(\omega)$ et la phase $\varphi(\omega)$ de la réflectivité sont déduits de cette équation. Le temps de groupe relatif (GD, de l'anglais *group delay*) du composant est calculé en dérivant la phase $\varphi(\omega)$ de la réflectivité par rapport à la fréquence :

$$\mathrm{GD} = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \tag{1.20}$$

Celui-ci, généralement exprimé en picoseconds, représente l'écart temporel subi par les composantes spectrales du signal optique lorsqu'il se propage dans le composant. La valeur de la dispersion chromatique (GVD, de l'anglais *group velocity dispersion*), aussi nommée dispersion de la vitesse du groupe, est le taux de changement du temps de groupe avec la longueur d'onde :

$$\mathrm{GVD} = \frac{d\mathrm{GD}}{d\lambda} \tag{1.21}$$

Ce principe est présenté sur la figure 1.13. À droite sont montrés le module et le temps de groupe calculés à partir du réflectogramme à l'aide d'une transformée de Fourier. Le réflectogramme correspond à un réseau de Bragg à pas variable (cf. chapitre 2, section 2.4). Il est à noter que la GVD peut être estimée à partir de la valeur de la pente du temps de groupe. Le calcul de la dispersion chromatique prendra toute son importance lors de son application à la caractérisation des composants les plus utilisées dans les systèmes WDM et DWDM

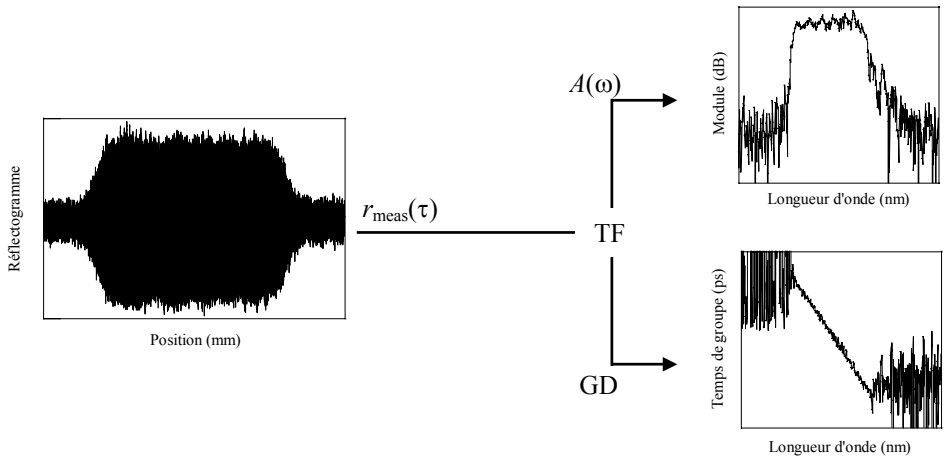


Fig.1.13. Extraction des réponses spectrales à partir du réflectogramme par transformée de Fourier (TF).

comme compensateurs de la dispersion. Par exemple, les réseaux de Bragg à pas variable, les fibres à compensation de la dispersion conventionnelles (DCF) et les fibres à guidage de modes d'ordre supérieur (fibres HOM). Une caractérisation complète de ces composants sera présentée dans les chapitres 2 et 3 de ce manuscrit.

Conclusion

Les potentialités et les avantages de l'OLCR sensible à la phase pour la caractérisation de composants photoniques sont montrées dans ce chapitre. En effet, la réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase est une technique rapide, non destructive et simple permettant de mesurer avec grande dynamique et une très bonne résolution la réflectivité complexe d'un composant photonique. Le temps d'acquisition des réflectogrammes est inférieur à quelques minutes, la dynamique de la réflectivité est ~70 dB et la résolution spatiale est d'environ 18 µm. En particulier, le principe de l'OLCR sensible à la phase et les outils mathématiques nécessaires à l'interprétation des réflectogrammes sont détaillés de façon concise. Ce chapitre fournit la base nécessaire à la suite de ce rapport, consacrée à la caractérisation de certains composants photoniques, particulièrement les réseaux de Bragg à fibre, les fibres optiques spéciales et les lasers à semi-conducteurs.

Il sera montré dans les chapitres suivants que l'OLCR est bien plus qu'un simple outil de mesure. En effet, la mesure des caractéristiques statiques et opérationnelles des composants étudiés dans le cadre de cette thèse met en évidence l'intérêt de l'OLCR pour l'aide à la conception et au développement des composants photoniques. L'OLCR apporte certainement une réponse pertinente aux demandes des technologues et des concepteurs et se situe comme un véritable outil d'investigation avantageux et performant lors de l'étude et de l'analyse des composants photoniques.

Références

[1] M. K. Barnoski et S. M. Jensen, “Fiber waveguides: a novel technique for investigating attenuation characteristics”, *Appl. Opt.*, vol. 15, pp. 2112-2115, septembre 1976.

[2] E. Brinkmeyer, “Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers”, *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 70, pp. 1010-1012, août 1980.

[3] D. L. Philen, I. A. White, J. F. Kuhl et S. C. Mettler, “Single-mode fiber OTDR: experiment and theory”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 1499-1508, octobre 1982.

[4] W. Eickhoff et R. Ulrich, “Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 39, pp. 693-695, novembre 1981.

[5] S. A. Newton, “Novel approaches to optical reflectometry”, *Proc. 7th Instrum. Meas. Technol. Conf. (IMTC)*, pp. 329-333, février 1990.

[6] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Oxford : Pergamon Press, 1980, pp. 300-302.

[7] K. Takada, I. Yokohama, K. Chida et J. Noda, “New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique”, *Appl. Opt.*, vol. 26, pp. 1603-1606, septembre 1987.

[8] R. C. Youngquist, S. Carr et D. E. N. Davies, “Optical coherence-domain reflectometry: a new optical evaluation technique”, *Opt. Let.*, vol. 12, pp. 158-160, mars 1987.

[9] H. H. Gilgen, R. P. Novàk, R. P. Salathé, W. Hodel et P. Beaud, “Submillimeter optical reflectometry”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1225-1233, août 1989.

[10] K. Takada et K. Okamoto, “Optical low-coherence reflectometry using a gaussian bandpass filter for measuring WDM components”, *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 11, pp. 1021-1023, août 1998.

[11] U. Wiedmann et P. Gallion, “Leakage current measurement in multielectrode lasers using optical low-coherence reflectometry”, *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 9, pp. 1134-1136, août 1997.

[12] U. Wiedmann, P. Gallion, Y. Jaouën et C. Chabran, “Analysis of distributed feedback lasers using optical low-coherence reflectometry”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 864-869, mai 1998.

[13] J. F. Lucas, L. F. DeChiaro, C. Salla et C. Y. Boisrobert, “Low coherence reflectometry and spectral analysis for detection of gain anomalies in semiconductor lasers”, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 2085-2087, octobre 1992.

[14] K. Kasaya, Y. Yoshikuni et H. Ishii, “Measurements of a semiconductor waveguide using a low-coherence interferometric reflectometer”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 251-253, février 1995.

[15] Y. Gottesman, E. V. K. Rao et B. Dagens, “A novel design proposal to minimize reflections in deep-ridge multimode interference couplers”, *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 12 pp. 1662-1664, décembre 2000.

[16] U. Wiedmann, P. Gallion et G.-H. Duan, “A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1343-1347, juillet 1998.

[17] Y. Gottesman, E. V. K. Rao, H. Sillard et J. Jacquet, “Modeling of optical low coherence reflectometry recorded Bragg reflectograms: evidence to a decisive role of Bragg spectral selectivity”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, pp. 489-493, mars 2002.

[18] J. G. Proakis, *Digital communications*, New York : McGraw-Hill, 2000.

[19] P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, Ch. Zimmer et H. H. Gilgen, “Direct determination of main fibre Bragg grating parameters using OLCR”, *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 141, pp. 141-144, avril 1994.

[20] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, San Diego : Academic Press, Inc, 1989, pp. 51-74.

[21] A. Kohlhaas, C. Frömchen et E. Brinkmeyer, “High-resolution OCDR for testing integrated-optical waveguides: dispersion-corrupted experimental data corrected by a numerical algorithm”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 1493-1502, novembre 1991.

[22] Ph. Giaccari, H. G. Limberger et R. P. Salathé, “Local coupling-coefficient characterization in fiber Bragg gratings”, *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 598-600, avril 2003.

[23] I. Petermann, B. Sahlgren, J. Skaar, P.-Y. Fonjallaz et R. Sttube, “Phase distribution measurement of fiber Bragg gratings with white light interferometry”, *Proc. 24th European Conf. Optic. Commun. (ECOC)*, paper WdA09, pp. 339-340, 1998.

[24] H. Yamada, H. Sanjoh, M. Kohtoku, K. Takada et K. Okamoto, “Measurements of phase and amplitude error distributions in arrayed-waveguide grating

multi/demultiplexers based on dispersive waveguide", *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, pp. 1309-1320, septembre 2000.

[25] M. J. Gander, R. McBride, J. D. C. Jones, D. Mogilevtsev, T. A. Birks, J. C. Knight et P. St. J. Russell, "Experimental measurement of group velocity dispersion in photonic crystal fibre", *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 63-64, janvier 1999.

[26] S. D. Dyer et K. B. Rochford, "Low-coherence interferometric measurements of fibre Bragg grating dispersion", *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1485-1486, août 1999.

[27] K. Takada et H. Yamada, "SNR improvements in silica-based waveguide Rayleigh backscattering measurement using a complex optical low-coherence reflectometer", *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 843-844, avril 1996.

[28] K. Takada, "Noise in optical low-coherence reflectometry", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 1098-1108, juillet 1998.

[29] P. Lambelet, P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, Ch. Zimmer et H. H. Gilgen, "Bragg grating characterization by optical low-coherence reflectometry", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 565-567, mai 1995.

[30] R. N. Bracewell, *The Fourier transform and its applications*, New York : McGraw-Hill, 1986, pp. 267-271.

Chapitre 2
Caractérisation de réseaux de Bragg à fibre

2.1 Réseaux de Bragg à structure complexe

Un réseau de Bragg est essentiellement une variation périodique de l'indice de réfraction le long d'un guide d'onde, voire d'une fibre optique en silice, d'une fibre dopée avec une terre rare (Erbium, Ytterbium, etc.), d'un semi-conducteur, etc. Cette variation agit sur la lumière parcourant le réseau. La fabrication de réseaux de Bragg à fibre à structure de plus en plus complexe, tels que les réseaux à sauts de phase, échantillonnés ou à pas variable, l'insertion de réseaux dans des structures à gain (voire des lasers à fibre), le développement de nouvelles fibres optiques, rendent nécessaire la localisation et la quantification exactes des discontinuités présentes dans ce type de composants en vue de leur utilisation dans le domaine des télécommunications.

L'OLCR a été utilisée pour la première fois à l'analyse des réseaux de Bragg en 1993 [1] et d'autres études ont suivi par la suite [2-4]. Il a été montré que lorsqu'un réseau de Bragg est caractérisé avec un OLCR, l'évolution du coefficient de couplage le long du réseau est prise en compte, i. e., la mesure correspond à la structure réelle du réseau [3]. En effet, l'OLCR permet d'examiner le comportement des ondes lumineuses à l'intérieur et tout le long

du réseau (et alors de ne plus le voir comme une 'boîte noire'). Les différents points de réflexion dans le composant sont repérables en fonction de leur position, par conséquent une caractérisation complète est envisageable. La réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase, décrite de façon détaillée dans le chapitre précédente, est appliquée dans ce chapitre à l'analyse de réseaux de Bragg à fibre à structure complexe les plus communs à ce jour – les réseaux à saut de phase, échantillonnés et à pas variable – ainsi qu'à la caractérisation des lasers à fibre, où la cavité résonante est un réseau de Bragg. La pertinence des résultats, associée aux bénéfices que peuvent en tirer les concepteurs et fabricants de composants, situent l'OLCR sensible à la phase comme un outil d'investigation flexible, non destructive et très performant.

2.1.1 Théorie et généralités

La découverte de la photosensibilité dans les fibres optiques en 1978 [5] a rendu possible la conception des réseaux de Bragg à fibre. Sa faisabilité a été démontrée en 1989 par G. Meltz et al. [6]. Depuis, une recherche extraordinaire s'est développée, visant en même temps à améliorer les processus d'inscription des réseaux (plus de stabilité, reproductibilité, inscription de paramètres 'sur mesure', etc.) ainsi qu'à discerner et résoudre des problèmes inhérents aux télécommunications optiques à l'aide de ces composants. Deux techniques d'inscription ont été retenues par la suite : le montage à miroir de Lloyd [7, 8] et la méthode du masque de phase [9, 10]. Ces deux procédés présentent chacun des avantages : contrôle et sélection des paramètres de la fibre, pour le première, et stabilité élevée et simplicité de mise en oeuvre, pour le deuxième. Pourtant, le principe d'inscription est similaire. Le réseau de Bragg à fibre est formé par exposition du cœur d'une fibre optique à une figure d'interférence en lumière ultraviolette (UV) issue du montage d'inscription choisi. L'absorption de la lumière UV incidente par la fibre modifie son indice de réfraction de façon permanente avec une périodicité identique à celle de la figure d'interférence.

La figure 2.1 montre la représentation schématique d'un réseau de Bragg à fibre. Lorsque la période et l'amplitude de la modulation de l'indice sont constantes, le réseau est appelé uniforme et représente la structure de base pour décrire les différents types de réseaux de Bragg existant [11]. La modification de l'indice de réfraction de la fibre optique résultante de l'irradiation UV s'écrit :

$$\Delta n(z) = \Delta n_{\text{moy}} + \Delta n_{\text{mod}} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \tag{2.1}$$

où Δn_{moy} est la variation de l'indice moyen, Δn_{mod} l'amplitude de la modulation de l'indice, z la position dans le réseau et Λ la période ou pas des variations de l'indice de réfraction. Le pas du réseau est fixé par les paramètres géométriques de l'inscription et les variations de l'indice par l'amplitude du signal UV. Les variations périodiques de l'indice de réfraction vont produire une résonance à la longueur d'onde de Bragg λ_{B} due à l'échange d'énergie entre les différents modes se propageant dans la fibre :

$$\lambda_{\text{B}} = 2 n_{eff} \Lambda \tag{2.2}$$

où n_{eff} est l'indice effectif du réseau. De ce fait, seules les longueurs d'onde autour de la longueur d'onde de Bragg éprouveront les effets de la structure du réseau. Pour les autres, la structure sera pratiquement transparente. Le réseau de Bragg provoque un couplage des modes se propageant dans la fibre. De plus, comme seul un mode transversal existe dans les fibres optiques monomode, le couplage se produit alors entre les deux sens de propagation différents de ce mode. Le coefficient de couplage, défini comme l'ordre de grandeur de l'interaction entre les modes dans la fibre, est décrit par :

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}}}{\lambda_{\text{B}}} \eta \tag{2.3}$$

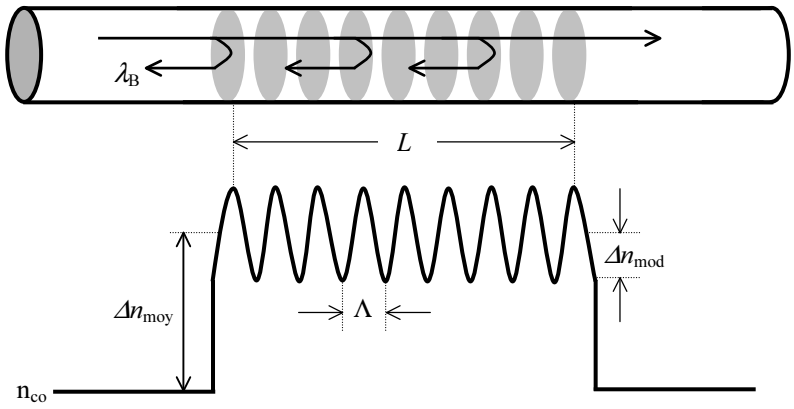


Fig. 2.1. Représentation schématique d'un réseau de Bragg à fibre. λ_{B} : longueur d'onde de Bragg, L : longueur du réseau, n_{co} : indice du cœur, Δn_{mod} : indice de modulation, Δn_{moy} : indice moyen, Λ : pas du réseau.

dans le cas d'une modulation de l'indice de forme sinusoïdale. Le facteur de confinement dans la fibre optique a une valeur de $\eta \sim 0{,}83$. L'influence du réseau sur l'onde incidente peut être expliquée à partir du fait que le réseau est un composant sélectif en longueur d'onde :

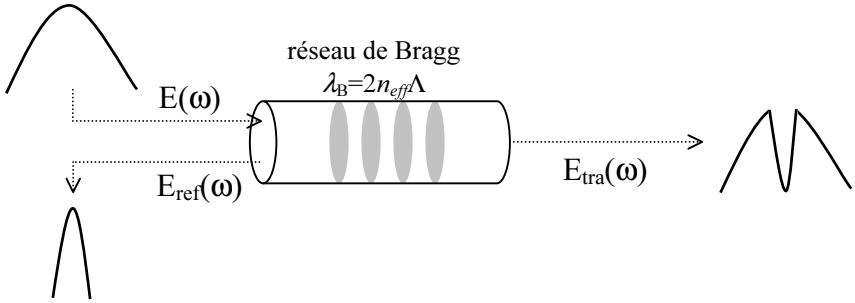


Fig. 2.2. Influence du réseau de Bragg sur le signal optique incident E(ω). $E_{ref}(\omega)$ et $E_{tra}(\omega)$ sont respectivement les signaux réfléchis et transmis par le réseau.

Les avantages des réseaux de Bragg sur d'autres technologies optiques sont nombreux. Parmi eux : le fait même d'avoir un composant photonique tout-fibré, des faibles pertes d'insertion, des coûts de fabrication relativement bas et, notamment, la souplesse pour parvenir à des caractéristiques spectrales souhaitées. Or, la plupart des réseaux utilisés dans les domaines des télécommunications et des capteurs sont non uniformes : certainement, une application spécifique peut être obtenue en changeant la structure du réseau. Pour ce faire, il suffit de modifier les paramètres essentiels du réseau, tels que la longueur, l'apodisation, la période, l'indice de modulation, etc. Les modifications majeures introduites aux paramètres de base du réseau de Bragg (Fig. 2.1) ont donné lieu à quatre types de réseaux, outre le réseau uniforme [11], dont les applications sont nombreuses :

- apodisé : l'apodisation du coefficient de couplage κ du réseau peut réduire significativement les lobes secondaires du coefficient de réflexion [12] ;
- à pas variable (dit 'chirped') : la non périodicité du pas Λ de l'indice de modulation permet de concevoir des caractéristiques dispersives adéquates à la compensation d'une dispersion déterminée [13] ;
- à saut de phase : l'insertion des sauts de phase localisés dans la structure du réseau permet une résonance étroite à la longueur d'onde de Bragg [8]; un saut de phase de π, par exemple, permet un régime monomode dans les lasers [14, 15] ;

- échantillonné : la variation périodique du coefficient de couplage κ, de l'indice de modulation Δn_{mod} ou du pas Λ à des ordres de grandeur plus élevés que Λ, a trouvé des applications importantes dans les transmissions DWDM comme compensateurs de dispersion large bande [16, 17].

Une revue plus exhaustive des différentes applications des réseaux de Bragg peut être trouvée dans [18-21].

2.1.2 Modélisation des réseaux de Bragg à fibre

Lors de la conception des réseaux de Bragg à fibre en vue de leur application dans le domaine des télécommunications, il est très important de disposer d'outils de modélisation des réseaux, afin d'optimiser leur analyse et caractérisation. La théorie de couplage des modes dans les guides d'onde, exposée par A. Yariv en 1973 [22], est un outil qui permet d'estimer la dépendance spectrale des réseaux de Bragg de façon directe et conforme avec leur structure réelle. La plupart des réseaux peut être modélisée en faisant appel à l'une des solutions des équations de modes couplés, les plus communément utilisées étant l'intégration directe des équations et la méthode des matrices de transfert. La théorie des couplage des modes a été détaillée dans des nombreux publications [11, 22-24]. De ce fait, sa dérivation ne sera développée qu'à titre illustratif dans l'annexe A de ce manuscrit.

L'outil de modélisation donne la réponse spectrale complexe du réseau, à partir de laquelle peuvent être déduites la réflexion, la transmission, le temps de groupe et la dispersion chromatique. Le réflectogramme correspondant est calculé à l'aide d'une simple transformée de Fourier (voir chapitre 1, sections 1.2.2 et 1.3.2). Les exemples les plus usuels des réseaux de Bragg, classifiés à partir de la variation de l'indice de réfraction (Tableau 2.1), ont été modélisés à l'aide de la méthode des matrices de transfert.

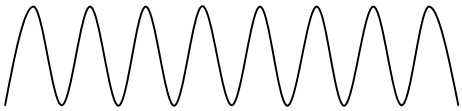
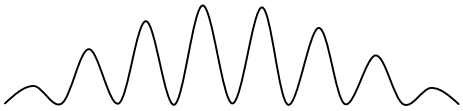
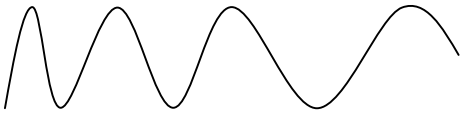
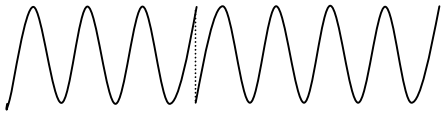
Réseaux de Bragg	Variation de l'indice de réfraction
Uniforme	 $\Delta n_{mod}(z)$ = constante, $\Lambda(z)$ = constante
Apodisé	 $\Delta n_{mod}(z)$ = gaussien, $\Delta n_{moy}(z) \neq$ constante, $\Lambda(z)$ = constante
À pas variable	 $\Delta n_{mod}(z)$ = constante, $\Lambda(z)$ = variable linéairement
À saut de phase	 $\Delta n_{mod}(z)$ = constante, déphasage de l'onde optique de $\Delta\phi = \pi$

Tableau 2.1. Réseaux de Bragg classifiés par la variation de leur indice de réfraction.

Réseau uniforme : cas général

Comme il a été énoncé dans la section 2.1.1, un réseau uniforme (Tableau 2.1) a une variation de l'indice constante tout le long du composant. La figure 2.3a montre la réflexion et le temps de groupe pour un tel réseau uniforme de longueur L_{totale} égale à 2 mm, un pas Λ de 535 nm et une amplitude de la modulation de l'indice Δn_{mod} de 10^{-3}. La réflexion montre la largeur de la

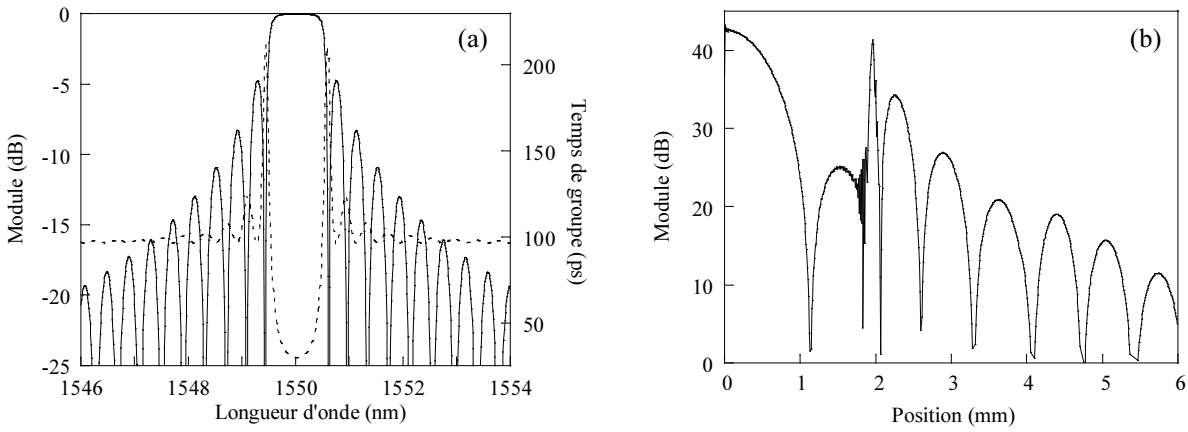


Fig. 2.3. Modélisation d'un réseau de Bragg uniforme : a) Réponses spectrales en réflexion (trait continu) et en temps de groupe (trait pointillé) ; b) module du réflectogramme.

bande spectrale du réseau ainsi que son pouvoir réflecteur, les deux dépendant de la valeur de Δn_{mod}. La largeur de la bande spectrale, i. e., la largeur de réjection du filtre, est défini comme la largeur à mi-hauteur du lobe principale, centré autour de λ_{B}. Elle se rapporte à l'intervalle de longueurs d'onde pour lesquelles le réseau est hautement réfléchissant. Le pouvoir réflecteur, quant à lui, correspond à la séparation entre les deux premiers minima observés de chaque côté du lobe principal. Les lobes secondaires observés en dehors de la bande spectrale sont dus à un effet Fabry-Pérot existant entre les deux faces du réseau et leur largeur est déterminée par la longueur du réseau, $\Delta\lambda = \lambda_{\mathrm{B}}^2 / 2n_g L$ [4]. Il est à noter aussi que la dispersion à la longueur d'onde de Bragg λ_{B}, définie par Λ à 1550 nm, est nulle, vu que cette composante est réfléchie plus rapidement, tandis que les composantes spectrales en dehors de la bande spectrale se propagent dans toute la longueur du réseau, voire de la fibre. Le module du réflectogramme théorique correspondant est montré sur la figure 2.3b. Comme il a été expliqué dans la section 1.2.2 du chapitre précédant, dans le cas d'une réflexion distribué, i. e., d'un réseau de Bragg, le réflectogramme est résolu en considérant la densité spectrale de la source $S(\omega)$ comme constante autour de la largeur spectrale du réseau. Le profil de la source n'est donc pas pris en compte et le réflectogramme peut en conséquence être interprété comme étant le résultat des distorsions provoquées par le fait que la propagation dans le réseau a un caractère spectralement sélectif [4]. Le réflectogramme est en effet la signature de l'influence d'une variation de l'indice de réfraction sur la source et d'un battement entre le deux modes propres du réseau. La signature du réseau de Bragg est reconnaissable sur le réflectogramme à partir des pics correspondants aux faces d'entrée et de sortie du réseau,

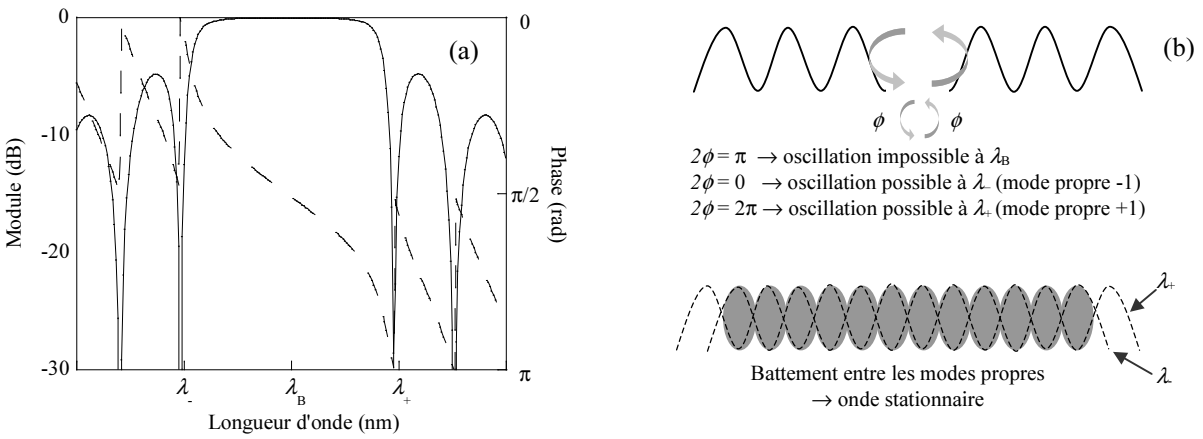


Fig. 2.4. (a) Réponses spectrales en réflexion (trait continu) et en phase (trait pointillé) d'un réseau de Bragg uniforme. (b) Battement entre les deux modes propres du réseau.

localisés à L_{in} = 0 mm et L_{out} = 2 mm (cf. Fig. 2.3b). Les lobes observés après la signature du réseau, i. e., derrière le pic de sortie, sont dus au battement entre les deux modes propres du réseau, dépendant de sa structure [25]. Ils existent certainement deux modes propres dans un réseau de Bragg uniforme. La figure 2.4a montre le module et la phase de la réponse spectrale en réflexion d'un réseau uniforme : il est à noter que la composante spectrale à la longueur d'onde de Bragg ne peut pas osciller puisqu'elle est déphasée de $\Delta\phi_B = \pi$ lors d'un aller-retour dans le réseau, tandis que les deux longueurs d'onde de part et de l'autre de la bande spectrale du réseau sont déphasées de $\Delta\phi_- = 0$ et de $\Delta\phi_+ = 2\pi$ et peuvent donc osciller. En effet, il est possible de considérer le réseau comme étant constitué de deux demi-réseaux, dont la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg a une phase ϕ égale à $\pi/2$ (Fig. 2.4b). La séparation spectrale entre les deux modes propres λ_- et λ_+ est donnée par :

$$\Delta\lambda_{\text{modes}} = \lambda_+ - \lambda_- = \frac{\Delta n_{\text{mod}}\lambda_B}{n_{eff}} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_B}{\Delta n_{\text{mod}} L}\right)^2} \tag{2.4}$$

Le battement entre ces deux modes crée une onde stationnaire dû aux réflexions multiples dans le réseau (Fig. 2.4b). Dans le réflectogramme, cette onde stationnaire est discernable par les oscillations périodiques observées après la signature du réseau. En effet, si les deux modes propres s'expriment par $\delta_-(\omega_B - \Delta\omega/2)$ et $\delta_+(\omega_B + \Delta\omega/2)$, où $\omega_B = 2\pi c/\lambda_B$ et $\Delta\omega = \left(2\pi c/\lambda_B^2\right) \cdot \Delta\lambda_{\text{modes}}$, alors les oscillations dans le réflectogramme sont définies par :

$$r_{\text{beat}}(\tau) = \Re\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot \left[\delta_-(\omega_B - \Delta\omega/2) + \delta_+(\omega_B + \Delta\omega/2)\right] e^{j\omega\tau} d\omega \right\} \tag{2.5}$$

Si $S(\omega)$ est supposée comme constante sur toute la largeur spectrale du réseau, l'équation 2.5 correspond en conséquence à $r_{\text{beat}}(\tau) = \Re\left[e^{j\Delta\omega\tau}\right] = \cos(\Delta\omega\tau)$. Il est notoire que les oscillations observées sur le réflectogramme sont dépendantes des caractéristiques du réseau, notamment de l'amplitude de la modulation de l'indice Δn_{mod} et de sa longueur L. L'interprétation de l'origine des oscillations du réflectogramme, fondée sur le battement des deux modes propres du réseau, a été confirmée par transformation de Fourier des deux sections identifiées du réseau, i. e., des signatures de l'influence du réseau sur la source blanche et du battement entres les modes propres (Fig. 2.5a). Il est observé que le module de

la transformée de Fourier des deux signatures identifiées sur le réseau correspondent à la bande spectrale du réseau, centrée à λ_B, et aux deux modes propres λ_- et λ_+, respectivement (Fig. 2.5b). L'amortissement du niveau des oscillations observées dans le réflectogramme est dû aux réflexions multiples et partielles de deux modes propres dans le réseau.

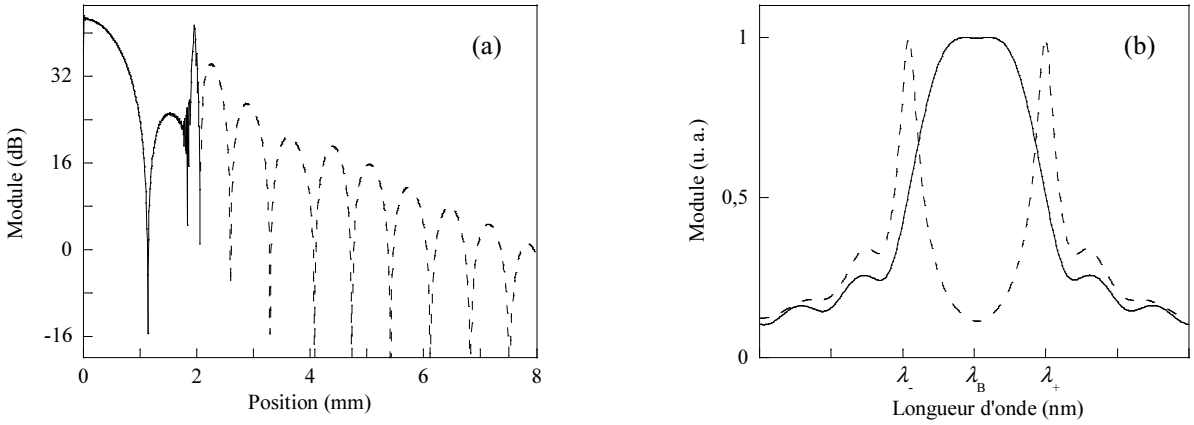


Fig. 2.5. (a) Module du réflectogramme d'un réseau de Bragg uniforme, constitué de deux signatures : de l'influence du réseau de Bragg sur la source de l'OLCR (trait continu) et des oscillations dues au battement entre les deux modes propres du réseau (trait pointillé). (b) Modules de la transformée de Fourier des deux signatures identifiées dans le réflectogramme : bande de réjection du réseau (trait continu) et modes propres λ_+ et λ_- (trait pointillé).

Réseau apodisé

Les lobes secondaires du spectre de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme (cf. Fig. 2.3a) sont extrêmement gênants lorsque les réseaux de Bragg sont utilisés dans des systèmes de transmission comportant différents canaux, car ils limitent la séparation spectrale du fait qu'il peuvent exister des interactions non désirées entre les lobes des signaux voisins. Une solution pour réduire ces lobes sans pourtant changer les performances spectrales du réseau est l'apodisation. Celle-ci consiste à changer l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction de telle sorte que les lobes secondaires sont supprimés du spectre par variation progressive du coefficient de couplage avec la longueur [11, 12]. Parmi les différentes fonctions d'apodisation proposées, les fonctions d'apodisation gaussienne de Δn_{mod} avec et sans compensation de la composante continue Δn_{moy} sont les plus performantes. La distinction entre les deux est parfaitement mise en évidence lorsqu'elles sont appliquées à des réseaux de Bragg à pas variable (voir ci-dessous pour une approche théorique, et la section 2.4 pour une comparaison empirique). Un réseau de Bragg avec apodisation a été modélisé en utilisant une fonction gaussienne de Δn_{mod} de la forme :

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \exp\left(-\left(\frac{z}{L/4}\right)^2\right), \quad -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2} \tag{2.6}$$

où Δn_0 est l'amplitude maximale de la modulation de l'indice de réfraction. Les valeurs utilisées pour la modélisation sont : $\Delta n_0 = 10^{-3}$, $L_{\text{totale}} = 2$ mm, $\Lambda = 535$ nm, N = 100. Les spectres de réflexion et de temps de groupe sont présentés sur la figure 2.6a. En effet, les lobes secondaires correspondants aux longueur d'onde plus élevées sont nettement réduits. En revanche, une dissemblance apparaît pour les longueurs d'onde plus courtes (cf. Fig. 2.3a et 2.6a). Cette différence est occasionnée par la non uniformité de la forme gaussienne de la composante continue de la variation de l'indice, i. e., Δn_{moy}, du fait que seul Δn_{mod} a été apodisé [26]. De ce fait un effet Fabry-Pérot s'est produit pour les courtes longueurs d'onde : dû au changement non uniforme de Δn_{moy}, la résonance du réseau est décalée vers les longueurs d'onde élevées tandis que la résonance du centre du réseau est décalée davantage. Ainsi, les extrémités du réseau se comportent comme des miroirs partiellement réfléchissants et le centre comme une zone spectralement transparente pour les longueurs d'onde courtes. Le module du réflectogramme théorique est montré à titre illustratif sur la figure 2.6b.

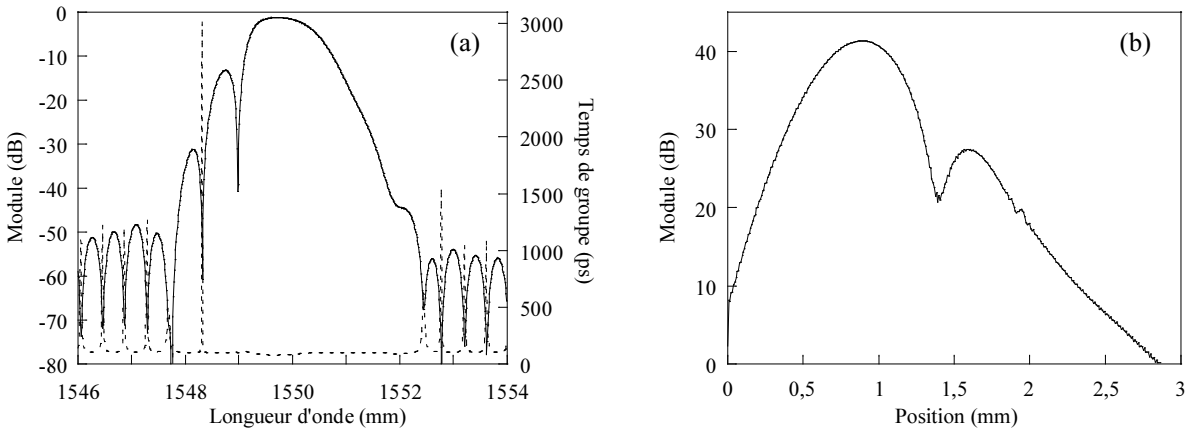


Fig. 2.6. Modélisation d'un réseau de Bragg apodisé : a) Réponses spectrales en réflexion (trait continu) et en temps de groupe (trait pointillé) ; b) module du réflectogramme.

Réseau à saut de phase

La rupture de l'accord de phase dans un réseau uniforme à cause de l'insertion d'un saut de phase pour l'onde optique égal à $\Delta\phi_{A/R} = \pi$, correspondant à un décalage d'un quart d'onde ($\lambda/4$), est clairement exposée par le spectre en réflexion résultant, montré sur la figure 2.7a [8, 27, 28]. Pour une interprétation détaillée d'un saut de phase dans un réseau de Bragg, se rapporter à la section 2.2. Le retard de la composante λ_B confirme l'existence d'un pic en transmission très étroit. La modélisation d'un tel réseau suppose en fait deux réseaux uniformes du même longueur séparés par un saut de phase ponctuel. Les deux réseaux sont ainsi les miroirs d'une cavité résonante en longueur d'onde centré à λ_B. Les paramètres choisis sont : $\Delta n_{mod} = \Delta n_{moy} = 0{,}75 \cdot 10^{-3}$, $\Lambda = 535$ nm, $L_{totale} = 2$ mm, N = 2 et $\Delta\phi_{A/R} = \pi$. De plus, du fait qu'un saut de phase se comporte comme un réflecteur, un pic est visible dans le module du réflectogramme (Fig. 2.7b) à la position où le saut de phase a été introduit [3]. La présence d'une perturbation localisée au milieu d'une perturbation répartie (le réseau lui-même) entraîne éventuellement des changements de la forme du module du réflectogramme [29]. En effet, les oscillations caractéristiques du réflectogramme d'un réseau uniforme (cf. Fig. 2.3b) sont largement diminuées lors de l'insertion d'un saut de phase dans sa structure vu que l'un des modes propres est privilégié par rapport à l'autre et en conséquence le battement est quasiment inexistante. La détection et quantification d'un saut de phase ne peut être réalisée que si le montage OLCR est sensible à la phase, comme le montrent les résultats exposés dans la section 2.2.

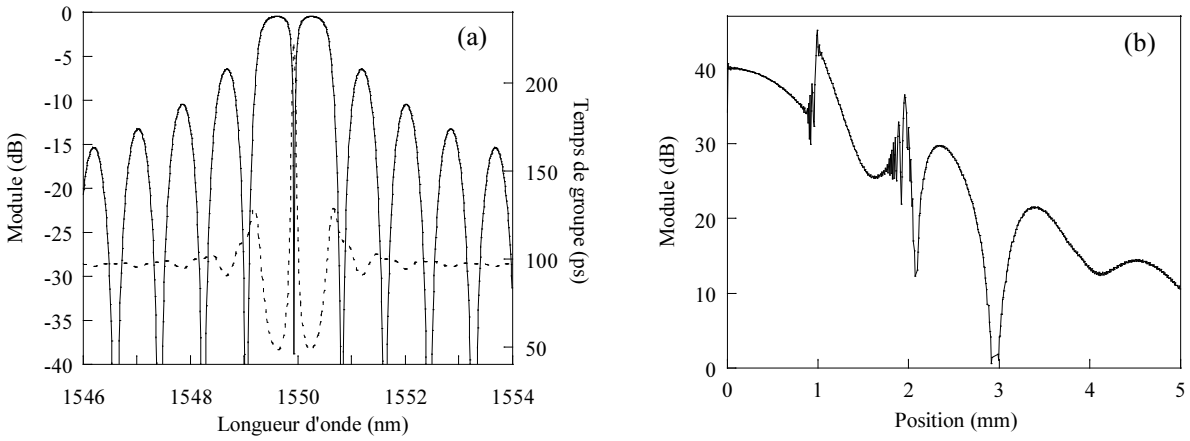


Fig. 2.7. Modélisation d'un réseau de Bragg à saut de phase : a) Réponses spectrales en réflexion (trait continu) et en temps de groupe (trait pointillé) ; b) module du réflectogramme.

Réseau à pas variable

L'application des réseaux de Bragg à pas variable comme compensateurs de la dispersion chromatique s'explique par le fait qu'ils présentent des caractéristiques spectrales très particulières, comme le montre le temps de groupe sur le figure 2.8a. Par ailleurs, la bande de réjection est élargie d'après la relation $\lambda_B(z) = 2n_{eff}\Lambda(z)$, comme le montre le spectre en réflexion. La résonance est alors fonction de la longueur d'onde : il existe un retard entre les différentes longueurs d'onde dépendant de la variation du pas (section 2.4, Fig. 2.20). Les paramètres du réseau modélisé sont : $\Delta n_{mod} = \Delta n_{moy} = 5\cdot10^{-4}$, $\Lambda_0 = 535$ nm, $L_{totale} = 50$ mm, N = 100. La variation du pas est supposé linéaire et gouvernée par $\Lambda(z) = \Lambda_0 + Cz$, où $\Lambda(z)$ est la valeur locale du pas et C le 'chirp', i. e., la distribution de la résonance le long du réseau. Une variation absolue de 5 nm de la période le long du réseau, i. e., un chirp de C = -1 nm/cm, a été retenue.

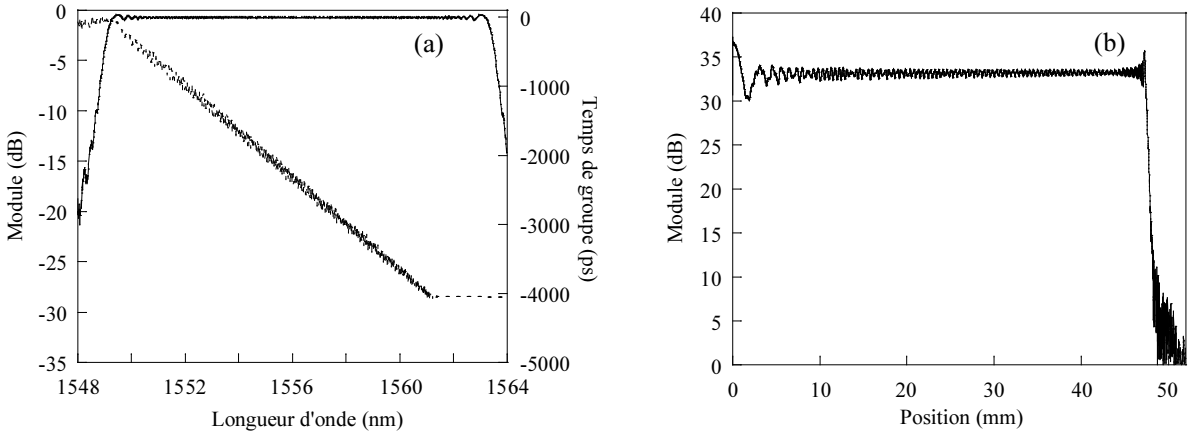


Fig. 2.8. Modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable : a) Réponses spectrales en réflexion (trait continu) et en temps de groupe (trait pointillé) ; b) module du réflectogramme.

La modélisation d'un réseau à pas variable a servi à connaître aussi l'influence de l'apodisation sur la régularité du temps de groupe. Une comparaison des temps de groupe de deux réseaux à pas variables, avec et sans apodisation, est montrée sur la figure 2.9. Les deux réseaux modélisés sont identiques, exceptée la fonction d'apodisation. La fonction d'apodisation utilisée (Éq. 2.6) permet de réduire significativement la fluctuation du temps de groupe due à l'interférence des lobes secondaires des réflexions occasionnées par les extrémités abruptes de Δn_{mod}, i. e., par la non apodisation du réseau [30].

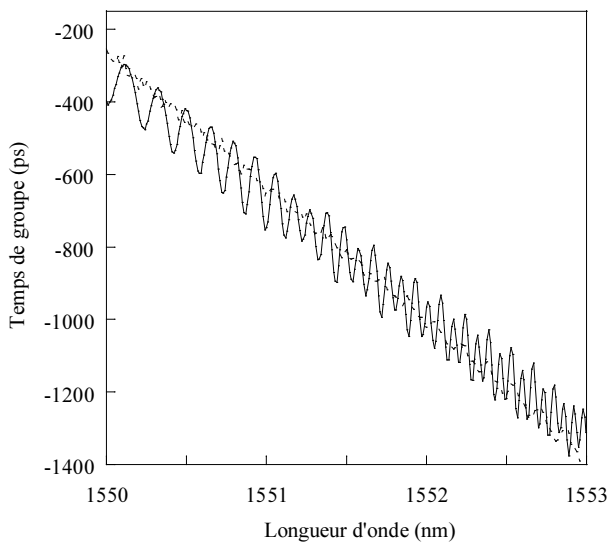


Fig. 2.9. Modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable : Temps de groupe sans (trait continu) et avec (trait pointillé) apodisation de la modulation de l'indice de réfraction.

2.2 Évaluation de la valeur du saut de phase d'un réseau à saut de phase

L'insertion d'un saut de phase dans un réseau de Bragg introduit une résonance étroite, par exemple à la longueur d'onde centrale, le réseau devient alors un filtre passe-bande très sélectif en longueur d'onde (une bande de transmission d'environ 10 pm est alors présente au sein de la bande de réflexion) [27-28]. Par exemple, le régime monomode dans un laser peut être assuré grâce à l'insertion d'un saut de phase dans sa structure [14, 15]. En effet, l'introduction d'un saut de phase de $\lambda/4$ dans un réseau de Bragg correspond à l'insertion d'une section non modulé de longueur égale à $\Lambda/2$ au milieu du réseau. L'interprétation d'un saut de phase dans un réseau de Bragg dépend de certaines considérations. Ainsi, un saut de phase géométrique de $\pi/2$ équivaut :

- pour le masque de phase (si le réseau est inscrit à l'aide de cette technique), à une longueur non modulée du réseau, i. e., non exposée au faisceau d'inscription, égale à un quart de la période Λ_m du masque ;
- pour le réseau de Bragg photoinscrit, à un saut de phase de $\pi/2$ dans le chemin optique en transmission, et

- pour l'onde optique, à un déphasage de π de l'onde dans le réseau du fait de l'aller-retour.

Le saut de phase crée alors un déphasage supplémentaire de $\Delta\phi = \pi/2$ en transmission sur le chemin optique (entre les faces d'entrée et de sortie du réseau) pour chaque onde le traversant. Ceci veut dire que la valeur du saut de phase lors d'un aller-retour dans le réseau est égale à $\Delta\phi_{A/R} = \pi$ pour l'onde optique. Par analogie avec un réseau uniforme (cf. Fig. 2.4), il est possible de considérer un réseau à saut de phase comme étant constitué de deux demi-réseaux, dont la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg a une phase ϕ_B égale à π/2, plus un saut de phase qui introduit un déphasage supplémentaire de π/2. Vu que la composante à la longueur d'onde de Bragg est déphasée de 2π, elle peut donc osciller. Les modes propres du réseau sont quant à eux déphasés de $2n\pi + \pi/2$, n étant un nombre entier, et ils ne peuvent donc pas osciller. Vu qu'un seul mode est privilégié, contrairement au cas d'un réseau uniforme exposé dans la section 2.1.2, le battement intermodal est pratiquement inexistant et les oscillations dans le réflectogramme correspondant sont visiblement diminuées (cf. Fig. 2.7b).

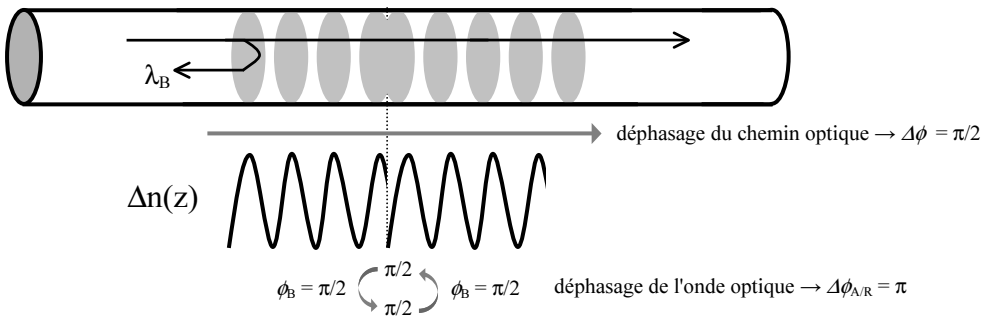


Fig. 2.10. Représentation schématique d'un réseau de Bragg à saut de phase. Le déphasage du chemin optique est $\Delta\phi = \pi/2$.

Un saut de phase est généralement obtenu par superposition locale de deux systèmes d'interférences en opposition de phase. Le saut de phase ainsi photo-inscrit est 'réparti' sur une distance de quelques centaines de micromètres. Une technique originale développée au Laboratoire de Mesures Optiques du Commissariat de l'Énergie Atomique (CEA), fondée sur un montage à miroir de Lloyd modifié utilisant des lames de phase, permet d'inscrire tout saut de phase 'localisé' d'amplitude choisie à toute longueur d'onde située dans le spectre du réseau [7]. Le spectre en réflexion du réseau de Bragg à saut de phase réalisé par l'équipe de Pierre Ferdinand au CEA est montré sur la figure 2.11. Sa position, au milieu du lobe

principale de la bande spectrale, montre que le déphasage de l'onde optique lors d'un aller-retour a une valeur de π, en concordance avec les simulations (cf. Fig. 2.7a).

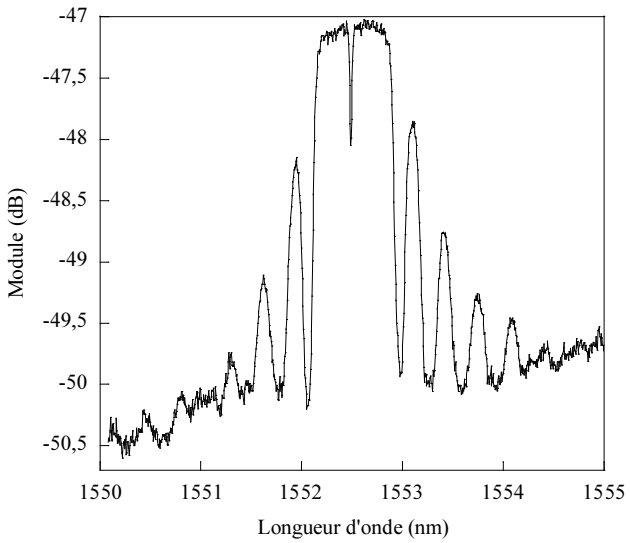


Fig. 2.11. Réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg à saut de phase mesurée à l'analyseur de spectre optique.

Jusqu'alors, les mesures réflectométriques des sauts de phase inscrits dans des réseaux de Bragg à fibre optique ont montré une fiabilité de la valeur du saut de phase acceptable, mais l'incertitude sur la position restait toujours assez élevée empêchant ainsi une localisation précise du saut, et donc des discontinuités pouvant exister dans le composant [3]. La

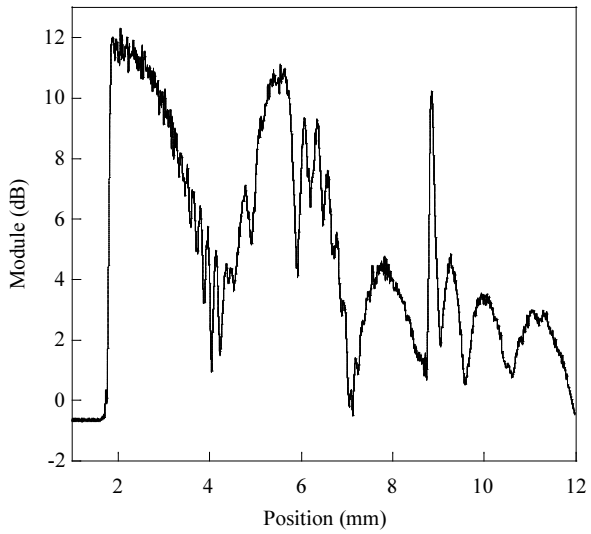


Fig. 2.12. Module du réflectogramme mesuré du réseau de Bragg à saut de phase.

caractérisation du réseau de Bragg à saut de phase montré sur la figure précédente a été réalisé au moyen du banc de mesure OLCR développé à l'ENST. Le module du réflectogramme est montré sur la figure 2.12. Les faces avant et arrière du réseau sont facilement identifiables et leur positions repérées à L_0 = 1,69 mm et à L_f = 8,69 mm, respectivement. La longueur physique du réseau est alors $L = (L_f - L_0)/n_{eff} = 4,84\,\text{mm}$. Il est à noter la présence d'un lobe au milieu du module du réflectogramme, dû au saut de phase du fait que celui-ci se comporte comme un réflecteur large bande [3, 29]. La présence d'un saut de phase dans le réseau de Bragg est ainsi observée dans le module du réflectogramme. Sa valeur et sa localisation exacte ne peuvent en revanche être quantifiées que si la phase du réflectogramme est utilisée.

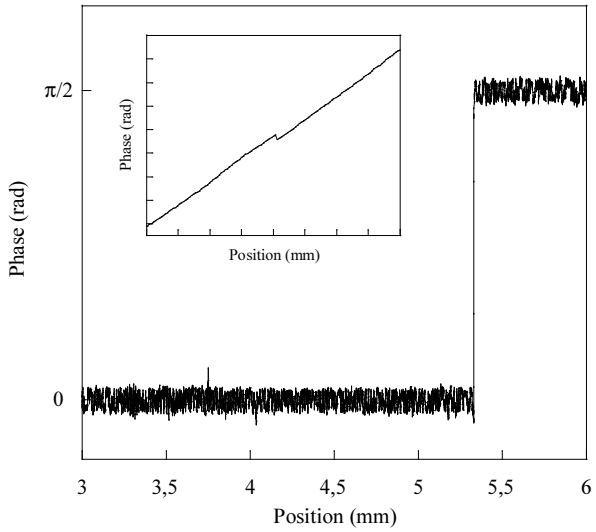


Fig. 2.13. Evolution de la phase dans le réseau de Bragg à saut de phase.
Encart : phase du réflectogramme après lissage.

La phase est extraite du réflectogramme au moyen d'une transformée d'Hilbert et ensuite corrigée afin d'enlever l'accumulation des valeurs de phase due à la propagation (cf. chapitre 1, section 1.3.2). L'évolution spatiale de la phase le long du réseau, obtenue avec le banc OLCR, est montrée sur la figure 2.13. La valeur mesurée du déphasage du chemin optique en transmission est $\Delta\phi = \pi/2$ radians. Pour des mesures consécutives, il est observé un écart inférieur à 2 % (< 0,01 π radians) autour de la valeur réelle ($\Delta\phi = \pi/2$ radians). Une série de 18 mesures espacées de 15 min a été effectuée afin de localiser le saut de phase dans le réseau. Leur distribution montre la position du saut de phase avec un écart-type meilleur que 39,1 µm (Fig. 2.14). Ces positions ont été mesurées par rapport à la position de la face avant du réseau.

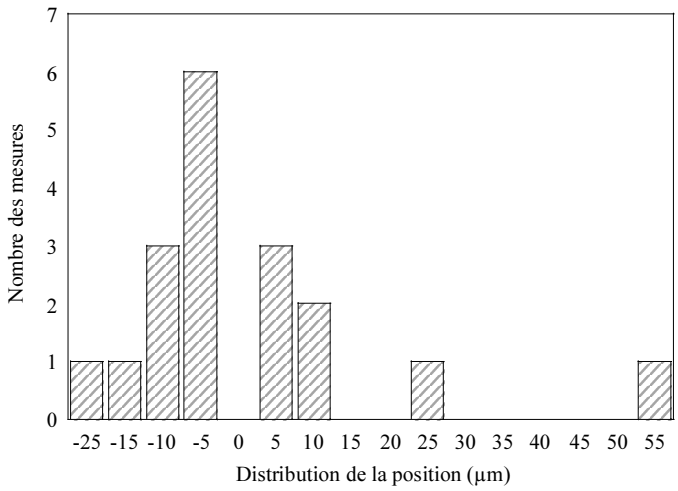


Fig. 2.14. Distribution des positions du saut de phase pour 18 mesures consécutives.

L'évolution spatiale de la phase le long du réseau présente une rupture à la position du saut de phase et reste invariante ailleurs (cf. Fig. 2.13). Cette rupture permet d'interpréter le réseau à saut de phase comme étant constitué de deux sous-réseaux adjacents, S_1 et S_2, séparés par le saut de phase. Ces sous-réseaux ont une largeur spectrale étroite et centrée autour des fréquences ω_1 et ω_2 et leur réflectivité complexe est donnée par $\tilde{r}(\omega_1)$ et $\tilde{r}(\omega_2)$, respectivement. Le spectre de l'onde optique traversant le réseau peut alors être décomposé en deux bandes spectrales adjacentes autour de la longueur d'onde de Bragg, soit $\omega_1 < 2\pi c/\lambda_B < \omega_2$. Ceci veut dire que, vu la dépendance spatiale des réflexions dans un réseau de Bragg, les longueurs d'onde se trouvant à gauche de la longueur d'onde de Bragg seront réfléchies par le réseau à une position antérieure à la position du saut de phase, tandis que les autres le seront à une position postérieur. Le réflectogramme du réseau est équivalent à la somme des transformées de Fourier des réflectivités des sous-réseaux :

$$r_{PS}(\tau) \equiv \Re\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\tilde{r}(\omega_1)e^{j\omega\tau}d\omega + \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega)\tilde{r}(\omega_2)e^{j\omega\tau}d\omega\right] \tag{2.7}$$

où $\tilde{r}(\omega_1) = A(\omega_1)\times\exp\left[j\phi(\omega_1)\right]$ et $\tilde{r}(\omega_2) = A(\omega_2)\times\exp\left[j\phi(\omega_2)\right]$. La différence des phases des réflectivités décrit ainsi le déphasage entre les deux sous-réseaux, i. e., la rupture de l'évolution spatiale de la phase due au saut de phase. Le déphasage du chemin optique en transmission est alors $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

2.3 Détermination des caractéristiques spatiales d'un réseau échantillonné

Les futures générations de systèmes DWDM (*Dense Wavelength-Division Multiplexing*) à haut débit imposent l'utilisation de dispositifs de compensation de la dispersion chromatique accumulée lors de la propagation des signaux dans les lignes de transmission. Les réseaux de Bragg à pas variable, dits 'chirpés', présentent de nombreux avantages : compensation simultanée de la dispersion chromatique et de la dispersion d'ordre supérieur, pertes d'insertion faibles, absence d'effets non-linéaires. Un réseau de Bragg échantillonné photo-

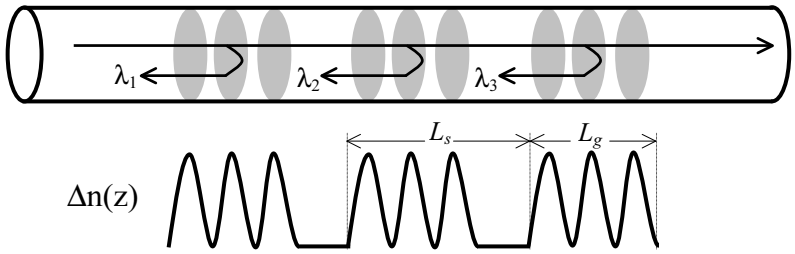


Fig. 2.15. Représentation schématique d'un réseau de Bragg échantillonné.
L_g : longueur de section, L_s : période d'échantillonnage.

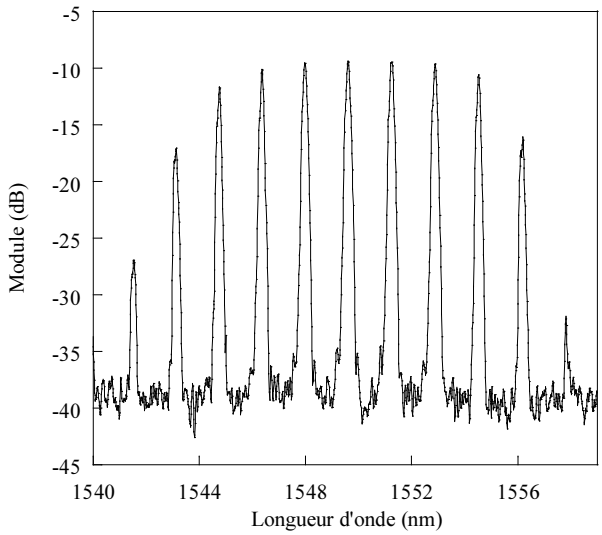


Fig. 2.16. Réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg échantillonné mesurée avec un analyseur de spectre optique.

inscrit dans une fibre [16, 17] est une approche permettant de combiner simplicité de mise en œuvre et grande bande spectrale couverte. Un réseau de Bragg échantillonné consiste en une série de réseaux identiques séparés d'une distance déterminée (Fig. 2.15). Le fonctionnement du réseau comme résonateur à plusieurs canaux repose sur le principe de l'échantillonnage à

l'intérieur du composant : la période d'échantillonnage (L_s) et la longueur de chaque section dans le réseau (L_g) déterminent l'espacement entre canaux et le nombre de canaux utilisables (Fig. 2.16). Il est à noter un espacement spectral entre canaux de $\Delta\lambda$ ~1,68 nm.

Une mesure réflectométrique sensible à la phase permet de déterminer les paramètres d'échantillonnage du réseau avec une précision largement supérieure à celle obtenue à l'aide des techniques de mesure habituelles. Les pics de réflexion dus aux différentes sections sont clairement observables dans le réflectogramme (Fig. 2.17). Cependant, une estimation des caractéristiques spatiales du réseau reste relativement imprécise, de par la limite de la résolution spatiale du montage de l'OLCR. A l'inverse, l'information sur la phase permet

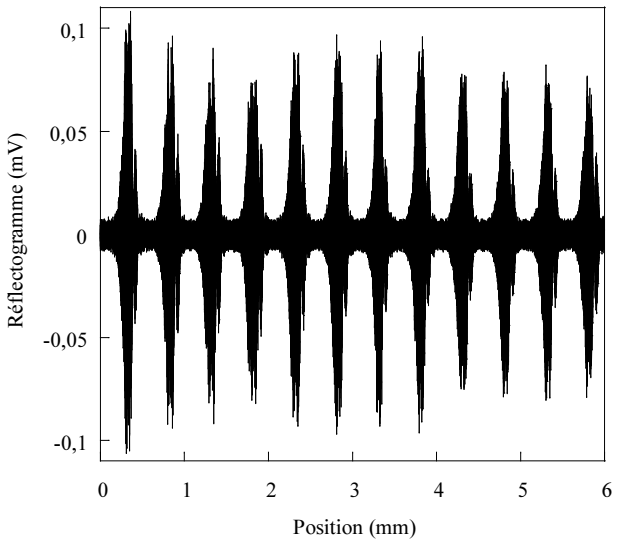


Fig. 2.17. Réflectogramme mesuré du réseau de Bragg échantillonné.

d'extraire les caractéristiques du réseau sans ambiguïté (Fig. 2.18). La période d'échantillonnage est ainsi estimée à 495 µm, avec une incertitude inférieure à 2 % (± 9 µm), et la longueur de chaque section à 225 µm avec une incertitude inférieure à 3 % (± 6 µm). Comme L_s est constante, le réseau permet la conception de canaux de transmission identiques pour les applications de filtrage dans les systèmes DWDM, tandis que la valeur petite de L_g garantie une largeur de bande recouvrant plusieurs canaux [17]. L'espacement fréquentiel entre deux canaux est obtenue à partir de la formule [31, 32] :

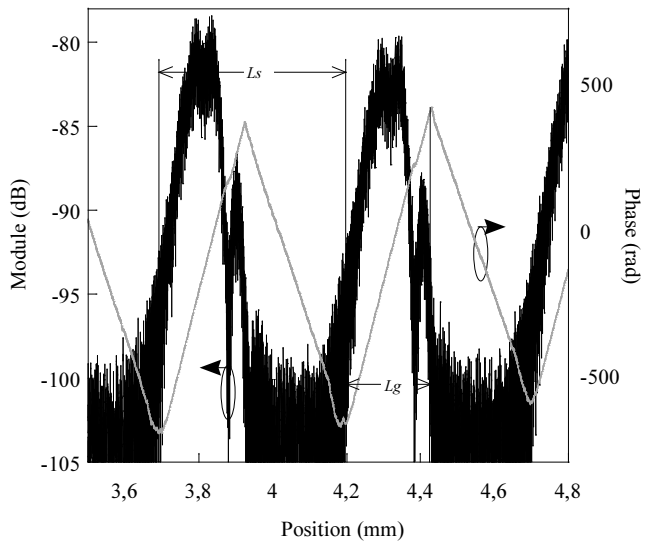


Fig. 2.18. Module et phase du réflectogramme mesuré du réseau de Bragg échantillonné.

$$\Delta f = \frac{c}{2n_{eff}L_s} \tag{2.8}$$

Un espacement de 210 GHz a été calculé, en bon accord avec les standards des espacements fréquentiels, correspondant à la valeur obtenue à partir de la réponse spectrale en réflexion du réseau (cf. Fig. 2.16). Il reste à noter que la dispersion chromatique de chaque canal peut être obtenue à partir de la transformée de Fourier du réflectogramme complexe [33].

2.4 Mesure de la dispersion chromatique des réseaux à pas variable

Les données transmises sous forme de signaux optiques dans les systèmes de transmission ont une largeur spectrale non négligeable. Lorsqu'un signal optique se propage le long d'une fibre optique ayant une dispersion positive (comme c'est le cas des fibres monomode standards SMF-28), les longueurs d'onde les plus courtes se propagent plus rapidement que celles les plus élevées, d'où un élargissement du signal (Fig. 2.19). Cet effet est connu sous le nom de dispersion chromatique ou, plus formellement, dispersion de vitesse de groupe (GVD, pour *group-velocity dispersion*). L'unité standard de la dispersion chromatique définie par les concepteurs d'équipement appliqué aux télécommunications est généralement indiqué en

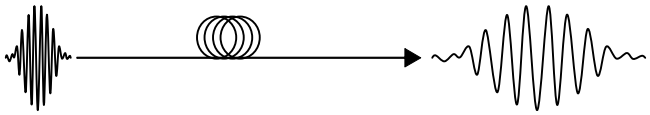


Fig. 2.19. Effet de la dispersion chromatique du support optique sur le signal optique transmis.

ps/nm/km, i. e., l'élargissement en picoseconds subi par un signal optique de largeur $\Delta\lambda$ = 1 nm lorsqu'il se propage sur 1 kilomètre. Lorsqu'il s'agit d'un composant, la dispersion s'exprime en ps/nm, du fait de sa distribution plutôt ponctuelle. La dispersion chromatique est le problème le plus sévère pour les réseaux de transmission optiques fonctionnant à 1550 nm et dont le support est la fibre standard monomode (SMF-28) puisque cette fibre a été conçue pour des solutions monocanal à 1310 nm, longueur d'onde pour laquelle la dispersion est pratiquement nulle. Effectivement, dans la bande de transmission centrée à 1550 nm (bande C), nonobstant son atténuation minimale, la fibre SMF-28 présente une dispersion de ~17 ps/nm/km. Cette valeur de dispersion perturbe la transmission lorsqu'elle se cumule le long de la fibre et devient clairement intolérable pour les systèmes à haut débits. En effet, les interférences entre des signaux voisins donnent lieu à une distorsion du signal transmis. Le tableau 2.2 liste les valeurs typiques de dispersion tolérables pour certains débits de transmission. Il est à noter que la distance que le signal peut parcourir sans se dégrader est réduite drastiquement lorsque le débit augmente.

Débit (Gb/s)	Dispersion tolérable (ps/nm)	Distance maximale (km)
2,5	12000 – 16000	700 – 900
10	800 – 1000	50 – 60
40	60 – 100	4 – 6

Tableau 2.2. Dispersion tolérable dans les systèmes de transmission optiques.

Plusieurs solutions pour compenser la dispersion chromatique dans un système optique ont été proposées. Leur but est de compenser la dispersion positive cumulée le long du support optique, i. e., le long de la fibre optique, avec une dispersion négative large permettant ainsi de contrebalancer la dispersion cumulée, de telle sorte que le signal optique conservera une dispersion totale quasi nulle ou du moins d'une ordre de grandeur acceptable. Parmi les solutions à fibre les plus citées, les fibres à compensation de la dispersion conventionnelles [34], les fibres à guidage des modes d'ordre supérieur [35] et les réseaux de Bragg à pas variable [36] sont les plus avantageuses en termes de coût, de simplicité de

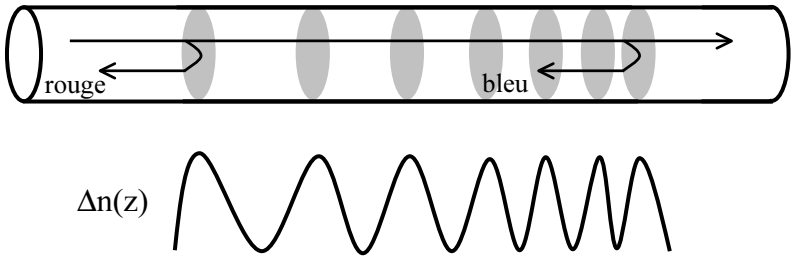


Fig. 2.20. Représentation schématique d'un réseau de Bragg à pas variable.

fabrication, des pertes d'insertion, etc. Le concept d'utiliser des réseaux de Bragg à pas variable comme compensateurs de la dispersion a été breveté par R. E. Epworth en 1984 [37]. Ce composant a été dès lors installé dans les systèmes de transmission optique et présente, en plus des caractéristiques signalées ci-dessus, de l'accordabilité spectrale et des faibles non linéarités avec une longueur convenable. Ses principales désavantages sont la présence des fluctuations dans le temps de groupe et sa possible sensibilité à la température. Un réseau de Bragg à pas variable est montré dans la figure 2.20. La réflexion est une fonction de la longueur d'onde. Les différentes composantes spectrales du signal incident sont réfléchies à une position différente le long du réseau. Comme il a été démontré dans la section 2.1.2 (Fig. 2.9a), l'évolution du temps de groupe résultant en fonction de la longueur d'onde est alors linéaire. La compensation de la dispersion dans une ligne de transmission optique peut de ce fait être accomplie en faisant propager le signal déformé à travers un réseau à pas variable dont la valeur de dispersion est identique à celle cumulée lors de la propagation dans la fibre de transmission, mais de signe opposé (Fig. 2.21). Le réseau de compensation doit avoir une largeur de bande suffisamment étendue pour couvrir le spectre du signal transmis [36, 38-40]. La valeur de dispersion cumulée pouvant être compensée effectivement avec un réseau de Bragg à pas variable dépend de la structure du réseau, notamment de sa longueur et de sa largeur de bande.

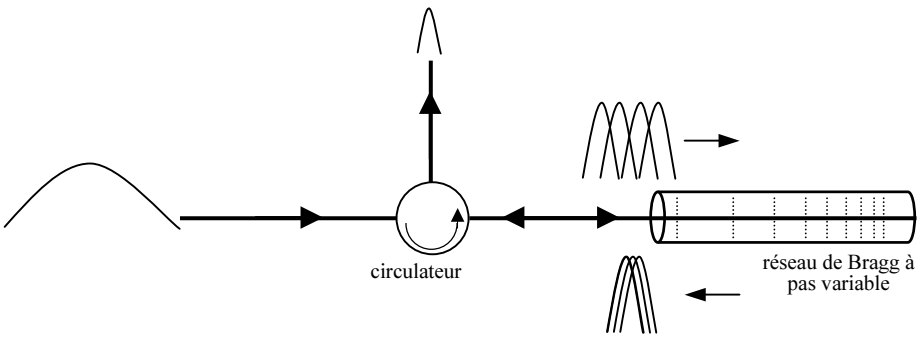


Fig. 2.21. Configuration d'un compensateur de dispersion chromatique à réseau de Bragg à pas variable.

La technique OLCR sensible à la phase présente plusieurs avantages par rapport aux autres méthodes de mesure de la dispersion chromatique en termes de répétitivité, tolérance aux conditions externes, rapidité de prise des mesures et simplicité d'extraction des réponses spectrales [41-43]. S. Dyer et al. ont appliqué cette technique à la caractérisation de la dispersion chromatique des réseaux de Bragg à pas variable depuis 1999 [2, 33]. Le principe de l'expérience consiste à acquérir des réflectogrammes complexes du composant et à les traiter au moyen d'une transformée de Fourier. La dispersion chromatique est ensuite estimée par approximation polynomial du temps de groupe (cf. chapitre 1, section 1.3.2 pour une explication détaillé du principe).

Des réflectogrammes complexes de réseaux de Bragg à pas variable ont été obtenus lors d'une collaboration scientifique entre l'ENST et le Laboratoire National d'Essais – Bureau Nationale de Métrologie (BNM). Le montage OLCR sensible à la phase mis à disposition par le BNM est semblable à celui de l'ENST à ceci près qu'il réalise quatre fois plus d'acquisitions, permettant donc d'atteindre une meilleure résolution spectrale [44]. La phase du réflectogramme de l'un des réseaux à pas variable, mesuré avec le banc OLCR sensible à la phase, est montrée sur la figure 2.22. Le contour parabolique de la phase est dû à la variation du pas du réseau. La forme du réflectogramme révèle que l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction a été apodisée (cf. section 2.1.2). En effet, les extrémités

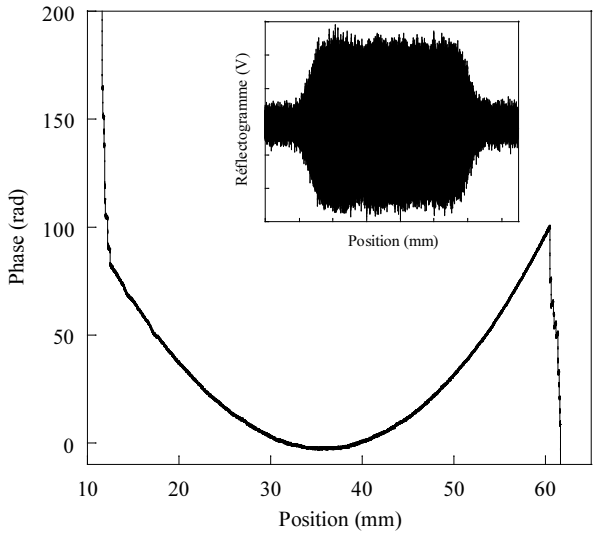


Fig. 2.22. Phase du réflectogramme mesuré d'un réseau de Bragg à pas variable.
Encart : Réflectogramme complexe mesuré.

du réflectogramme ne sont pas pentus, comme il a été observé dans des réseaux de Bragg à pas variable non apodisés (cf. Fig. 2.8b).

La réponse spectrale en réflexion et le temps de groupe relatif obtenus à partir des mesures OLCR sensible à la phase sont présentés sur le figure 2.23 et comparés avec les mesures réalisées avec un analyseur de réseaux optiques Advantest AQ7760 (ONA, pour *Optical Network Analyzer*). Le principe de fonctionnement d'un ONA est basé sur la technique de modulation de phase [45]. Cette technique permet d'obtenir le temps de groupe relatif d'un composant à fibre, par exemple, un réseau de Bragg, à partir de l'évolution de la phase de l'enveloppe d'une modulation sinusoïdale en fonction de la variation de la longueur d'onde (Fig. 2.24). La source optique de l'ONA est une source accordable en longueur d'onde ayant une précision de l'ordre de 1 pm. La modulation est réalisée à l'aide d'un modulateur externe. Les données du signal en amplitude et en phase sont obtenues par comparaison du

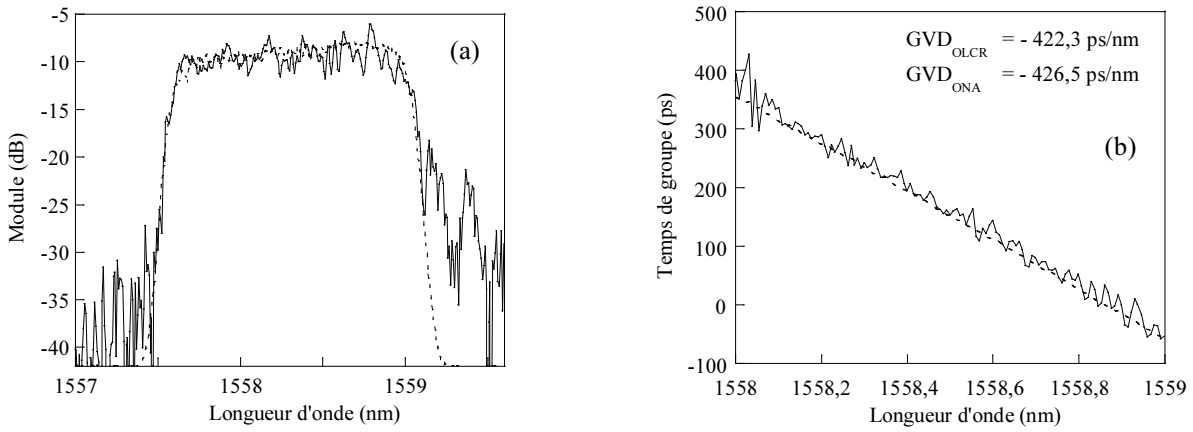


Fig. 2.23. Comparaison (a) des modules et (b) des temps de groupe du réseau de Bragg à pas variable obtenus à partir du réflectogramme mesuré (trait continu) et avec un analyseur de réseaux optiques (trait pointillé).

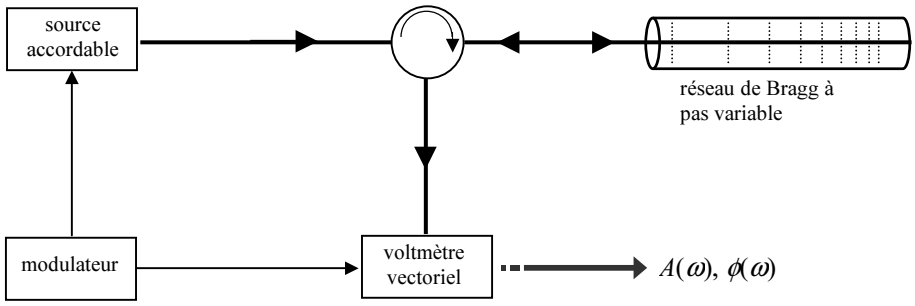


Fig. 2.24. Schéma simplifié d'un analyseur de réseaux optiques (ONA). Le principe de base est la technique de modulation de phase.

signal détecté par rapport au signal RF de référence. Un bon accord entre la mesure réalisée avec l'OLCR et celle obtenue avec un l'ONA est confirmé. Les fluctuations observables dans le profil du module mesuré avec l'OLCR sont sûrement dues à une légère biréfringence résiduelle présente dans le réseau caractérisé. Ces fluctuations ne sont pas observables dans la courbe obtenue avec l'ONA car le résultat a été moyenné sur 10 mesures.

Les effets de l'apodisation de l'amplitude de la modulation de l'indice deviennent plus évidents dans le temps de groupe (cf. Fig. 2.9). Lorsqu'une apodisation est appliquée au profil de modulation de l'indice, les oscillations du temps de groupe, distinctifs de ce type de réseaux, deviennent pratiquement nulles [30, 46, 47]. La figure 2.25 montre le temps de groupe estimé à partir du réflectogramme du réseau à pas variable. Il est à noter la forte dépendance du délai par rapport à la longueur d'onde, comme cela a été prédit par les modélisations (cf. Fig. 2.8a). La résonance de chaque longueur d'onde est en fonction de la variation du pas du réseau. Ainsi, les longueurs d'onde plus élevées sont réfléchies plus rapidement par le réseau. Par conséquence, le temps de groupe évolue linéairement dans la bande spectrale du réseau. L'incertitude de la mesure du temps de groupe est inférieur à 0,1 ps. L'approximation de la pente du temps de groupe par un polynôme linéaire permet de calculer la dispersion chromatique (GVD) du réseau. Une valeur de GVD = - 422,3 ps/nm a été déterminée. À noter que cette valeur est en très bon concordance avec la valeur mesurée avec l'ONA (GVD = - 426,5 ps/nm). Les temps de groupe mesurés avec l'OLCR et avec l'analyseur de réseaux sont montrés dans la figure 2.23b.

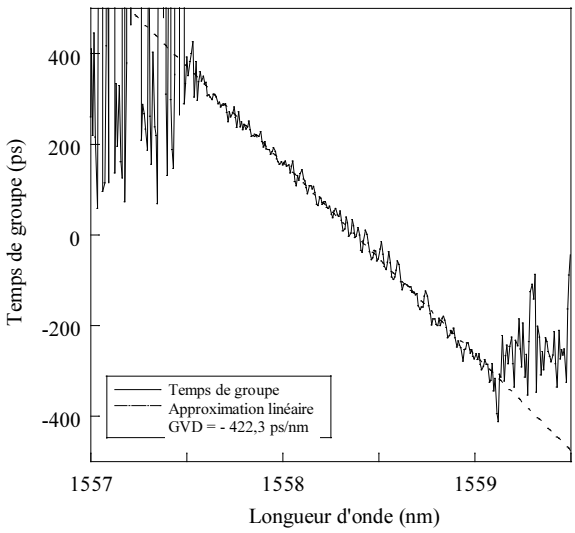


Fig. 2.25. Temps de groupe du réseau à pas variable calculé à partir du réflectogramme.

Comme il a été mentionné dans la section 2.1.2, des fluctuations dans la courbe du temps de groupe peuvent apparaître dues à des faibles réflexions parasites aux faces et le long du réseau. Il est possible d'identifier deux conséquences de ces fluctuations gênantes pour les systèmes de transmission optiques à haut-débit [30, 46-50] : une compression incomplète du signal déformé, i. e., une compensation médiocre de la dispersion cumulée, et une génération des lobes secondaires dans le profil du spectre, occasionnant des interférences intersymbole. Les fluctuations dans le temps de groupe sont dues aux défauts présents dans le réseau et à la non apodisation de l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction (cf. section 2.1.2, Fig. 2.9). Les défauts réfléchissent une partie de la lumière se propageant dans le réseau. Une cavité Fabry-Pérot est ainsi formée entre le défaut et un point réflecteur localisé à une position donnée du réseau (réflexion de Bragg), donnant lieu à des interférences dues à la propagation par trajets multiples. Si la cavité est courte et le temps de propagation aller-retour est inférieur à la durée du signal, alors les réflexions dues au défaut interférent avec celle de Bragg, résultant en une distorsion de phase. Ceci perturbe la compensation correcte de la dispersion du signal. En outre, les défauts isolés, i. e., les points réflecteurs ne formant pas de cavité, se manifestent comme des lobes secondaires autour du lobe principale (bande de réjection du réseau) et peuvent provoquer des interférences intersymbole. Ainsi, les fluctuations de temps de groupe résultent de la réponse conjointe de plusieurs défauts non corrélés présents dans la structure du réseau. La figure 2.26 montre le courbe du temps de groupe d'un réseau à pas

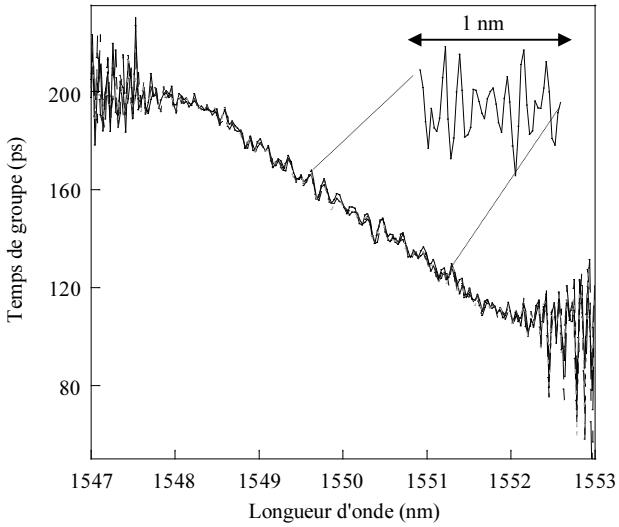


Fig. 2.26. Temps de groupe du réseau à pas variable calculé à partir du réflectogramme, pour 5 mesures consécutives. Les fluctuations sont dues à la non apodisation de l'amplitude de modulation de l'indice de réfraction du réseau.

variable non apodisé et présentant des défauts d'inscription à l'intérieur de sa structure. Des oscillations sont clairement observables à l'intérieur de la bande d'arrêt du réseau ($\Delta\lambda \approx 4$ nm). La période de ces fluctuations est d'environ 0,15 nm et sa valeur pic à pic est inférieure à 12 ps. Des distorsions dues à une interférence intersymbole sont donc à prévoir si la durée du signal transmis est semblable à la période des fluctuations.

2.5 Analyse des différents régimes de fonctionnement des lasers à contre-réaction distribuée à fibre

Les lasers monomode à 1550 nm sont des composants clés dans les systèmes de transmission optiques, tels que les réseaux DWDM et les liaisons haut-débit à modulation externe. Jusqu'au milieu des années 80, la solution disponible étaient les lasers basés sur la technologie des semi-conducteurs. L'apparition des fibres optiques dopées Erbium émettant à 1550 nm [51], ainsi que le développement des techniques d'inscription de réseaux de Bragg [6], ont rendu possible la conception des lasers à contre-réaction distribuée à fibre (DFB-FL, pour *Distributed Feedback Fiber Lasers*). Un DFB-FL est fondamentalement un réseau de Bragg inscrit dans une fibre optique dopée avec une terre rare [52]. Les DFB-FL sont parfaitement compatibles avec les fibres optiques, sont facilement accordables, peuvent délivrer des fortes puissances de sortie et ont une largeur de raie de l'ordre des kilohertz. De plus, leur fabrication est simple et raisonnablement maîtrisée. Toutefois, ces lasers sont très sensibles aux perturbations externes qui peuvent amener à de fortes instabilités temporelles. Ainsi, des légères contraintes mécaniques appliquées aux lasers peuvent influencer leur fonctionnement correct. L'OLCR sensible à la phase apporte une information pertinente sur ce sujet. Cette technique a permis de mettre en évidence l'existence d'une corrélation entre la valeur du saut de phase du laser et l'émission laser.

2.5.1 Théorie des lasers à fibre

La possibilité d'utiliser des fibres en tant que milieux à gain et cavités résonantes, i. e., comme des lasers, a été proposée par E. Snitzer en 1961 [53], juste après le découverte de l'effet laser par T. H. Maiman en 1960 [54]. Il est à noter qu'une certaine quantité des travaux sur les lasers à fibre a été développée même avant l'introduction du concept 'fibre optique' dans les applications en télécommunications [55]. Pourtant, il a fallu attendre jusqu'aux années 80 pour que la recherche sur les lasers à fibre se déclenche : en effet, le

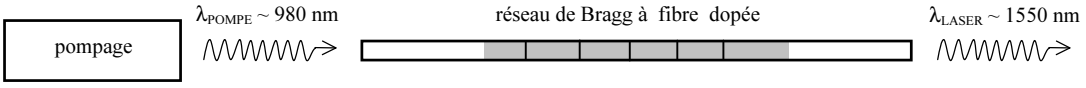


Fig. 2.27. Représentation schématique d'un laser à fibre dopée.

perfectionnement des techniques de fabrication des fibres optiques en silice a permis d'envisager le dopage des fibres et de les utiliser ainsi comme le milieu à gain [56, 57]. Un laser à fibre est une cavité résonante où le guidage d'onde est réalisé par la fibre optique et la résonance par une structure telle qu'un réseau de Bragg (Fig. 2.27). Un laser à fibre est alors un convertisseur de longueur d'onde : les photons de la pompe sont absorbés et produisent l'inversion de population et l'émission stimulée nécessaires pour engendrer un effet laser à la longueur d'onde caractéristique du dopant présent dans la fibre. La conception des lasers à fibre impose en conséquence la nécessité d'achever deux conditions : le dopage optimal des fibres optiques et l'introduction d'une cavité résonante. Le dopage opère sur l'augmentation des niveaux de puissance fournis par les lasers tout en réduisant la longueur de la cavité. La cavité devra permettre d'assurer un fonctionnement en régime monomode du laser (cf. chapitre 4, section 4.1.1). Les solutions proposées sont similaires aux configurations retenues pour les lasers à semi-conducteurs qui utilisent des réseaux de Bragg, tels que les configurations DBR (pour *Distributed Bragg Reflector*) et DFB. L'avantage de la dernière est évidente du fait qu'elle offre une meilleure stabilité de la longueur d'onde d'émission et une suppression plus efficace des modes adjacents [58].

Le développement des techniques de fabrication de fibres optiques a rendu possible le dopage du cœur des fibres avec des ions terre-rare possédant de faibles pertes de propagation ainsi que des propriétés laser intéressantes [51]. Ces propriétés permettent l'oscillation laser à des faibles niveaux de seuil dans des matériaux normalement passifs, tels que les fibres optiques en silice. Les fibres optiques dopées aux ions Erbium (Er^{3+}) ont été développées en vue de son application dans le domaine des télécommunications, étant donné que la longueur d'onde d'émission de l'Erbium correspond à la fenêtre utilisée dans les communications optiques, autour de 1550 nm. Toutefois, les lasers à fibre dopée avec l'Erbium présentent une absorption de la pompe relativement faible par rapport à la longueur. Un codopage de la fibre avec l'Ytterbium (Yb^{3+}) permet d'augmenter l'absorption de la pompe. Il a été d'ailleurs montré que la sensibilisation avec l'Ytterbium des fibres dopées avec de l'Erbium permet en plus d'agrandir le choix des longueurs d'onde de pompage. En effet, les ions d'Ytterbium

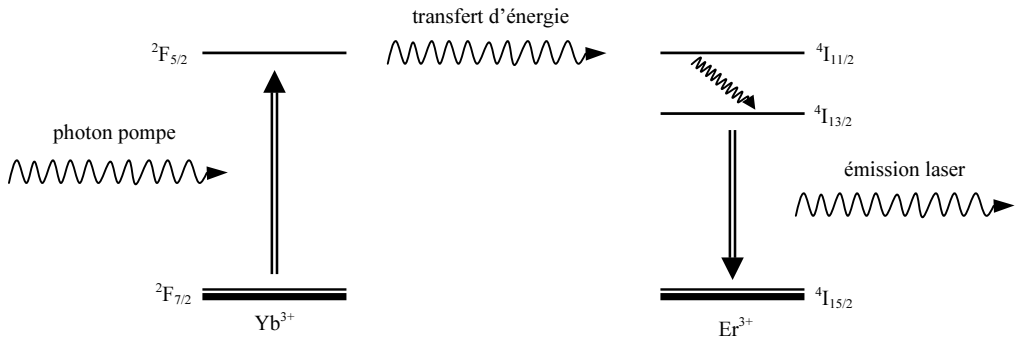


Fig. 2.28. Niveaux d'énergie du codopage Er^{3+}-Yb^{3+}.

présentent une forte absorption autour de 980 nm et peuvent être pompés sur une plage de longueurs d'onde comprise entre 800 nm et 1100 nm [59-62]. Les fibres codopées Er^{3+}-Yb^{3+} sont conçues de telle sorte que les ions d'Ytterbium absorbent la majorité des photons issus de la pompe et transfèrent leur énergie aux ions d'Erbium voisins (Fig. 2.28). Les fibres sont codopées également fortement en Phosphore, permettant de diminuer la durée de vie de l'état $^4I_{11/2}$ afin de réduire le transfert d'énergie inverse. Étant donné que l'Ytterbium réduit fortement les phénomènes d'absorption par état excité, comme c'est le cas pour l'Erbium, et a une section transversal d'absorption plus large, il est alors possible de concevoir des fibres pouvant absorber des dizaines des milliwatts de puissance de pompe sur une longueur inférieure à la dizaine des centimètres. Le principal inconvénient des fibres codopées Er^{3+}-Yb^{3+} est sa pauvre photosensibilité, due à la présence de Phosphore, un obstacle évident pour l'implémentation des lasers à fibre performants et courts. Il a été malgré cela possible d'inscrire des réseaux de Bragg dans les fibres dopées [63], montrant ainsi la faisabilité des DFB-FLs. Pourtant, pour augmenter davantage la photosensibilité des fibres codopées Er^{3+}-Yb^{3+} afin de permettre l'inscription des réseaux de Bragg de courtes longueurs et à hautes réflectivités, i. e., de réduire la taille des composants, la structure montrée sur la figure 2.29 a

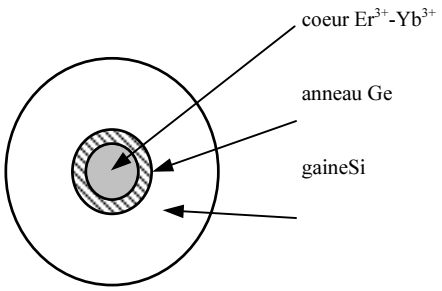


Fig. 2.29. Section transversal d'une fibre codopée Er^{3+}-Yb^{3+} avec un anneau photosensible en Ge.

été proposée [64]. Dans cette structure, le cœur codopé Er^{3+}-Yb^{3+} est entouré d'un anneau en Germanium (Ge) très photosensible. L'anneau doit être suffisamment épais pour permettre le couplage du mode de propagation dans le réseau inscrit.

Un DFB-FL est un réseau de Bragg à saut de phase de $\pi/2$ inscrit dans une fibre dopée avec une terre rare (Fig. 2.30), par exemple, une fibre codopée Er^{3+}-Yb^{3+} [52]. Il en sort l'un des avantages des lasers DFB à fibre sur ceux en configuration DBR, outre celles mentionnées ci-dessus : un seul réseau de Bragg est nécessaire pour stimuler la contre-réaction et déterminer la longueur d'onde d'émission du laser. En plus, comme la longueur d'onde d'émission dépend de la structure du réseau inscrit, il est possible de la pré-déterminer avec précision (~0,1 nm) avant la fabrication du laser [65]. Le saut de phase du chemin optique de $\pi/2$ incorporé au réseau crée un pic de transmission étroit au milieu de la bande spectrale du réseau qui détermine la longueur d'onde d'émission et sa largeur de bande (cf. section 2.2). En outre, le saut de phase permet de réduire le niveau du seuil tout en assurant un fonctionnement monomode. Également, il a été montré que la valeur et la position du saut de phase ont une influence importante sur le fonctionnement du laser. Ainsi, l'effet laser optimal est accompli pour des valeurs du saut de phase de $\pi/2$ et de $3\pi/2$ [14, 66, 67]. Si la valeur du saut s'écarte de plus de $\pi/6$ de ces valeurs, le DFB-FL opère en dessous du seuil. D'autre part, la puissance d'émission maximale est atteinte lorsque la position du saut de phase est écartée du centre du réseau [65].

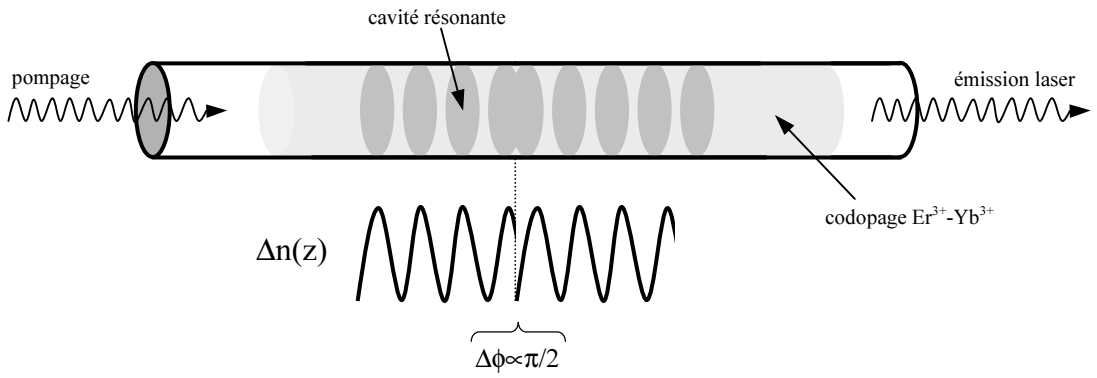


Fig. 2.30. Représentation schématique d'un laser à contre-réaction distribuée à fibre dopée. La cavité résonante est un réseau de Bragg à saut de phase du chemin optique de $\pi/2$. La fibre optique est codopée Er^{3+}-Yb^{3+}.

2.5.2 Corrélation entre la valeur du saut de phase et l'effet laser

Comme il a été prédit théoriquement, il existe une corrélation entre la valeur du saut de phase dans un DFB-FL et son fonctionnement [14]. La caractérisation du saut de phase d'un DFB-FL avec le banc de mesure OLCR sensible à la phase a permis de mettre en évidence expérimentalement ce phénomène. Il apparaît qu'une faible contrainte mécanique placée sur le laser peut modifier la valeur du saut de phase vue par la laser et en conséquence le régime laser.

Fabrication des lasers DFB caractérisés et banc de caractérisation

Un certain nombre des lasers à contre-réaction distribuée à fibre codopée Er^{3+}-Yb^{3+} (cf. Fig. précédente) ont été réalisés lors d'un partenariat entre le Centre d'Optique, Photonique et Lasers (COPL) de l'Université Laval, au Canada, et l'École Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie (ENSSAT), en France. Les réseaux sont photo-inscrits au COPL selon une méthode classique par masque de phase [6]. Le laser ultraviolet utilisé est polarisé perpendiculairement à la fibre afin d'induire une plus grande biréfringence dans les réseaux. Pour introduire un saut de phase permanent dans les DFB-FLs, le masque de phase est placé sur une céramique piézo-électrique. À la position voulue dans le réseau, le masque est déplacé d'un quart de période. La largeur du faisceau ultraviolet (~1 mm) détermine la longueur sur laquelle sera distribué le saut de phase : en effet, le saut de phase n'est pas 'localisé' mais 'réparti' sur 1 mm. Pendant la photo-inscription, le rayonnement d'une source large bande est injectée dans la fibre afin de contrôler la fabrication du réseau en observant son spectre en transmission. En même temps, un pompage à 980 nm de la fibre permet d'observer l'apparition de l'effet laser et d'arrêter la photo-inscription au moment le plus opportun, i. e., lorsque la puissance d'émission maximale est atteinte. La cavité résonante (L = 33,5 mm) est constituée d'un seul réseau de Bragg. La photo-inscription d'un saut de phase permanent de $\pi/2$ dans le réseau permet la sélection d'un seul mode longitudinal. En effet, la longueur d'onde de Bragg est une longueur d'onde qui ne peut résonner de manière stationnaire après un aller-retour dans la cavité sans ce saut de phase [7]. Le saut de phase a été inscrit à 22 mm, i. e., écarté de la position centrale du réseau, afin de favoriser l'émission laser du côté du laser le plus proche au saut de phase [65].

La figure 2.31 montre le montage OLCR utilisé pour caractériser les DFB-FLs. Deux montages sont identifiables : le réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase et

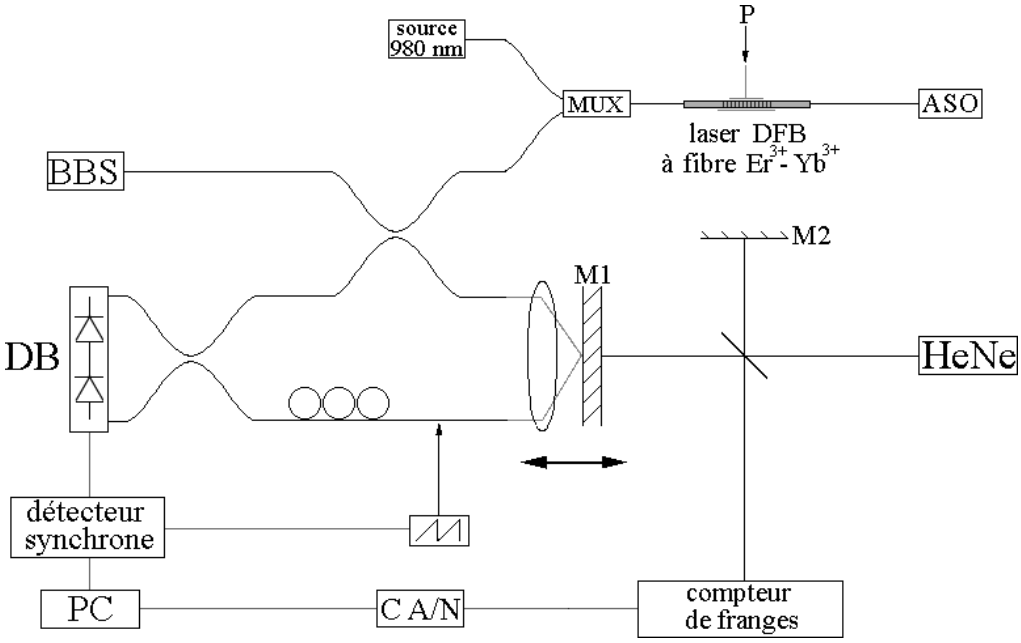


Fig. 2.31. Réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase utilisé pour caractériser un laser DFB à fibre soumis à une contrainte mécanique externe (P). MUX : multiplexeur 980 nm/ 1550 nm, ASO : analyseur de spectres optique.

l'expérience d'évaluation du régime laser. Le réflectomètre a été décrit en détail dans le chapitre 1. La source utilisée pour pomper le DFB-FL est un laser à semi-conducteurs commercial émettant à 977 nm. À cette longueur d'onde de pompage et pour une puissance de 120 mW, le DFB-FL émet 0,1 mW à 1542,5 nm. Le laser est placé entre un multiplexeur 980 nm/1550 nm (MUX), que l'isole de la source de pompage, et un isolateur disposé avant l'analyseur de spectres optique (ASO). Comme les propriétés du laser sont très dépendantes de la contre-réaction optique, un circulateur optique a été placé entre l'OLCR et le laser et un isolateur optique entre le laser et l'ASO, afin d'assurer une parfaite isolation aux perturbations optiques externes. La puissance maximale de la source BBS de l'OLCR a été fixée à –8 dBm sur une bande de 40 nm, i. e., moins de –80 dBm dans la bande du laser pour une largeur de raie maximale de 100 kHz. Cette puissance est suffisamment faible pour assurer que le laser n'est pas injecté optiquement.

L'expérience a consisté à caractériser le saut de phase du laser DFB à fibre quand celui-ci est soumis à une contrainte mécanique externe (P). Un certain nombre de réflectogrammes complexes – comportant le module et la phase de la réflectivité distribuée – sont obtenus pour des différents niveaux de pompage, avec et sans contrainte mécanique appliquée au laser. Les réflectogrammes sont ensuite traités suivant la méthode décrite dans la

section 1.3.2 du chapitre 1 afin de calculer la valeur du saut de phase du laser. Cette procédure a été validée par la caractérisation d'un réseau de Bragg à saut de phase inscrit dans une fibre optique conventionnelle (cf. section 2.2). L'émission laser et le spectre en transmission de la source BBS filtrée par le réseau de Bragg ont été continuellement examinés à l'ASO, afin d'identifier le régime de fonctionnement du laser en fonction de l'application de la contrainte mécanique.

Résultats expérimentaux

Il est observé qu'en absence du pompage la valeur du saut de phase du DFB-FL est stable et identique à la valeur de $\pi/2$ établie lors de l'inscription du réseau. Afin de caractériser le saut de phase en régime de fonctionnement, i. e., au-dessus du niveau du seuil, la puissance de la pompe 980 nm a été augmentée progressivement jusqu'à ce que le pic d'émission du laser soit observé à l'ASO. La puissance de la pompe a été ensuite diminuée juste en-dessous du seuil pour éviter la saturation des photodiodes de l'OLCR. Les encarts des figures 2.32a et 2.32b montrent le spectre du DFB-FL illuminé par la source BBS et la pompe à 977 nm. Le niveau du seuil du laser est fortement dépendant de la faible contrainte mécanique appliquée à la fibre aux alentours du saut de phase. Sans contrainte, l'émission laser n'est pas assurée et la valeur du saut de phase est largement différente de $\pi/2$ (Fig. 2.32a). En appliquant une faible contrainte mécanique, une émission laser est observée et la valeur du saut de phase est déterminée à $\pi/2$ (Fig. 2.32b). Le spectre transmis de la source BBS de l'OLCR filtré par le réseau montre un pic correspondant à la longueur d'onde d'émission du DFB-FL uniquement

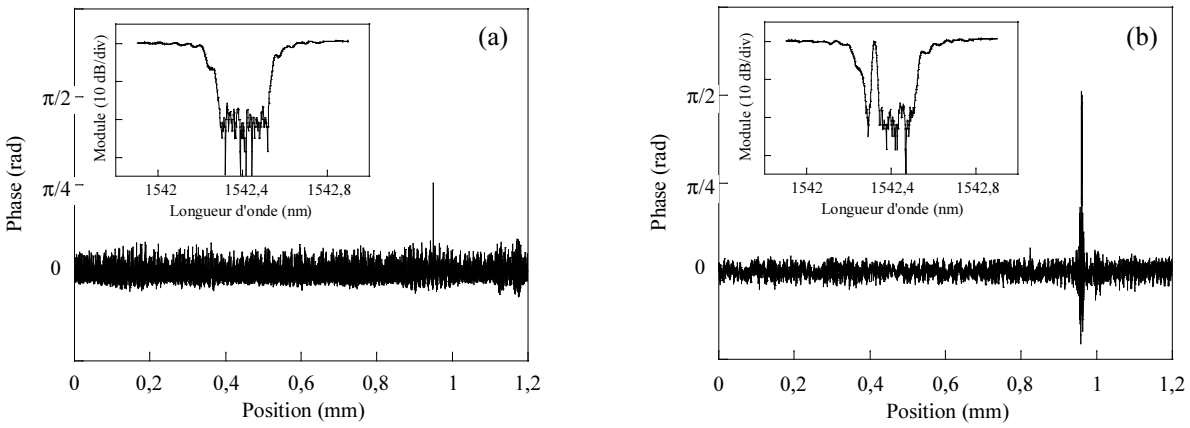


Fig. 2.32. Corrélation entre la valeur du saut de phase et l'effet laser du DFB-FL (a) sans et (b) avec une contrainte mécanique appliquée aux alentours du saut de phase.

quand celui-ci est en régime laser. L'écart imprévu entre la longueur d'onde d'émission et la longueur d'onde de Bragg (au centre de la bande spectrale du réseau) est probablement dû à une dépendance des caractéristiques géométriques du réseau par rapport à la puissance de pompe et à la pression mécanique appliquée. Certainement, le pompage optique d'un laser à fibre engendre des effets thermiques pouvant dilater le réseau. De plus, l'application d'une contrainte mécanique peut modifier significativement la structure du réseau. La longueur d'onde d'émission peut de ce fait être décalée. Afin de déterminer la répétitivité des résultats observés pour les deux régimes du laser, une série de dix mesures a été ensuite réalisée (Fig. 2.33). Une variation significative de la valeur du saut de phase par rapport à la valeur inscrite de $\pi/2$ est observée en absence d'une contrainte mécanique, l'émission laser est donc inexistante. En revanche, une valeur du saut de phase constante et égale à $\pi/2$ est déterminée lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée, le DFB-FL est donc en régime laser.

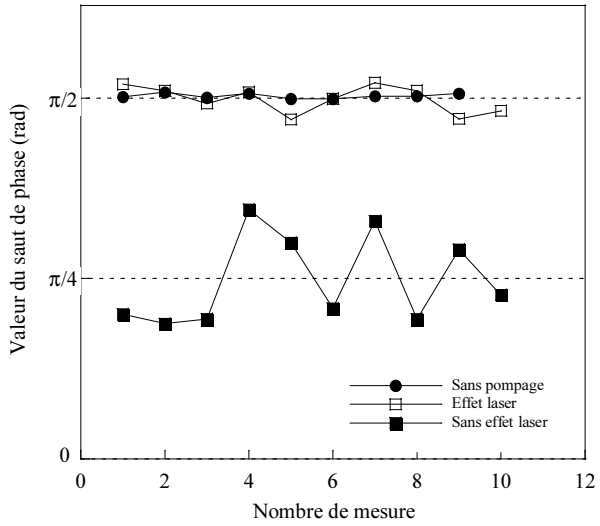


Fig. 2.33. Mesures effectuées du saut de phase du DFB-FL pour différentes régimes de fonctionnement.

Le phénomène mis en évidence par ces expériences est encore à expliquer. Des effets d'origine thermique, provenant d'une variation autour du saut de phase de la densité de puissance répartie sur la longueur du laser, pourraient apporter une réponse. Il a été confirmé que les caractéristiques des lasers à fibre dopée sont très dépendantes de la distribution de la puissance le long de sa structure [68, 69]. Un changement de la distribution de la température autour du saut de phase entraînerait ainsi des variations de l'indice de réfraction [14]. Le saut de phase étant en fait un changement de l'indice de réfraction de la fibre, une variation de la

température provoquerait un modification de la valeur du saut de phase. La variation de la température ΔT nécessaire pour expliquer un changement de l'indice de réfraction Δn_s s'écrit:

$$\Delta T \approx \Delta n_s \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial T} \right)^{-1} \tag{2.9}$$

où $\partial n_{eff}/\partial T$ est le coefficient de variation thermique de l'indice de réfraction. Pour la silice dopée avec Germanium, ce coefficient a une valeur d'environ $12{,}5 \cdot 10^{-6}$ °C^{-1}. La variation de l'indice Δn_s entraîne une modification de la valeur du saut de phase $\Delta\phi_s$:

$$\Delta\phi_s = \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \frac{\Delta n_s}{n} \cdot \Delta l \tag{2.10}$$

où Λ est le pas du réseau du laser et Δl la longueur de la section où a été inscrit le saut de phase. Subséquemment, une modification du saut de phase de $\Delta\phi_s \approx \pi/4$ (cf. Fig. 2.33) signifie une variation de l'indice de réfraction de $\Delta n_s \approx 1 \cdot 10^{-4}$, soit un changement de la température autour du saut de phase d'environ 8 °C. Or, dans notre cas, la pression appliquée au laser est trop faible pour induire une variation pareille de la température, donc de telles différences de la valeur du saut de phase. Les origines de la modification du saut de phase lorsqu'une pression est appliquée au laser restent en conséquence encore à expliquer.

Conclusion

La caractérisation des réseaux de Bragg à l'aide de l'OLCR sensible à la phase est montrée dans ce chapitre. La technique OLCR permet de quantifier des différents paramètres des réseaux de Bragg à partir d'une mesure directe, rapide et non destructive. En particulier, il a été présentée la quantification et la localisation d'un saut de phase inscrit dans un réseau, ainsi que la détermination de la valeur de la dispersion chromatique d'un réseau à pas variable. D'autre part, la corrélation entre la valeur du saut de phase et le régime de fonctionnement d'un laser DFB à fibre a été mise en évidence.

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent la pertinence de l'information accessible avec un montage OLCR. Cette information peut être confortée par des simulations,

dont la faisabilité a été montrée dans la section 2.1.2, afin d'apporter une réponse additionnelle aux résultats observés et expliquer ainsi certains phénomènes mis en évidence par les mesures issues de l'OLCR.

Références

[1] P. Lambelet, P. Y. Fonjallaz, H. G. Limberger, R. P. Salathé, Ch. Zimmer et H. H. Gilgen, “Bragg grating characterization by optical low-coherence reflectometry”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 565-567, mai 1993.

[2] S. D. Dyer et K. B. Rochford, “Low-coherence interferometric measurements of fibre Bragg grating dispersion”, *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1485-1486, août 1999.

[3] E. I. Petermann, J. Skaar, B. E. Sahlgren, R. A. H. Stubbe et A. T. Friberg, “Characterization of fiber Bragg gratings by use of optical coherence-domain reflectometry”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 2371-2378, novembre 1999.

[4] Y. Gottesman, E. V. K. Rao, H. Sillard et J. Jacquet, “Modeling of optical low coherence reflectometry recorded Bragg reflectograms: evidence to a decisive role of Bragg spectral selectivity”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, pp. 489-493, mars 2002.

[5] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki, “Photo-sensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication”, *Appl. Phys. Let.*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.

[6] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn, “Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method”, *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 823-825, août 1989.

[7] I. Riant, P. Sansonetti, H. Février et S. Artigaud, “Réalisation d’un filtre de Bragg photoinscrit dans une fibre optique à l’aide d’un montage interférométrique constitué d’un miroir unique”, *Journées Nationales d’Optique Guidée (JNOG)*, pp. 5/1-5/3, 1993.

[8] C. Martinez et P. Ferdinand, “Phase-shifted fibre Bragg grating photo-writing using UV phase plate in modified Lloyd mirror configuration”, *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 1687-1688, août 1998.

[9] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan et A. E. White, “Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element”, *Electron. Lett.,* vol. 29, pp. 566–567, mars 1993.

[10] J. Martin et F. Ouellette, “Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings”, *Electron. Lett.,* vol. 30, pp. 811–812, mai 1994.

[11] T. Erdogan, “Fiber grating spectra”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1277-1294, août 1997.

[12] B. Malo, S. Theriault, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, et K. O. Hill, “Apodised in-fiber Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask,” *Electron. Lett.,* vol. 31, pp. 223–225, février 1995.

[13] F. Ouellette, “Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides,” *Opt. Lett.,* vol. 12, pp. 847–849, octobre1987.

[14] A. Asseh, H. Storoy, J. T. Kringlebotn, W. Margulis, B. Sahlgren, S. Sandgren, R. Stubbe et G. Edwall, “10cm Yb^{3+} DFB fibre laser with permanent phase shifted grating”, *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 969-970, juin 1995.

[15] J. E. A. Whiteaway, G. H. B. Thompson, A. J. Collar et C. J. Armistead, “The design and assessment of $\lambda/4$ phase-shifted DFB laser structures”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1261-1279, juin 1989.

[16] J. Martin, M. Tetu, C. Latrasse, A. Bellemare et M. A Duguay, “Use of a sampled Bragg grating as an in-fiber optical resonator for the realization of a referencing optical frequency scale for WDM communications”, *Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper ThJ5, pp. 284-285, février 1997.

[17] W. H. Loh, F. Q. Zhou et J. J. Pan, “Sampled fiber grating based-dispersion slope compensation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1280-1282, octobre 1999.

[18] K. O. Hill et G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1263-1276, août 1997.

[19] T. A. Strasser, “Fiber gratings in novel device structures”, *Proc. 25th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, pp. 210-211, septembre 1999.

[20] C. R. Giles, “Lightwave applications of fiber Bragg gratings”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1391-1404, août 1997.

[21] P. Sansonetti, “Novel passive fibre grating based devices”, *Proc. 24th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, pp. 187-188, septembre 1998.

[22] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 919-933, septembre 1973.

[23] H. Kogelnik, “Filter response of nonuniform almost-periodic structures”, *Bell System Technical Journal*, vol. 55, pp. 109-126, janvier 1976.

[24] M. McCall, “On the application of coupled mode theory for modeling fiber Bragg gratings”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 18, pp. 236-242, février 2000.

[25] H. G. Limberger, P. Y. Fonjallaz, P. Lambelet, R. P. Salathé, Ch. Zimmer et H. H. Gilgen, “OLCR characterization of efficient Bragg gratings in optical fiber”, *Proc. SPIE*, vol. 2044, pp. 272-283, 1993.

[26] V. Mizrahi et J. E. Sipe, “Optical properties of photosensitive fiber phase gratings”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1513-1517, octobre 1993.

[27] G. P. Agrawal et S. Radic, “Phase-shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 995-997, août 1994.

[28] R. Zengerle et O. Leminger, “Phase-shifted Bragg-grating filters with improved transmission characteristics”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 2354-2358, décembre 1995.

[29] Y. Gottesman, “Exploration de la réflectométrie à faible cohérence en vue de son implication pour l’analyse des composants et circuits photoniques”, thèse du doctorat, CNET Bagneux, pp. 141-144, octobre 2001.

[30] R. Kashyap et M. de Lacerda, “On the group delay characteristics of chirped fibre Bragg gratings”, *Opt. Comm.*, vol. 153, pp. 19-22, juillet 1998.

[31] C.-c. Sun, C.-y. Li et X.-n. Yu, “Study on sampled chirped Bragg gratings”, *Opt. Comm.*, vol. 218, pp. 297-302, mars 2003.

[32] M. Ibsen, M. K. Durkin, M. J. Cole et R. I. Lamming, “Sinc-sampled fiber Bragg gratings for identical multiple wavelength operation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 842-844, juin 1998.

[33] S. D. Dyer et K. B. Rochford, “Low-coherence interferometric measurements of the dispersion of multiple fiber Bragg gratings”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 230-232, mars 2001.

[34] L. Grüner-Nielsen et B. Edvold, “Status and future promises for dispersion compensating fibres”, *Proc. 28th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, paper 6.1.1, septembre 2002.

[35] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni et A. M. Vengsarkar, “Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 1746-1758, octobre 1994.

[36] F. Ouellette et P. A. Krug, “Chirped fiber gratings and their applications”, *Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO)*, paper CWC1, pp. 242, 1996.

[37] R. E. Epworth, brevet délivré au Royaume Uni, numéro GB 2161612B, 1984.

[38] F. Ouellette, J.-F. Cliche et S. Gagnon, “All-fiber devices for chromatic dispersion compensation based on chirped distributed resonant coupling”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 1728-1738, octobre 1994.

[39] W. H. Loh, R. I. Lamming, N. Robinson, A. Cavaciuti, F. Vaninetti, C. J. Anderson, M. N. Zervas et M. J. Cole, “Dispersion compensation over distances in excess of 500 km for 10-Gb/s systems using chirped fiber gratings”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 944-946, juillet 1996.

[40] J. A. R. Williams, L. A. Everall, I. Bennion et N. J. Doran, “Fiber Bragg grating fabrication for dispersion slope compensation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 1187-1189, septembre 1996.

[41] S. E. Mechels, J. B. Schlager et D. L. Franzen, “Accurate measurements of the zero-dispersion wavelength in optical fibers”, *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.*, vol. 102, pp. 333-347, mai/juin 1997.

[42] M. Froggatt, T. Erdogan et J. Moore, “Optical frequency domain characterization of dispersion in optical fiber Bragg gratings”, *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides, OSA Tech. Dig.*, pp. 227-229, 1999.

[43] R. M. Fortenberry, “Enhanced wavelength resolution chromatic dispersion measurements using fixed sideband technique”, *Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, vol. 1, pp. 107-109, mars 2000.

[44] A.–F. Obaton, C. Palavicini, Y. Jaouën, M. Douay, P. Niay et M. Lièvre, “Caractérisation de réseaux de Bragg par réflectométrie à faible cohérence”, *Proc. 11th Intl. Metrology Congress*, octobre 2003.

[45] B. Costa, D. Mazzoni, M. Puleo et E. Vezzoni, “Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using LED’s”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 1509-1515, octobre 1982.

[46] K. Ennser, M. N. Zervas et R. I. Lamming, “Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 770-778, mai 1998.

[47] K. Ennser, M. Ibsen, M. Durkin, M. N. Zervas et R. I. Lamming, “Influence of nonideal chirped fiber grating characteristics on dispersion cancellation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1476-1478, octobre 1998.

[48] D. Garthe, G. Milner et Y. Cai, “System performance of broadband dispersion compensating gratings”, *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 582-583, mars 1998.

[49] S. G. Evangelides, N. S. Bergano et C. R. Davidson, “Intersymbol interference induced by delay ripple in fiber Bragg gratings”, *Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, vol. 4, pp. 5-7, février 1999.

[50] R. L. Lachance, M. Morin et Y. Painchaud, “Group delay ripple in fibre Bragg grating tunable dispersion compensators”, *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 1505-1506, novembre 2002.

[51] S. Poole, D. Payne, R. Mears, M. Fermann et R. Laming, “Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 4, pp. 870-876, juillet 1986.

[52] J. T. Kringlebotn, J. –L. Archambault, L. Reekie et D. N. Payne, “Er^{3+}:Yb^{3+}-codoped fiber distributed-feedback laser”, *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 2101-2103, décembre 1994.

[53] E. Snitzer, “Proposed fiber cavities for optical masers”, *J. Appl. Phys.*, vol. 32, pp. 36-39, 1961.

[54] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby”, *Nature*, vol. 187, pp. 493-494, 1960.

[55] K. C. Kao et G. A. Hockman, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies”, *Proc. IEE*, vol. 113, pp. 1151-1158, 1966.

[56] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole et D. N. Payne, “Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers”, *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 738-740, 1985.

[57] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole et D. N. Payne, “Low-threshold, tunable cw Q-switched fibre laser operating at 1.55 µm”, *Electron. Lett.*, vol. 22, pp. 159-160, janvier 1986.

[58] J. –L. Archambault et S. G. Grubb, “Fiber gratings in lasers and amplifiers”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 15, pp. 1378-1390, août 1997.

[59] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart et A. C. Tropper, “Efficient operation of an Yb-sensitised Er fibre laser pumped in 0.8 µm region”, *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 1068-1069, août 1988.

[60] W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor et D. N. Payne, “Er^{3+}-Yb^{3+} and Er^{3+} doped fiber lasers”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1461-1465, octobre 1989.

[61] J. E. Townsend, W. L. Barnes, K. P. Jedrzejevski et S. Grubb, “Yb3+-sensitized Er3+ doped silica optical fibre with ultrahigh transfer efficiency and gain”, *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1958-1959, octobre 1991.

[62] J. T. Kringlebotn, P. R. Morkel, L. Reekie, J. –L. Archambault et D. N. Payne, “Efficient single-frequency erbium:ytterbium fibre laser”, *Proc. 19th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, vol. 2, pp. 65-68, 1993.

[63] J. L. Archambault, L. Reekie, L. Dong et P. S. Russell, “High reflectivity photorefractive Bragg gratings in germania-free optical fibers”, *Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO)*, pp. 242, 1994.

[64] L. Dong, W. H. Loh, J. E. Capien, K. Hsu, J. D. Minelly et L. Reekie, “Photosensitive Er/Yb optical fibers for efficient single-frequency fiber lasers”, *Opt. Fiber Commun. Conf. (OFC)*, paper TuH2, pp. 29-30, 1997.

[65] V. C. Lauridsen, T. Søndergaard, P. Varming et J. H. Povisen, “Design of distributed feedback fibre lasers”, *Proc. 23th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, pp. 22-25, septembre 1997.

[66] W. H. Loh et R. I. Lamming, “1.55µm phase-shifted distributed feedback fibre laser”, *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1440-1442, août 1995.

[67] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner et M. Kristensen, “Distributed feedback Er^{3+}-doped fibre laser”, *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1445-1446, août 1995.

[68] Y. Z. Xu, H. Y. Tam, S. Y. Liu et M. S. Demokan, “Pump-induced thermal effects in Er-Yb fiber grating DBR lasers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, pp. 1253-1255, septembre 1998.

[69] Y. H. Kim, U. –C. Paek et W. –T. Han, “Fiber length dependence of phase change induced by laser-diode pumping in Yb^{3+}-Al^{3+} co-doped optical fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1710-1712, décembre 2002.

Chapitre 3
Étude des caractéristiques de guidage de fibres optiques spéciales

Au début des télécommunications optiques, la dégradation subie par un signal se propageant le long d'une fibre optique était rectifiée électroniquement. Depuis, la technologie a évoluée vers des solutions toutes-optiques. Cela présente aussi un avantage en terme de coût et de simplicité de mise en oeuvre. Le but principal de ces technologies 'correctives' est d'améliorer la dégénérescence cumulée du signal. La dispersion chromatique, aussi bien que les effets non linéaires et les pertes dues à la propagation, impose des limites à la distance de transmission des systèmes de transmission optiques (cf. chapitre 2, section 2.4). L'émergence des amplificateurs à fibre dopée Erbium et l'accroissement du débit dans les liaisons à grande distance a accéléré la nécessité de trouver des solutions performantes pour compenser la dispersion chromatique cumulée. En plus des réseaux de Bragg à pas variable, étudiés dans le chapitre 2, des fibres optiques 'spéciales' ont été proposées pour surmonter cet obstacle. Des fibres à dispersion négative, à guidage de modes d'ordre supérieur ou encore microstructurées ont été conçues et sont sujettes actuellement à une riche activité de recherche. Ceci exige une détermination précise de leurs caractéristiques de propagation en vue de sa éventuelle implantation dans les systèmes de télécommunications optiques actuelles. La réflectométrie à faible cohérence (OLCR) sensible à la phase est proposée ici pour mener une caractérisation

complète des fibres optiques spéciales, mettant en œuvre de courts tronçons de fibre. Une étude expérimentale des caractéristiques de propagation – dispersion chromatique, biréfringence, etc. – de ces fibres spéciales sera exposée dans ce chapitre. Cette étude a été réalisée en coopération avec le Laboratoire National d'Essais – Bureau National de Métrologie. Les résultats obtenus confirment la pertinence de l'OLCR comme un outil d'investigation efficace à tous les niveaux de conception et de fabrication des fibres optiques spéciales.

3.1 Principe de la méthode de mesure

Le principe de la caractérisation des fibres optiques spéciales à l'aide d'un montage OLCR consiste à mesurer les réflectogrammes des faces d'entrée et de sortie de la fibre. Les réflectogrammes sont ensuite traités au moyen d'une transformée de Fourier (TF) afin de déterminer la différence entre les phases correspondantes aux faces d'entrée et de sortie de la fibre, i. e., le temps de groupe (GD, pour *Group Delay*). La dispersion chromatique (GVD, pour *Group-Velocity Dispersion*) de la fibre caractérisée est alors calculée par simple dérivation du temps de groupe [1-3]. La dispersion chromatique est composée de deux types de dispersion : du matériau et du guide d'onde. La première est une caractéristique inaltérable de la composition du matériel de la fibre optique, tandis que la deuxième peut être ajustée à partir du profil de l'indice de réfraction, par exemple, de la différence d'indice entre le cœur et la gaine de la fibre [4]. Les deux composantes sont prises en compte lors de la mesure de la dispersion chromatique à l'aide du montage OLCR.

Deux sources large bande sont utilisées pour déterminer les paramètres des fibres optiques à 1300 nm et à 1550 nm. Une source du type super-fluorescente à fibre dopée Erbium à spectre plat permet de caractériser les fibres sur toute la bande C+L (i. e., sur la bande passante de 1525 nm à 1605 nm). Un source gaussienne du type S-LED est utilisée dans la bande centrée à 1300 nm. Comme il a été indiqué dans le chapitre 1, un réflectogramme est obtenu en faisant varier la différence de chemin optique dans les deux bras du réflectomètre à vitesse constante. Le réflectogramme en fonction du retard τ entre les deux bras du réflectomètre, i. e., de la différence des chemins optiques $x=c\tau$, peut être décrit par :

$$r(\tau) \propto \Re\left[\int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{j\varphi(\omega)} \left|\tilde{r}(\omega)\right| e^{j\omega\tau} d\omega\right] \tag{3.1}$$

pour une réflexion indépendante de la longueur d'onde, comme c'est le cas d'une réflexion sur la face clivée d'une fibre optique. $S(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ est le spectre de la source utilisée dont la phase est modifiée par la phase $\varphi(\omega)$ dépendante de la structure de la fibre caractérisée ; $\left|\tilde{r}(\omega)\right|$ est l'amplitude de la réflectivité du composant étudié, et $\omega = 2\pi c/\lambda$ (cf. chapitre 1, section 1.2.2). Il est évident que le réflectogramme est essentiellement la partie réelle de la transformée de Fourier du spectre de la source dont la phase a été modifiée lors de la propagation du champ optique dans la fibre sous test [5].

La fibre sous test est placée dans le bras de mesure de l'OLCR. Deux réflectogrammes, correspondants aux faces d'entrée et de sortie de la fibre, sont obtenus lorsque la fibre est balayée sur toute sa longueur (Fig. 3.1). Les faces de la fibre optique sont clivées en angle droit pour assurer le niveau optimal de réflectivité. Comme il a été mentionné dans la section 1.2.2 du chapitre 1, le réflectogramme de la face clivée d'une fibre optique correspond à une réflexion localisée et indépendante de la longueur d'onde, $\partial\tilde{r}(\omega)/\partial\omega = 0$. L'amplitude de la réflexion a une valeur typique de $\left|\tilde{r}(\omega)\right| \approx 0,2$ et le changement absolu de la phase entre les faisceaux incident et réfléchi sur l'interface fibre-air est de $\phi_R = 0$ ou π. Vu que la mesure de la phase à l'aide de l'OLCR est relative, elle est insensible à ce déphasage. Pour illustrer le principe de la méthode de mesure, une fibre monomode standard conventionnelle (SMF, pour *Single Mode Fiber*) a été caractérisée. Le réflectogramme de la

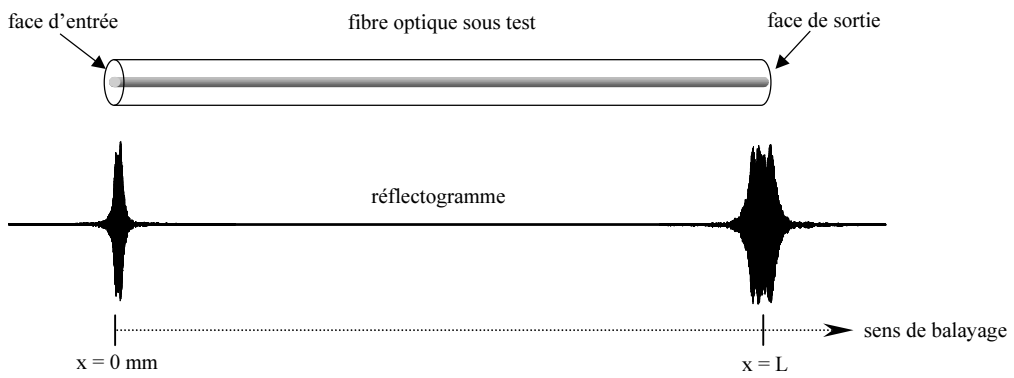


Fig. 3.1. Principe de la méthode de mesure des caractéristiques de propagation de fibres optiques spéciales.

face de sortie est élargi par rapport à celui de la face d'entrée à cause de la dispersion chromatique de la fibre sous test. Les réflectogrammes sont ensuite isolés numériquement et une transformée de Fourier rapide est appliquée à chaque réflectogramme. Le temps de groupe résultant de la différence entre les phases des réflectivités d'entrée et de sortie, $\varphi_{\text{front}}(\omega)$ et $\varphi_{\text{rear}}(\omega)$, est décrit par :

$$\text{GD} = \frac{\text{d}}{\text{d}\omega}\left[\varphi_{rear}(\omega) - \varphi_{front}(\omega)\right] \tag{3.2}$$

Comme il a été montré dans le chapitre 1, section 1.3.2, la dispersion chromatique est alors déterminée simplement en calculant la pente de la courbe du temps de groupe rapportée à la longueur du tronçon de fibre testé, $\text{GVD} = (1/2L)\cdot d\text{GD}/d\lambda$. Pour une fibre SMF, la valeur obtenue est égale à $\text{GVD}_{1550\text{nm}}$ = 16,95 ps/nm/km. Cette valeur est en très bonne concordance avec la valeur donnée par le fabriquant (~17 ps/nm/km). À noter que la GVD est calculée à partir d'un tronçon de fibre de longueur inférieure à 1 m. La caractérisation de l'évolution par sections de la dispersion le long d'une bobine de fibre optique de toute longueur est alors envisageable. Ceci met en évidence l'importance de la technique OLCR comme outil efficace et précis de caractérisation des paramètres des fibres optiques à tous les niveaux, dès leur conception à leur implémentation.

3.1.1 Validation du principe : étude d'une fibre à compensation de la dispersion

Afin de valider la méthode de caractérisation des fibres optiques spéciales décrite ci-dessus, la dispersion chromatique d'une fibre à compensation de la dispersion a été déterminée. Les fibres monomode à dispersion négative, aussi connues comme fibres à compensation de la dispersion (DCF, pour *Dispersion Compensating Fiber*), présentent une valeur de dispersion négative et considérablement large qui permet de compenser la dispersion cumulée sur toute la bande C+L tout en réduisant la longueur de fibre compensatrice utilisée, minimisant ainsi le coût de systèmes et leur sensibilité aux conditions externes. L'utilisation des fibres optiques pour compenser la dispersion chromatique a été proposé par C. Lin et al. en 1980 [6]. À présent, la DCF est la technique la plus utilisée pour compenser la dispersion [7-14]. En effet, elle possède des valeurs de dispersion chromatique négatives et très élevées (de l'ordre de 80–150 ps/nm/km) et des longueurs de l'ordre de la dizaine de kilomètres peuvent être fabriquées

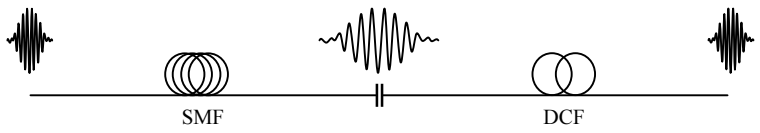


Fig. 3.2. Principe de base de la compensation de la dispersion chromatique à l'aide de fibres à compensation de la dispersion (DCF).

sans dégrader les caractéristiques optiques et géométriques de la DCF. Le principe des DCFs consiste à ajuster la dispersion du guide d'onde par variations de la différence des indices de réfraction des couches de la fibre. Une dispersion négative dans une fibre optique monomode est subséquemment obtenue par un guidage très faible du mode fondamental de sorte que les petites variations de la longueur d'onde sont accompagnées de changements de la taille du mode relativement larges. Ceci provoque que la plupart du mode se propage dans la gaine, ce qui augmente la vitesse de propagation vu que l'indice de réfraction est plus petit que celui du cœur. L'implantation des DCFs dans les systèmes de transmission peut se faire en tant que compensateur discrète ou directement le long de la ligne de transmission optique. Ainsi, en incorporant une DCF de longueur L_{DCF} avec une dispersion négative GVD_{DCF} dans la liaison (Fig. 3.2), la dispersion positive GVD_{SMF} cumulée de la fibre standard de longueur L_{SMF} est compensée (i. e., $D_T = 0$) :

$$D_T = GVD_{SMF}L_{SMF} + GVD_{DCF}L_{DCF} \tag{3.3}$$

Il est donc évident que l'optimisation des modules de compensation de la dispersion basés sur le principe des DCFs suppose des fibres ayant une dispersion chromatique négative et très large afin de compenser des valeurs élevées de dispersion cumulées, et ceci sur longueur minimale (i. e., $L_{DCF} << L_{SMF}$). En effet, la tolérance à la dispersion des systèmes de transmission décroît avec le carré du débit et linéairement avec la longueur de transmission [4]. La réduction de la longueur de DCF nécessaire permet alors d'augmenter la tolérance du compensateur aux conditions externes (par exemple, la température, les vibrations, etc.). L'atténuation intrinsèque à la fibre compensatrice et les effets non linéaires doivent également être prises en compte lors de l'implantation des DCFs.

La mesure de la dispersion chromatique des DCFs a consistée à obtenir les réflectogrammes correspondants aux réflexions des faces d'entrée et de sortie de deux DCFs de longueur égale à 78,6 cm (cf. Fig. 3.1). Les deux tronçons caractérisés correspondent aux

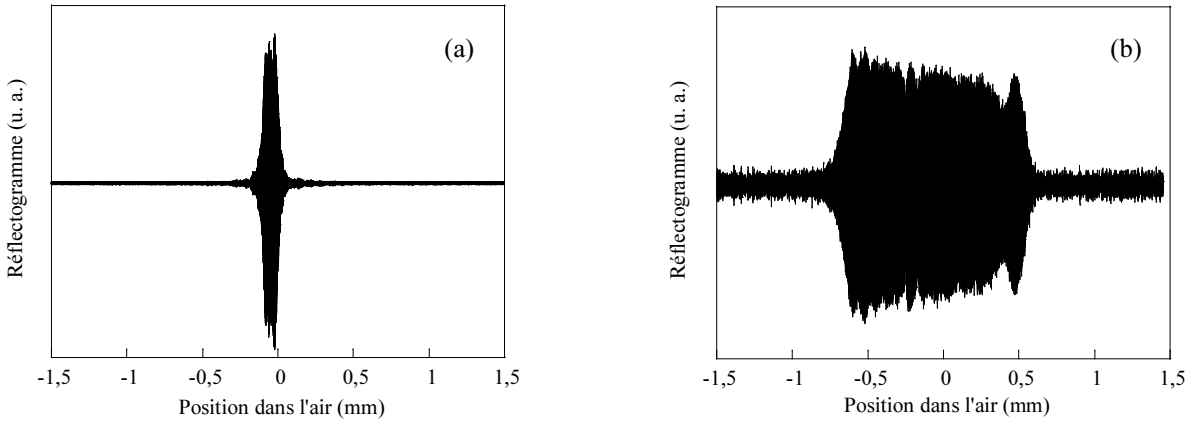


Fig. 3.3. Réflectogrammes des faces (a) d'entrée et (b) de sortie d'une fibre à compensation de la dispersion (DCF).

extrémités de la même bobine de fibre. La figure 3.3 présente les réflectogrammes des faces d'entrée et de sortie de l'un des tronçons. Un gros élargissement du réflectogramme correspondant à la face de sortie est perceptible (Fig. 3.3b) par rapport à celui de la face d'entrée (Fig. 3.3a). Ceci est dû à la valeur élevée de la dispersion chromatique de la fibre testée. L'évolution du temps de groupe est représentée sur la figure 3.4. Une décroissance monotone est remarquée sur la bande spectrale 1550 nm -1600 nm, confirmant un régime de dispersion normale (GVD < 0). La courbe du temps de groupe est approximé par un polynôme de troisième ordre pour déterminer la valeur de la GVD. Les GVDs des deux tronçons de DCF sont négatives et ont une valeur de –128 ps/nm/km et de –121,3 ps/nm/km à

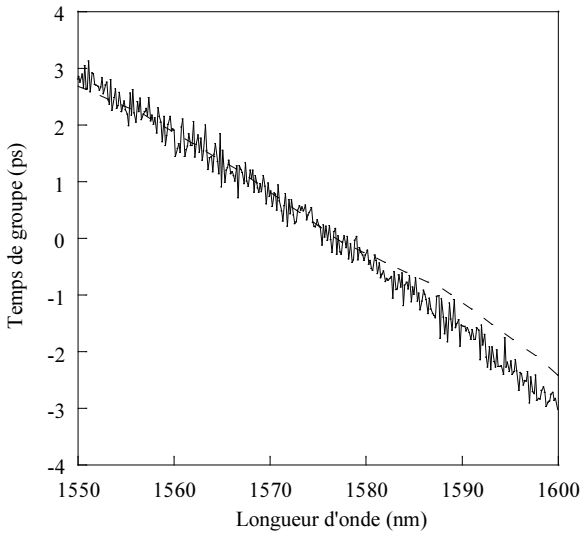


Fig. 3.4. Temps de groupe d'une fibre à compensation de la dispersion (DCF) mesuré à l'aide de l'OLCR (trait continu) et d'un ONA (trait pointillé).

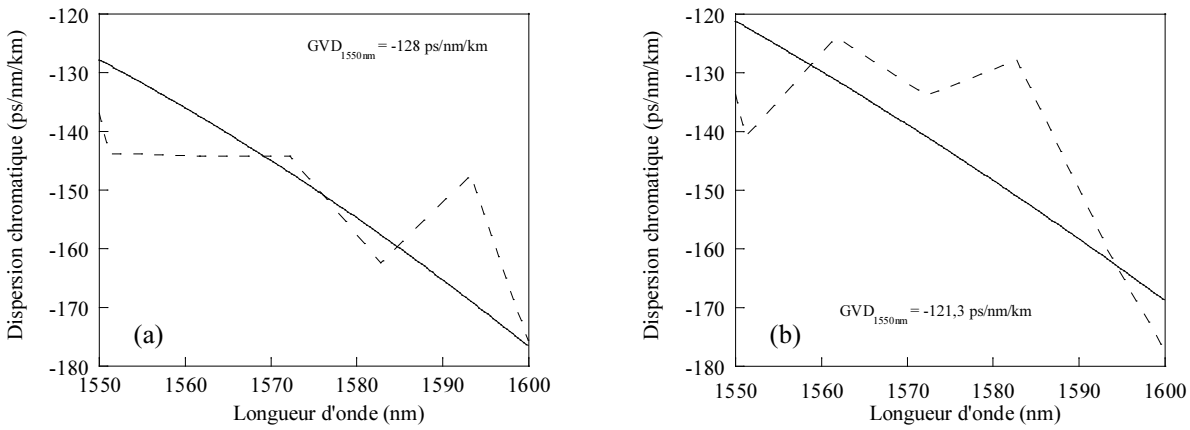


Fig. 3.5. Dispersion chromatique de deux tronçons [(a) et (b)] d'une fibre à compensation de la dispersion (DCF) mesurée à l'aide de l'OLCR (trait continu) et d'un ONA (trait pointillé).

1550 nm (Fig. 3.5). La différence constatée entre ces deux valeurs met en évidence l'évolution des caractéristiques du guidage de la fibre due probablement au processus de fabrication. Il est aussi évident que la GVD d'une fibre à compensation de la dispersion est largement dominée par la dispersion du guide d'onde. Afin de confirmer les valeurs obtenues à l'aide du montage OLCR, les deux tronçons de DCF ont été caractérisés avec un analyseur de réseaux optique (ONA, pour *Optical Network Analyzer*) Advantest AQ7760, dont le principe a été décrit dans le chapitre 2, section 2.4 (cf. Fig. 2.24). Il est à noter que les courbes du temps de groupe et de dispersion ainsi mesurées se superposent à celles obtenues avec l'OLCR (cf. Fig. 3.4 et 3.5). Toutefois, les courbes de dispersion obtenues avec l'ONA présentent des fluctuations importantes du fait de sa limite de résolution (l'intervalle spectral entre deux points de mesures successifs est 10 nm afin d'accumuler une variation de phase suffisante et ainsi augmenter la sensibilité de l'appareil). En conséquence, la valeur de la GVD d'un tronçon court (< 1 m) de fibre ne peut pas être déterminée avec précision avec un tel appareil.

3.2 Fibres microstructurées

La faisabilité des fibres microstructurées (PCFs, pour *Photonic Crystal Fibers*) a été montrée en 1996 par J. C. Knight et al. [15-17]. Elles suscitent actuellement un énorme intérêt scientifique et technologique puisqu'elles exhibent des propriétés de propagation très flexibles et réalisables par simple modification de ses caractéristiques de microstructuration [18-22]. En effet, les fibres microstructurées permettent une propagation monomode sur des plages

spectrales de plus de 1000 nm [23, 24], la génération de supercontinuum [25, 26], l'ajustement des courbes de dispersion chromatique [27-33] et l'exploitation d'effets non linéaires exacerbés par rapport aux fibres classiques [18, 22]. La difficulté de réalisation de ce type de fibre entraîne des écarts par rapport à une structure périodique idéale. De ce fait, les caractéristiques optiques (dispersion chromatique et biréfringence géométrique) peuvent être modifiées de façon notable lors de la fabrication. La mesure des paramètres optiques des PCFs est donc indispensable. La technique de réflectométrie optique à faible cohérence est utilisée afin de mesurer la dispersion chromatique et la biréfringence d'une fibre microstructurée [3, 30, 34]. Afin de corroborer les expériences menées, les résultats des mesures seront comparés à ceux obtenus par simulations numériques dans lesquelles la structure géométrique réelle de la fibre a été prise en compte.

Deux types de PCFs sont identifiées en fonction de leur façon de guider la lumière dans le cœur de la fibre [35] : la fibre microstructurée proprement dit, et la fibre à bande interdite photonique (PBG, pour *Photonic Band Gap*). La première, aussi connue sous le nom de fibre à trous (en anglais *holey fiber*), guide la lumière grâce à une réflexion totale interne modifiée, du fait de l'abaissement de l'indice de réfraction effectif de la gaine par rapport à celui du cœur. À cause de la géométrie de la fibre (sa 'microstructuration'), le mode fondamental est confiné dans le cœur tandis que les modes d'ordre supérieure sont capables de fuir dans les écarts entre les trous. En revanche, la fibre PBG, aussi connue sous le nom fibre à cœur creux (en anglais *hollow fiber*), fonctionne suivant le principe du guidage par retro-diffusion cohérente de la lumière dans le cœur, i. e., la lumière incidente sur l'interface entre le cœur et la gaine est fortement diffusée par les trous d'air. Dans le cadre de cette thèse, uniquement le premier type de fibre à cristaux photoniques a été étudié. L'abréviation PCF, terme général, sera retenue par la suite en référence aux fibres microstructurées à cœur solide.

Les fibres microstructurées sont constituées d'un arrangement périodique de tubes d'air parallèles à leur axe principal (Fig. 3.6). Le cœur en silice est formé par l'absence d'un ou plusieurs trous d'air. Comme il a été expliqué plus haut, le guidage de la lumière dans la fibre est réalisé de façon similaire que dans les fibres standards. Ainsi, l'indice de réfraction effectif de la gaine, diminué par la présence des trous d'air ($n_{eff} \sim 1$), permet une réflexion totale interne lorsque la lumière se propage dans le cœur en silice [36]. La microstructuration de la fibre est définie par le diamètre d des trous d'air et par le pas Λ entre les centres des trous. L'adaptation appropriée de ces paramètres permet de contrôler de façon précise et avec

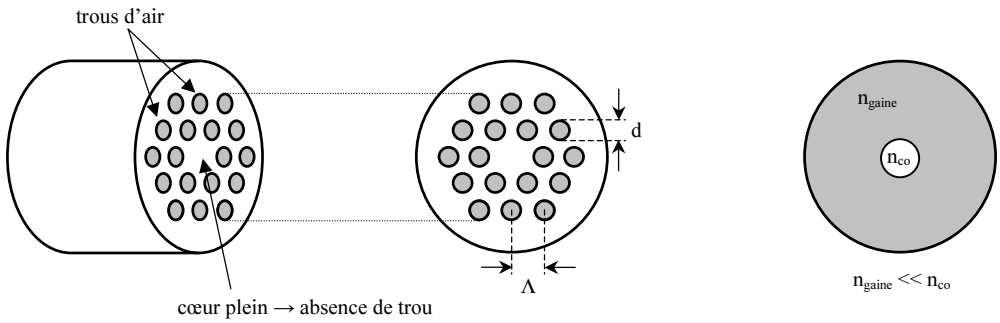


Fig. 3.6. Extrémité, section transversale et modèle de l'indice de réfraction effectif d'une fibre microstructurée (à cœur plein) avec un arrangement hexagonal des trous défini par leur diamètre d et leur interstice Λ.

une grande autonomie la dispersion du guide d'onde, la biréfringence et l'aire effective de la PCF. Or, la microstructuration permet l'achèvement des caractéristiques de propagation très différentes des fibres classiques [37]. En effet, dans les fibres optiques standards, la différence des indices de réfraction du cœur et de la gaine est pratiquement constante pour toutes les longueurs d'onde. Dans les PCFs, en revanche, les longueurs d'onde plus courtes évitent les trous d'air de façon plus efficace, et l'indice effectif de la gaine s'approche ainsi de celui du matériau de base dans la limite inférieure de longueur d'onde. En conséquence, une propagation monomode pour toutes les longueurs d'onde est alors envisageable – une propriété irréalisable pour les fibres standards [23].

Une étude des caractéristiques de guidage de deux fibres microstructurées, PCF A et PCF B, a été effectuée. La PCF A a été fournie par le Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules (PhLAM) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (USTL). La PCF B provient des laboratoires d'Alcatel. Afin de conforter les résultats

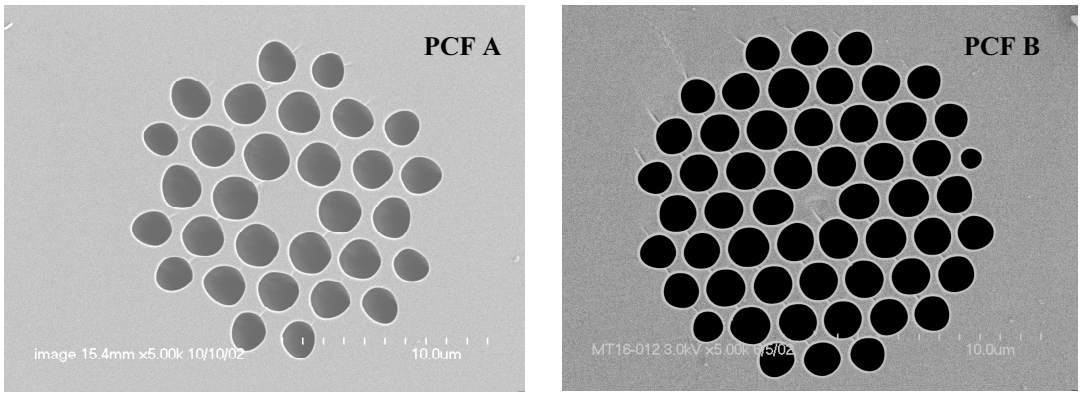


Fig. 3.7. Image SEM de la section transversale des fibres microstructurées A et B.

PCF	diamètre d	pas Λ	rapport d/Λ
A	1,74 µm	2,10 µm	0,83
B	1,89 µm	2,13 µm	0,89

Tableau 3.1. Dimensions de la microstructuration des PCFs A et B mesurées à partir des images SEM présentées sur la Fig. 3.7.

expérimentaux obtenus à partir des mesures OLCR, les valeurs théoriques des caractéristiques de guidage – dispersion chromatique et biréfringence – des deux fibres microstructurées ont été calculées à partir des photographies prises avec un microscope électronique à balayage (SEM, pour *Scanning Electronic Microscope*) au Laboratoire des Structures et Propriétés de l'État Solide (LSPES) de l'USTL. Ces images (Fig. 3.7) permettent de mesurer les dimensions de la microstructuration des fibres (Tableau 3.1). La structure de base de l'arrangement des trous d'air des deux PCFs est une maille hexagonale. La variation de l'indice du matériau (silice pure) en fonction de la longueur d'onde a été calculée à l'aide de la relation de Sellmeier [4]. La modélisation, réalisée au PhLAM par l'équipe de Yves Quiquempois, repose sur la méthode des éléments finis (FEM). Celle-ci est une méthode numérique permettant d'effectuer une analyse vectorielle intégrale des champs électromagnétiques des différents modes de propagation dans le guide d'onde étudié [38, 39]. Pour les guides d'ondes diélectriques, l'approche traditionnelle consiste à tenir compte des trois composantes du champ magnétique $\vec{\mathrm{H}}$ et de résoudre l'équation de Helmoltz, déduite des équations de Maxwell :

$$\nabla \times \varepsilon_r^{-1} (\nabla \times \vec{H}) = k_0^2 n_{\mathrm{eff}}^2 \vec{H} \tag{3.4}$$

Dans cette équation, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ désigne le module du vecteur d'onde, ε_r^{-1} la permittivité diélectrique relative et n_{eff} l'indice effectif des différents modes de la fibre. Les contours des trous sont déterminés à l'aide d'un logiciel de traitement d'images à partir des images SEM de la section transversale des PCFs (Fig. 3.7). La structure d'indice ainsi obtenue est ensuite discrétisée en éléments finis (triangles contigus) afin de résoudre l'équation de Helmoltz. La résolution de cette équation permet d'obtenir les composantes du champ magnétique et l'évolution de l'indice effectif des modes de la fibre en fonction de la longueur d'onde. La simulation a mis en évidence l'existence de deux modes linéairement polarisés HE_{11x} et HE_{11y}

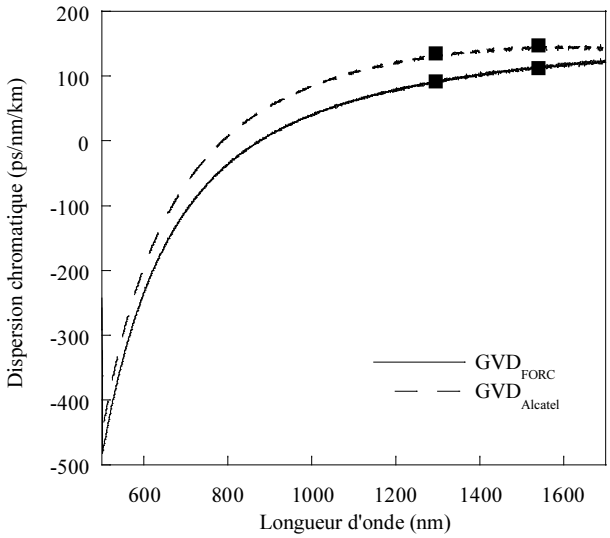


Fig. 3.8. Dispersion chromatique des fibres microstructurées A et B, calculée à partir des images SEM (Fig. 3.7). Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de l'OLCR sont aussi indiqués (■).

(mode fondamental HE_{11} non dégénéré), pour les deux PCFs. La dispersion chromatique quant à elle est calculée à partir des valeurs de n_{eff} par la relation $\mathrm{GVD} = (-\lambda/c)\cdot(\partial^2 n_{eff}/\partial\lambda^2)$. L'évolution de la GVD des deux PCFs en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 3.8. La dispersion calculée est la même pour les modes HE_{11x} et HE_{11y}. L'examen de la courbe montre que la GVD des deux fibres est une fonction croissante qui présente un zéro à 876 nm (PCF A) et à 782 nm (PCF B), bien au-dessous de la limite de 1280 nm pour les fibres de transmission standards puisque le paramètre d/Λ est élevé et que Λ est comparable à la longueur d'onde [40]. Les valeurs de la GVD obtenues sont, pour la PCF A, GVD_{1550nm} = 115 ps/nm/km et GVD_{1300nm} = 92 ps/nm/km. Pour la PCF B, les valeurs calculées de la dispersion sont GVD_{1550nm} = 145,5 ps/nm/km et GVD_{1300nm} = 130 ps/nm/km. En calculant les indices effectifs n_{effx} et n_{effy} pour les deux modes de polarisation orthogonaux, la longueur de battement L_B et la biréfringence B peuvent être déterminées en utilisant l'expression suivante : $L_B = \lambda/B$, où $B = |n_{effx} - n_{effy}|$. Les valeurs calculées de la biréfringence sont $B_{1550nm} = 2{,}1\cdot10^{-4}$ et $B_{1300nm} = 1{,}32\cdot10^{-4}$, pour la PCF A, et $B_{1550nm} = 9\cdot10^{-4}$ et $B_{1300nm} = 5{,}9\cdot10^{-4}$, pour la PCF B.

D'un point de vue expérimental, la caractérisation de deux fibres microstructurées a consisté dans un premier temps à mesurer les réflectogrammes des faces d'entrée et de sortie d'un tronçon de 80,8 cm de la fibre PCF A et de 78,6 cm de la PCF B (Fig. 3.9). Pour des raisons de simplicité, uniquement les courbes des résultats obtenus pour la fibre PCF A sont

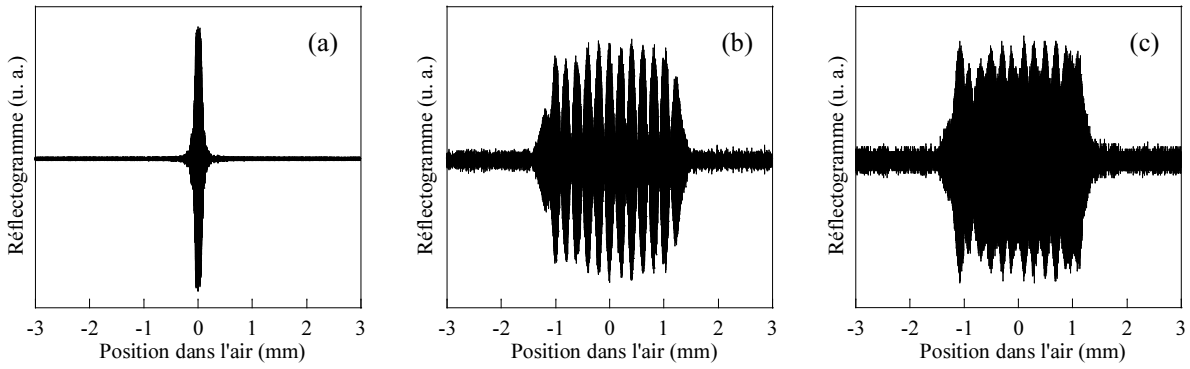


Fig. 3.9. Réflectogrammes de la fibre microstructurée A : (a) face d'entrée, (b) face de sortie sans polariseur et (c) face de sortie avec polariseur.

présentés, les résultats pour la PCF B étant similaires. Il est à noter que l'interférogramme de la face de sortie (Fig. 3.9b) est élargi par rapport à celui de la face d'entrée (Fig. 3.9a) à cause de la dispersion chromatique de la PCF. Également, un battement dû à un phénomène de biréfringence est identifiable [41]. Il dérive du recouvrement entre les signatures réflectométriques des deux modes de polarisation présents dans la fibre. En effet, vu que la source de l'OLCR est non polarisée, les modes de polarisation orthogonaux de la fibre sont excités conjointement [42]. Chaque mode engendre un réflectogramme indépendant et, si la séparation des positions centrales des réflectogrammes due à la biréfringence est inférieure à la résolution spatiale du montage OLCR dégradée par la dispersion chromatique de la fibre (cf. Éq. 1.11, section 1.3), les deux réflectogrammes se recouvrent partiellement. Une variation périodique du contraste des franges – un battement – apparaît de ce fait dans le réflectogramme. L'insertion d'un polariseur en sortie de l'OLCR permet de réduire fortement ce battement confirmant l'existence d'une biréfringence de polarisation intermodale (Fig. 3.9c). Ce phénomène a été observé pour les deux PCFs testées. Aucune signature de l'influence d'un mode d'ordre supérieur n'est relevée du fait de la symétrie du réflectogramme de sortie par rapport à la position centrale (Fig. 3.9b). Les spectres des faces de sortie de la PCF A, à 1300 et à 1550 nm, calculés par transformation de Fourier des réflectogrammes, sont comparés avec les spectres des sources de l'OLCR (Fig. 3.10a et c). Les lobes dus à la biréfringence sont facilement appréciables. D'autre part, le temps de groupe évolue linéairement dans les domaines spectraux des sources utilisées, confirmant la prédominance de la dispersion chromatique du premier ordre (Fig. 3.10b et d). La GVD est alors positive (i. e., en régime anormal) et présente des valeurs élevées pour les deux longueurs d'onde : pour la PCF A, les valeurs calculées de la dispersion sont GVD_{1550nm} = 115,8 ps/nm/km et GVD_{1300nm} = 96,7 ps/nm/km. En ce qui concerne la fibre

PCF B, celle-ci s'avère plus dispersive : des valeurs de GVD_{1550nm} = 152,2 ps/nm/km et GVD_{1300nm} = 142,5 ps/nm/km ont été déterminées. En considérant ces valeurs, il est évident que la dispersion chromatique des deux fibres microstructurées caractérisées est largement gouvernée par la dispersion du guide d'onde. La biréfringence quand à elle est évaluée à partir du module de la réflectivité complexe correspondant au réflectogramme de la face de sortie de la fibre (Fig. 3.10a et c). Pour cela, la relation $\Delta\lambda/\lambda = L_B/2L$ est utilisée, où L_B est la longueur de battement, $\Delta\lambda$ l'écart spectral entre deux valeurs maximales successives du module et $2L$ un aller-retour dans le tronçon de fibre [43]. Pour la PCF A, une valeur mesurée de $\Delta\lambda_{1550nm}$ = 6,7 nm signifie un écart des indices effectifs des modes HE_{11x} et HE_{11y} de $B_{1550nm} = n_x - n_y = \lambda/L_B = 2{,}26\cdot10^{-4}$. À 1300 nm, la biréfringence est $B_{1300nm} = 1{,}41\cdot10^{-4}$. Pour la PCF B, la biréfringence est de $B_{1550nm} = 8{,}42\cdot10^{-4}$. À 1300 nm, la différence des indices effectifs est de $B_{1300nm} = 5{,}37\cdot10^{-4}$. La valeur de la biréfringence à 1550 nm de la PCF B est en excellent accord avec la valeur mesurée à l'Institut de Recherche en Communications

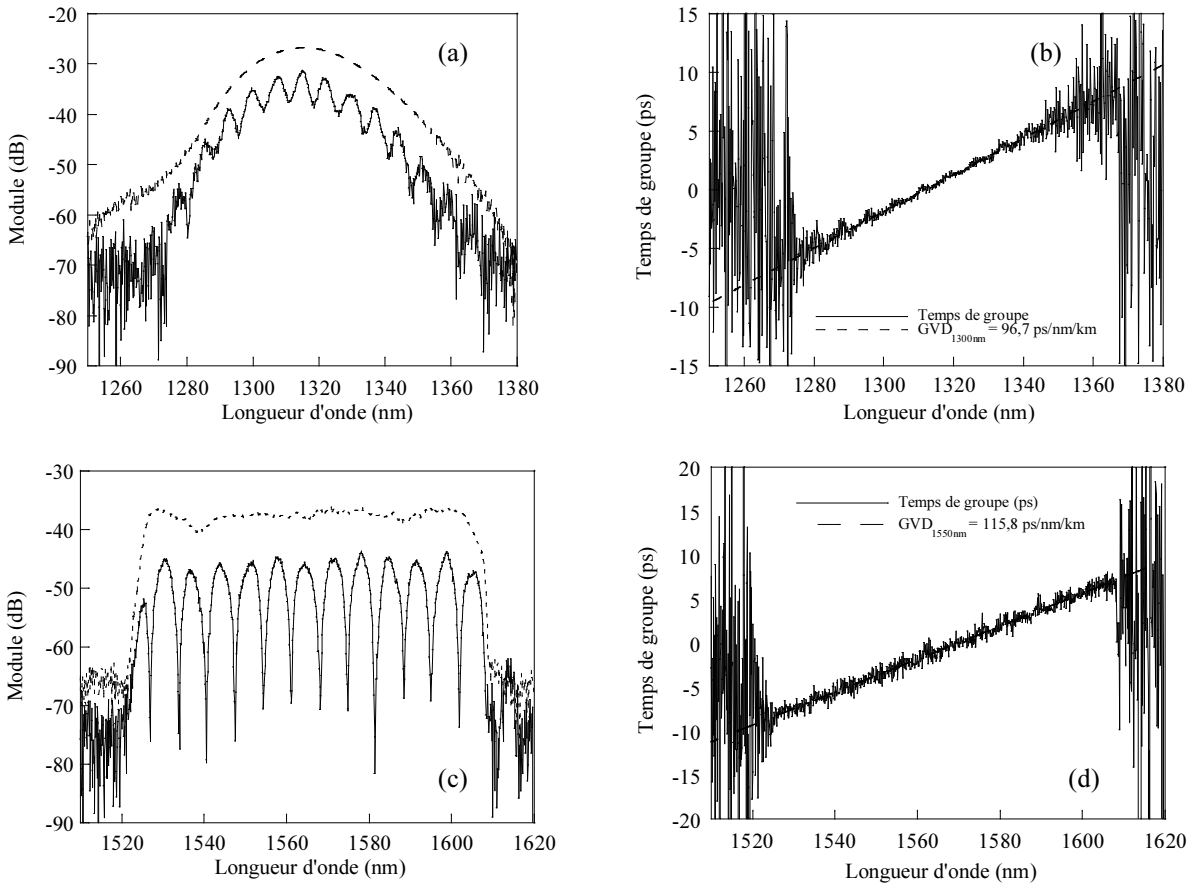


Fig. 3.10. Module du spectre et temps de groupe de la fibre microstructurée PCF A, à 1300 nm [(a) et (b)] et à 1550 nm [(c) et (d)], calculés à partir des mesures OLCR. Le module est comparé au spectre de la source blanche utilisée (trait pointillé).

Optiques et Microondes (IRCOM) de Limoges, France [44]. Cette étude a été réalisée à l'aide d'une méthode magnéto-optique [45, 46].

PCF	λ	Paramètre	Valeur mesurée (OLCR)	Valeur calculée (FEM)
A	1300 nm	GVD (ps/nm/km)	96,7	92
		B	$1{,}41 \cdot 10^{-4}$	$1{,}32 \cdot 10^{-4}$
	1550 nm	GVD (ps/nm/km)	115,8	115
		B	$2{,}26 \cdot 10^{-4}$	$2{,}10 \cdot 10^{-4}$
B	1300 nm	GVD (ps/nm/km)	142,5	130
		B	$5{,}37 \cdot 10^{-4}$	$5{,}9 \cdot 10^{-4}$
	1550 nm	GVD (ps/nm/km)	152,22	145,5
		B	$8{,}42 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$

Tableau 3.2. Valeurs mesurées et calculées des caractéristiques de propagation des fibres microstructurées PCF A et PCF B.

Le tableau 3.2 récapitule les valeurs mesurées et calculées de la dispersion chromatique et de la biréfringence des deux fibres microstructurées caractérisées. À noter que les valeurs expérimentales sont en très bonne concordance avec les simulations numériques effectuées à partir du profil vrai de la fibre. Il est d'autre part évident que la contribution majeure à la dispersion chromatique des fibres microstructurées caractérisées est la dispersion du guide d'onde. Ceci est dû au contraste élevé entre les indices de la gaine et du cœur et montre que la dispersion chromatique, étant une fonction des caractéristiques de microstructuration de la fibre, peut être ajustée lors de la conception de la fibre. Les différences entre les valeurs calculées et mesurées pour la PCF B s'expliquent par le fait que l'image SEM utilisée pour réaliser la modélisation ne correspond pas à l'échantillon de la fibre qui a été mesurée avec l'OLCR. Il est aussi notoire, d'après les valeurs exposées dans le tableau, que la dispersion des fibres microstructurées augmente avec la densité d'air (cf. tableau 3.1). Des mesures réalisées postérieurement sur d'autres fibres microstructurées confirment cette affirmation. La biréfringence quand à elle diminue avec la longueur d'onde. Ceci résulte d'une diminution du diamètre du mode du champs avec la longueur d'onde, provocant une réduction de l'asymétrie modale [40]. Nonobstant leur vraisemblable symétrie hexagonale (cf. Fig. 3.7), comparable à une structure parfaite, les fibres microstructurées caractérisées exhibent des valeurs de la biréfringence plutôt élevées (de l'ordre de 10^{-4}). Cette

biréfringence inattendue est due à des légères variations de la position et du pas des trous d'air par rapport à une structure hexagonale idéale – la biréfringence est donc géométrique [45].

3.3 Fibres à guidage des modes d'ordre supérieur

La gestion de la dispersion chromatique dans un réseau optique consiste, à la différence de la compensation de la dispersion (cf. section 3.1.1), à équilibrer les dispersions positive et négative de façon à ajuster la dispersion chromatique du signal optique. Ainsi, la dispersion chromatique du signal a une valeur acceptable le long du réseau, et elle est pratiquement annulée à la réception [47]. La gestion correcte de la dispersion chromatique requiert d'une solution 'compensatrice' de la dispersion ayant un coefficient de dispersion négatif et très large, un seuil de puissance élevé d'apparition des effets non linéaires et une compensation effective sur une grande largeur de bande. Or, les solutions à fibre proposées à ce jour, notamment les fibres à compensation de la dispersion (cf. section 3.1.1), ont le désavantage de ne pas compenser la pente de la dispersion et d'avoir un seuil de puissance d'apparition des effets non linéaires relativement bas. La puissance optique pouvant être injectée dans la fibre est alors limitée et la dispersion des composantes spectrales du signal n'est pas compensée correctement [48].

Récemment, les fibres à guidage de modes d'ordre supérieur (fibres HOM, pour *Higher-Order Mode*) ont été proposées comme une alternative viable aux fibres compensatrices classiques. D'ailleurs, les fibres HOM peuvent compenser la valeur et la pente de la dispersion chromatique dans des courtes longueurs de fibre [49-60]. Elles présentent une dispersion chromatique négative et très élevée d'un mode d'ordre supérieur – par exemple, le mode LP_{02}. Celui-ci a une aire effective plus large que le mode fondamental LP_{01}, en conséquence le seuil de puissance d'apparition des effets non linéaires est plutôt élevé en comparaison aux DCFs [61-63]. En plus, le mode LP_{02} a une symétrie circulaire et des valeurs de dispersion très élevées qui dépendent de la dispersion du guide d'onde, i. e., il est alors possible de concevoir des compensateurs insensibles à l'état de polarisation ayant une valeur déterminée de la dispersion chromatique. Le fait que cette valeur soit élevée et négative est dû à la forte dépendance spectrale du recouvrement de la puissance du mode d'ordre supérieur avec la gaine de la fibre. Comme l'indice de réfraction de la gaine est nécessairement inférieur à celui du cœur, tandis que la longueur d'onde s'approche de sa valeur de coupure et que la puissance du mode se prolonge davantage dans la gaine, la vitesse de groupe augmente

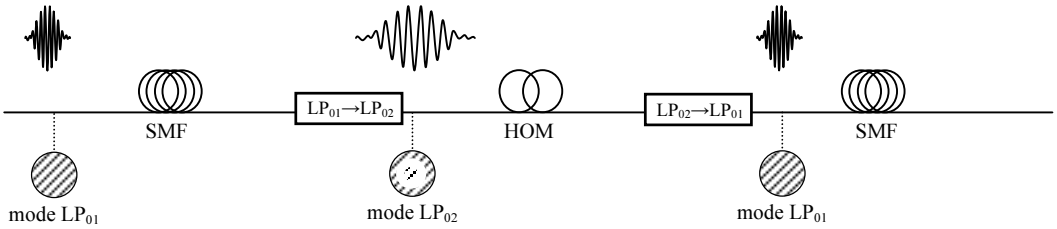


Fig. 3.11. Principe du module de compensation de la dispersion chromatique à l'aide de fibres à guidage de modes d'ordre supérieur (fibres HOM).

forcément. En conséquence, le temps de groupe décroît en fonction de la longueur d'onde, i. e., la dispersion est négative. La valeur élevée de la dispersion résulte de la transition rapide de la puissance du mode du cœur vers la gaine aux alentours de la longueur d'onde de coupure [51]. La figure 3.11 présente le principe du module de compensation de la dispersion utilisant des fibres HOM. Il comprend un tronçon de fibre HOM placé entre un convertisseur de mode en entrée qui sert à convertir le signal du mode fondamental LP_{01} au mode d'ordre supérieur LP_{02}, et un autre en sortie pour reconvertir le signal au mode fondamental. Idéalement, le convertisseur de mode permet un couplage parfait et sans perte du mode LP_{01} au mode LP_{02}, de sorte que toute la puissance optique dans la fibre HOM est confinée dans le mode LP_{02} et que la distorsion due à la propagation par trajets multiples est pratiquement négligeable (voir [64-66] pour les différentes convertisseurs de mode considérés dernièrement).

Plusieurs techniques ont été proposées pour mesurer la dispersion chromatique des différents modes des fibres HOM. Particulièrement, les techniques basées sur l'interférométrie spectrale ou sur les mesures en radio-fréquences (RF) sont les plus utilisées [67, 68]. Toutefois, ces montages présentent certains inconvénients : le premier mesure la différence entre la GVD du mode d'ordre supérieur par rapport à celle du mode fondamental (i. e., la mesure n'est pas directe), tandis que la technique RF nécessite l'implantation des convertisseurs de modes et des circuits spéciaux qui compliquent le montage. La technique de caractérisation OLCR est proposée ici pour surmonter les désavantages des techniques citées ci-dessus. En effet, l'OLCR permet de déterminer la valeur de la GVD de chaque mode des fibres HOM à partir d'une mesure directe qui ne nécessite pas d'utiliser des convertisseurs de modes ou un ensemble de circuits spécifiques.

Les réflectogrammes des faces d'entrée et de sortie d'une fibre HOM de 45 cm de longueur sont présentés sur la figure 3.12. Une courbure de 3 cm de diamètre est appliquée à

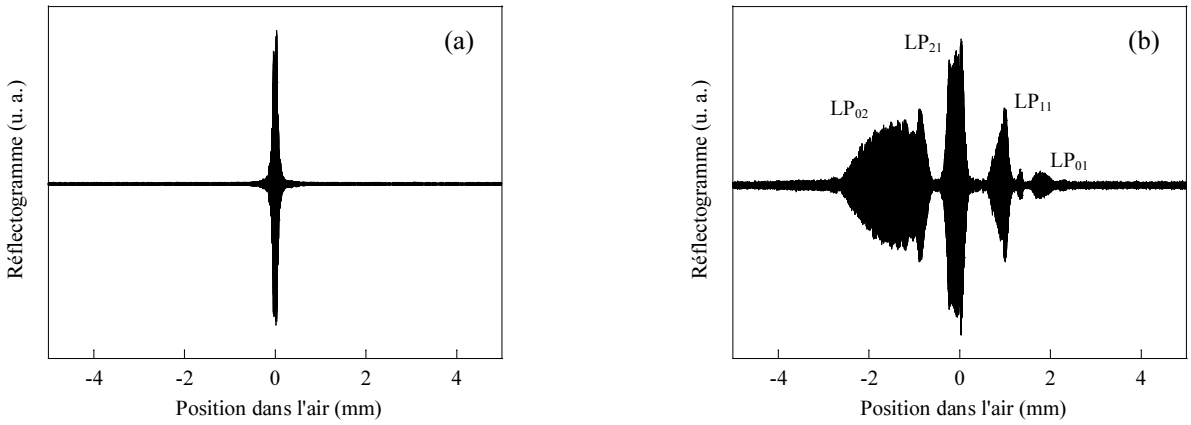


Fig. 3.12. Réflectogrammes des faces (a) d'entrée et (b) de sortie d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur (fibre HOM).

la fibre pour éliminer les modes de propagation de la gaine. Il est clairement observable que les différents modes de la fibre sont séparés dans le réflectogramme dû à leur dépendance à l'indice de groupe (Fig. 3.12b). Chaque mode peut alors être isolé numériquement afin de déterminer sa valeur de la GVD. Quatre lobes, correspondants au mode fondamental LP_{01} et à trois modes d'ordre supérieur LP_{xx}, sont identifiables. Leur amplitude relative est déterminée par les conditions d'injection de la lumière de la source de l'OLCR dans la fibre HOM [69]. Les différentes valeurs de dispersion des modes LP_{xx} sont perceptibles vu que chaque lobe est élargi différemment. Il est notoire que le mode LP_{02} a une valeur de dispersion beaucoup plus élevée que les autres modes.

Les modules des réflectivités du mode fondamental LP_{01} et du mode d'ordre supérieur LP_{02}, comparés au spectre de la source OLCR, sont montrés sur la figure 3.13a. L'influence de la courbure sur le confinement du mode est clairement visible pour le mode LP_{02}. Certainement, du fait de l'étalement spectral et du mauvais guidage du mode LP_{02}, des pertes significatives sont observées à partir de 1580 nm [70, 71]. Le GD des modes LP_{01} et LP_{02} est présenté sur la figure 3.13b. Le signe des pentes sont en opposition et la valeur de la pente du GD du mode LP_{02} est nettement plus large. Les fluctuations visibles dans les courbes du GD des deux modes sont dues à la diaphotie occasionnée par le recouvrement entre les modes spatiaux adjacents. La GVD des deux modes est présentée sur la figure 3.14. La GVD du mode fondamental est pratiquement constante sur toute la largeur de la bande de la source de l'OLCR et proche de la valeur de la dispersion du matériau (GVD_{1550nm} = 25,3 ps/nm/km). Les valeurs de la dispersion chromatique des trois premiers modes LP_{xx} sont similaires (Tableau 3.3). La fibre HOM caractérisée a été conçue pour présenter une valeur de la

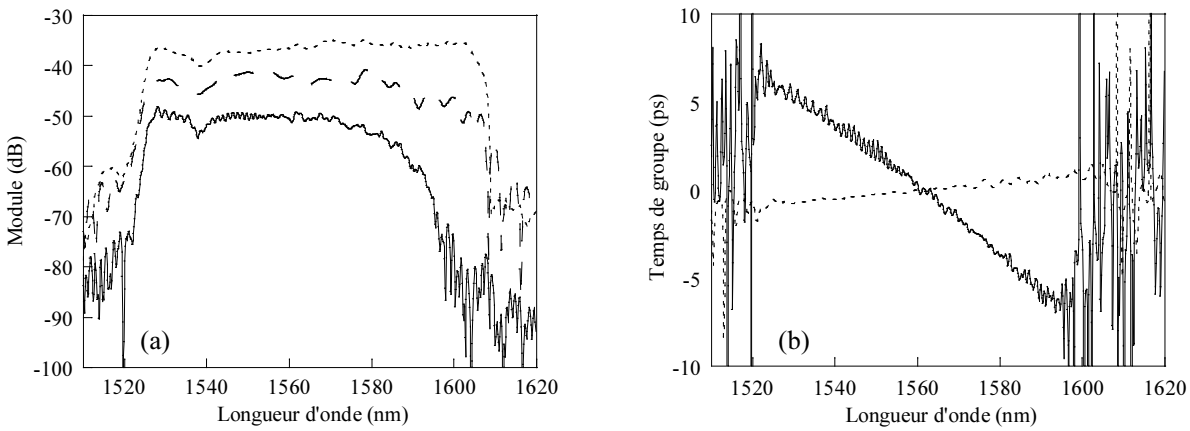


Fig. 3.13. (a) Module et (b) temps de groupe des modes LP_{01} (trait pointillé) et LP_{02} (trait continu) d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur (fibre HOM). Les modules sont comparés au spectre de la source de l'OLCR.

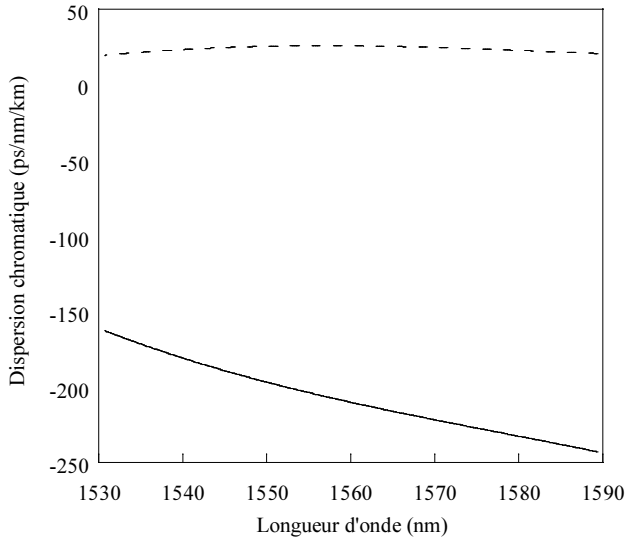


Fig. 3.14. Dispersion chromatique des modes LP_{01} (trait pointillé) et LP_{02} (trait continu) d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur (fibre HOM).

dispersion du mode LP_{02} négative et très élevée. Ceci est confirmé par la valeur de la GVD obtenue à partir des mesures réalisées avec l'OLCR. La GVD du mode LP_{02} est en régime normal et sa valeur est élevée ($GVD_{1550nm} = -196{,}2$ ps/nm/km). Il est évident que la dispersion du mode fondamental est dominée par la dispersion du matériau, tandis que celle du mode LP_{02} est largement dominée par la dispersion du guide d'onde. Le tableau 3.3 montre aussi les valeurs des indices de groupe n_g des quatre modes LP_{xx}, estimées à partir de la position centrale de chaque lobe dans le réflectogramme (Fig. 3.12b) en utilisant la méthode directe décrite en [72, 73]. La dissymétrie apportée par l'influence de la dispersion d'ordre supérieur (terme β_3 de l'équation 1.12) est susceptible d'engendrer une dégradation de l'estimation de la

position centrale du réflectogramme. À noter que la valeur de l'indice de groupe décroît quand l'ordre du mode LP_{xx} augmente.

	LP_{01}	**LP_{11}**	**LP_{21}**	**LP_{02}**
n_g	1,5007	1,4986	1,4964	1,4930
GVD_{1550nm} (ps/nm/km)	25,3	24,8	22,4	-196,2

Tableau 3.3.Valeurs des indices de réfraction et de dispersion chromatique des modes LPxx à 1550 nm d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur (fibre HOM).

Conclusion

Dans ce chapitre, il a été présenté le principe de caractérisation des fibres optiques spéciales en utilisant un montage OLCR sensible à la phase. Ce principe est validé par la mesure de la dispersion chromatique d'une fibre à compensation de la dispersion et conforté lorsque cette mesure est comparée à celle réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux. Particulièrement, il a été question de quantifier certains paramètres de guidage des fibres optiques dites spéciales, notamment les fibres microstructurées et les fibres à guidage de modes d'ordre supérieur. Ces fibres spéciales font à l'heure actuelle l'objet d'une recherche importante du fait de leur caractéristiques de guidage plutôt flexibles et ajustables comparées à celles des fibres standards. Il est montré que l'OLCR est très avantageux par rapport aux techniques classiques de mesure de la dispersion, vu que la mesure est ici directe et rapide, et ne nécessite pas de convertisseurs de mode ou de circuits spéciaux. De plus, la dispersion chromatique d'une fibre est quantifiée de façon précise à partir de la mesure d'échantillons de fibre inférieurs à 1 mètre de longueur, contrairement aux techniques classiques où des centaines des mètres voire des kilomètres de fibre sont nécessaires pour aboutir à une valeur précise.

La pertinence de la caractérisation des fibres optiques spéciales à l'aide d'un OLCR ouvre la voie à l'étude de différents types de fibres optiques spéciales, tels que les fibres à trous à cœur creux et à cœur dopé, les fibres de Bragg ou à bande interdite photonique, etc. Des collaborations avec des véritables acteurs du domaine sont en cours – avec le PhLAM, pour les fibres à trous, et avec l'IRCOM, pour les fibres de Bragg et aussi pour les fibres à trous – et des articles présentant des premiers résultats sont actuellement en préparation.

Références

[1] M. Tateda, N. Shibata et S. Seikai, “Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a single-mode optical fiber”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 404-406, mars 1981.

[2] P. L. François, F. Alard et M. Monerie, “Chromatic dispersion measurement from Fourier transform of white-light interference patterns”, *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 357-358, mars 1987.

[3] M. J. Gander, R. McBride, J. D. C. Jones, D. Mogilevtsev, T. A. Birks, J. C. Knight et P. St. J. Russell, “Experimental measurement of group velocity dispersion in photonic crystal fibre”, *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 63-64, janvier 1999.

[4] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic press, San Diego, 1995.

[5] U. Wiedmann, P. Gallion et G.-H. Duan, “A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1343-1347, juillet 1998.

[6] C. Lin, H. Kogelnik et L. G. Cohen, “Optical-pulse equalization of low-dispersion transmission in single-mode fibers in the 1.3–1.7 µm spectral region ”, *Opt. Lett.*, vol. 5, pp. 476-478, novembre 1980.

[7] A. M. Vengsarkar et W. A. Reed, “Dispersion-compensating single-mode fibers: efficient designs for first- and second-order compensation”, *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 924-926, juin 1993.

[8] M. Nishimura et M. Onishi, “Dispersion compensating fibers”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper ThA2, 1997.

[9] A. M. Vengsarkar, “Dispersion-compensating fibers and their applications”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper ThA1, 1997.

[10] L. Grüner-Nielsen, S. N. Knudsen, B. Edvold, T. Veng, D. Magnussen, C. C. Larsen et H. Damsgaard, “Dispersion compensating fibers”, *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, pp. 164-180, avril 2000.

[11] J. L. Auguste, J. M. Blondy, J. Maury, J. Marcou, B. Dussardier, G. Monnom, R. Jindal, K. Thyagarajan et B. P. Pal, “Conception, realization, and characterization of a very high negative chromatic dispersion fiber”, *Opt. Fiber Technol.*, vol. 8, pp. 89-105, janvier 2002.

[12] S. N. Knudsen, “Design and manufacture of dispersion compensating fibers and their performance in systems”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper WU3, pp. 330-332, 2002.

[13] L. Grüner-Nielsen et B. Edvold, “Status and future promises for dispersion compensating fibers”, *Proc. 28th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, septembre 2002.

[14] L. Grüner-Nielsen, “Dispersion compensation, techniques and systems requirements”, *Proc. 29th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, septembre 2003.

[15] J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin et P. St. J. Russell, “Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper PD3-1, 1996.

[16] J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin et P. St. J. Russell, “Two-dimensional photonic crystal material in fibre form”, *Proc. Conf. Lasers Electro-Optics Europe (CLEO)*, paper CtuG1, pp. 75, septembre 1996.

[17] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell et D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1547-1549, octobre 1996. Voir aussi: “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata”, *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 484-485, avril 1997.

[18] J. Broeng, D. Mogilevtsev, S. E. Barlkou et A. Bjarklev, “Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides”, *Opt. Fiber Technol.*, vol. 5, pp. 305-330, 1999.

[19] P. St. J. Russell, W. J. Wadsworth, J. C. Knight et T. A. Birks, “Nonlinear optics in photonic crystal fibre: opportunities and challenges”, *Proc. Lasers Electro-Optics Soc.*, vol. 1, pp. 60-61, novembre 1999.

[20] J. A. West, N. Venkataraman, C. M. Smith et M. T. Gallagher, “Photonic crystal fibers”, *Proc. 27th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, paper ThA..2.2, pp. 582-585, 2001.

[21] A. Bjarklev, K. P. Hansen, K. Hougaard, E. Knudsen, S. Barkou Libori, J. Lægsgaard, M. D. Nielsen, J. Riishede et T. T. Larsen, “Photonic crystal fibres – the state-of-the-art”, *Proc. 28th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, 2002.

[22] K. Hansen, J. Folkenberg, A. Petersson et A. Bjarklev, “Properties of nonlinear photonic crystal fibers for telecommunications applications”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper FI2, vol. 2, pp. 694-696, 2003.

[23] T. A. Birks, J. C. Knight et P. St. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 961-963, juillet 1997.

[24] M. D. Nielsen, N. Mortensen, J. R. Folkenberg, A. Petersson et A. Bjarklev, “Improved all-silica endlessly single-mode photonic crystal fiber”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper FI7, vol. 2, pp. 701-702, 2003.

[25] J. K. Ranka, R. S. Windeler et A. J. Stentz, “Efficient visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm”, *Proc. Conf. Lasers Electro-Optics (CLEO)*, 1999.

[26] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton et S. Coen “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 765-771, avril 2002.

[27] D. Mogilevtsev, T. A. Birks et P. St. J. Russell, “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1662-1664, novembre 1998.

[28] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, J. A. Monsoriu, M. V. Andrés et P. St. J. Russell, “Designing a photonic crystal fibre with flattened chromatic dispersion”, *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 325-327, février 1999.

[29] T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight et P. St. J. Russell, “Dispersion compensation using single-material fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 674-676, juin 1999.

[30] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, “Anomalous dispersion in photonic crystal fiber”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 807-809, juillet 2000.

[31] L. P. Shen, W. –P. Huang, G. X. Chen et S. S. Jian, “Design and optimization of photonic crystal fibers for broad-band dispersion compensation”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 540-542, avril 2003.

[32] W. Reeves, J. Knight et P. Russell, “Dispersion-flattened photonic crystal fibers at 1550 nm”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper FI3, vol. 2, pp. 696-697, 2003.

[33] F. Poli, A. Cucinotta, M. Fuochi, S. Selleri et L. Vincetti, “Dispersion and non-linear properties of triangular photonic crystal fibers with large air-holes and small pitch”, *Proc. 29th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, 2003.

[34] V. V. Ravi Kanth Kumar, A. K. George, W. H. Reeves, J. Knight et P. St. J. Russell, “Modified group-velocity dispersion in extruded photonic crystal fiber”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper WA5, vol. 1, pp. 300-301, 2003.

[35] P. St. J. Russell, J. C. Knight, T. A. Birks, B. J. Mangan et W. J. Wadsworth, “Recent progress in photonic crystal fibres”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper ThG1-1, vol. 3, pp. 98-100, 2000.

[36] J. C. Knight, T. A. Birks, B. J. Mangan et P. St. J. Russell, “Using photonic crystals as optical fibers”, *Proc. 4th Conf. Lasers Electro-Optics Pacific Rim (CLEO)*, paper MA1-1, vol. 1, pp. 15-19, juillet 2001.

[37] T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight, P. St. J. Russel, J. Broeng, P. J. Roberts, J. A. West, D. C. Allen et J. C. Fajardo, “The analogy between photonic cristal fibres and step-index fibres”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, 1999.

[38] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux et P. Roy, “Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method”, *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, pp. 181-191, 2000

[39] A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vincetti et M. Zoboli, “Holey fiber analysis through the finite-element method”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1530-1532, novembre 2002.

[40] S. Kawanishi, “Dispersion controlled and polarization maintaining photonic crystal fibers that will create high-performance networks systems and devices”, *Proc. 29th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, 2003.

[41] I. P. Kaminow, “Polarization in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 15-22, janvier 1981.

[42] L. Thévenaz, J.-P. Pellaux, N. Gisin et J.-P. von der Weid, “Birefringence measurements in fibers without polarizer”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1207-1212, août 1989.

[43] K. Kikuchi et T. Okoshi, “Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 8, pp. 122-123, février 1983.

[44] L. Labonté, D. Pagnoux, P. Roy, A. Peyrilloux, G. Melin, X. Rejeaunier, A. Fleureau et S. Lempereur, “Évaluation expérimentale de la biréfringence des fibres optiques microstructurées air/silice”, *Actes 22èmes Journées Nationales d’Optique Guidée*, pp. 467-469, novembre 2003.

[45] A. Peyrilloux, T. Chartier, A. Hideur, L. Berthelot, G. Mélin, S. Lempereur, D. Pagnoux et P. Roy, “Theoretical and experimental study of the birefringence of a photonic crystal fiber”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 21, pp. 536-539, février 2003.

[46] T. Chartier, C. Greverie, L. Selle, L. Carlus, G. Bouquet et L. –A. de Montmorillon, “Measurements of the stress-optic coefficient of single-mode fibers using a magneto-optic method”, *Opt. Express*, vol. 11, pp. 2561-2566, octobre 2003.

[47] I. P. Kaminow et T. L. Koch, *Optical fiber telecommunications IIIA*, Academic Press, 1997, pp. 77-79.

[48] M. J. Li, “Recent progress in fiber dispersion compensators”, *Proc. 27th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, paper ThM1.1, pp. 486-489, 2001.

[49] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, A. R. McCormick et K. T. Nelson, “Broadband dispersion compensation by using the higher-order spatial mode in a two-mode fiber”, *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 985-987, juillet 1992.

[50] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld et D. J. DiGiovanni, “Elliptical-core dual-mode fiber dispersion compensator”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 194-197, février 1993.

[51] C. D. Poole, J. M. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni et A. M. Vengsarkar, “Optical fiber-based dispersion compensation using higher order modes near cutoff”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 1746-1758, octobre 1994.

[52] A. H. Gnauck, L. D. Garrett, Y. Danziger, U. Levy et M. Tur, “Dispersion and dispersion-slope compensation of NZDSF over the entire C band using higher-order mode fibre”, *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1946-1947, novembre 2000.

[53] S. Ramachandran, B. Mikkelsen, L. C. Cowsar, M. F. Yan, G. Raybon, L. Boivin, M. Fishteyn, W. A. Reed, P. Wisk, D. Brownlow, R. G. Huff et L. Grüner-Nielsen, “All-fiber grating-based higher order mode dispersion compensator for broad-band compensation and 1000-km transmission at 40 Gb/s”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 632-634, juin 2001.

[54] S. Ramachandran, G. Raybon, B. Mikkelsen, M. F. Yan, L. Cowsar et R. –J. Essiambre, “1700 km transmission at 40 Gbit/s with 100 km amplifier spacing enabled by higher-order mode dispersion compensation”, *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 1352-1354, octobre 2001.

[55] M. Tur, U. Levy et Y. Danziger, “Modules for chromatic dispersion and dispersion slope management”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper TuT4, pp. 135-136, mars 2002.

[56] S. Ramachandran, “Higher-order-mode dispersion compensation for broadband dispersion and non-linearity management in transmission systems”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper WU5, pp. 333- 335, mars 2002.

[57] S. Ghalmi, S. Ramachandran, E. Monberg, Z. Wang, M. Yan, F. Dimarcello, W. Reed, P. Wisk et J. Fleming, “Low-loss, all-fibre higher-order-mode dispersion compensators for lumped or multi-span compensation”, *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 1507-1508, novembre 2002.

[58] O. Raz, R. Rotman, M. Tur et Y. Danziger, “High-order-mode dispersion compensating fibers for true time delay applications”, *Proc. 29th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, 2003.

[59] L. D. Garrett, M. Eiselt, J. Wiesenfeld, R. Tkach, D. Menashe, U. Levy, Y. Danziger et M. Tur, “ULH DWDM transmission with HOM-based dispersion compensation”, *Proc. 29th European Conf. Opt. Comm. (ECOC)*, 2003.

[60] S. Ramachandran, S. Ghalmi, S. Chandrasekhar, I. Ryazansky, M. F. Yan, F. V. Dimarcello, W. A. Reed et P. Wisk, “Tunable dispersion compensators utilizing higher order mode fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 727-729, mai 2003.

[61] M. Tur, E. Herman et Y. Danziger, “Nonlinear properties of dispersion management modules employing high-order mode fibers”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC)*, paper TuS5, 2001.

[62] M. Tur, E. Herman, A. Kozhekin et Y. Danziger, “Stimulated Brillouin scattering in high-order mode fibers employed in dispersion management modules”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1282-1284, octobre 2002.

[63] R. I. Killey, V. Mikhailov, S. Appathurai et P. Bayvel, “Investigation of nonlinear distortion in 40-Gb/s transmission with higher order mode fiber dispersion compensators”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 20, pp. 2282-2289, décembre 2002.

[64] S. P. Survaiya et R. K. Shevgaonkar, “Mode converter for broadband dispersion compensation”, *Proc. 2nd Conf. Lasers Electro-Optics Pacific Rim (CLEO)*, paper ThB3, pp. 595-596, 1999.

[65] S. Ramachandran, Z. Wang et M. Yan, “Bandwidth control of long-period grating-based mode converters in few-mode fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 698-700, mai 2002.

[66] S. Choi et K. Oh, “LP_{02}-mode dispersion compensation using a noble hollow core fiber mode converter”, *Proc. Conf. Lasers Electro-Optics (CLEO)*, paper CWH6, pp. 398-400, 2002.

[67] D. Menashe, M. Tur et Y. Danziger, “Interferometric technique for measuring dispersion of high order modes in optical fibres”, *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 1439-1440, novembre 2001.

[68] J. W. Nicholson, S. Ramachandran, S. Ghalmi, E. A. Monberg, F. V. DiMarcello, M. F. Yan, P. Wisk et J. W. Fleming, “Electrical spectrum measurement of dispersion in higher order mode fibers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 831-833, juin 2003.

[69] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical waveguide theory*, Chapman & Hall, 1983.

[70] C. D. Poole et S. –C. Wang, “Bend-induced loss for the higher-order spatial mode in a dual-mode fiber”, *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1712-1714, octobre 1993.

[71] F. Wilczewski, “Bending loss of leaky modes in optical fibers with arbitrary index profiles”, *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1031-1033, juillet 1994.

[72] R. P. Salathé, H. Gilgen et G. Bodmer, “Coupled-mode propagation in multicore fibers characterized by optical low-coherence reflectometry”, *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1006-1008, juillet 1996.

[73] D. Varelas, A. Iocco, H. G. Limberger, R. P. Salathé, S. A. Vasiliev, E. M. Dianov, O. I. Medvedkov et V. N. Protopopov, “Optical low-coherence reflectometry characterization of cladding modes excited by long-period fiber gratings”, *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1106-1108, août 1999.

Chapitre 4
Analyse des lasers DFB à semi-conducteurs soumis à une injection optique

La technique OLCR sensible à la phase a été appliquée à la caractérisation de composants actifs opérationnels. L'injection optique externe dans ces composants est fondamentale du fait de la faisabilité des nouvelles fonctions toutes-optiques, tels que la génération et le contrôle des signaux RF, la régénération 3R et la conversion des longueurs d'onde. Il est alors déterminant de pouvoir quantifier les effets de l'injection optique sur ces composants. Une analyse théorique et expérimentale des lasers à contre-réaction distribuée (DFB, pour *Distributed Feedback*) à semi-conducteurs a été réalisée et, notamment, les variations du gain et de l'indice du laser induites par l'injection optique ont été mesurées. Ainsi, il est montré pour la première fois que le facteur de couplage phase–amplitude (ou facteur alpha de Henry) peut être directement déterminé à partir des mesures réalisées à l'OLCR.

4.1 Lasers DFB à semi-conducteurs

La faisabilité des lasers à contre-réaction distribuée à semi-conducteurs a été démontrée il y a plus de trente ans. Ils sont devenus par la suite des composants primordiaux dans les systèmes de transmission optiques, grâce à leur robustesse, leur bas coût, leur taille et leur accordabilité

en longueur d'onde. L'expérience de Nishizawa et al. en 1975 [1] a introduit la notion de l'injection optique dans les lasers et lancé le développement des fonctions tout-optiques dans les télécommunications, notamment dans le domaine des lasers à contre-réaction distribuée.

4.1.1 Théorie

Le principe de fonctionnement des lasers est la contre-réaction optique. Ceci assure qu'une partie du champ optique se propageant dans la structure du laser est réfléchie plusieurs fois. Si le temps de propagation, i. e., le délai, du champ optique est égal à un nombre entier *N* des périodes optiques, un mode d'oscillation est alors excité. Dans un laser à contre-réaction distribuée, la contre-réaction est réalisée au moyen d'un réseau de Bragg inscrit dans la couche active du laser. En conséquence, la réflexion des modes aller et retour se réalise non sur les faces du laser mais plutôt distribuée tout le long de son structure [2-3]. La figure 4.1 présente la structure typique d'un laser DFB à semi-conducteurs. Une variation périodique de l'indice est réalisée dans la couche de confinement. L'onde optique qui se propage dans la couche active voit partiellement le réseau. Le phénomène de réflexion distribuée dû au réseau est bien évidemment résonant autour de la longueur d'onde de Bragg. Ce type de structure permet une émission monomode du laser.

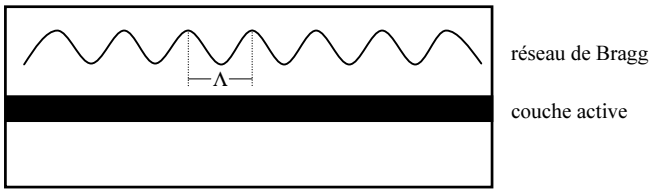


Fig. 4.1. Structure de base d'un laser à contre-réaction distribuée (DFB) à semi-conducteurs.

4.1.2 Injection optique dans les lasers à semi-conducteurs

L'étude de composants photoniques soumis à une injection optique est intéressante car cette dernière permet d'accomplir plusieurs fonctions optiques pour des applications dans les systèmes de transmission optiques. Les principales applications de l'injection optique dans des lasers DFB à semi-conducteurs sont : l'incrémentation de la bande passante des lasers [4], la génération et le contrôle des signaux micro-ondes [5], l'émission monomode à des modulations haute-vitesse [6], la réduction du phénomène de 'chirp' [7], la conversion

optique de longueur d'onde [8], etc. L'injection optique dans les lasers consiste à synchroniser un laser en régime libre (dit esclave) avec un laser stabilisé en fréquence (dit maître). La fréquence du champ optique du laser injecté sera alors imposée par l'oscillation du laser maître. L'injection optique dans les lasers est présentée sur la figure 4.2. Une partie de la lumière issue du laser maître est injectée dans le laser esclave. L'accrochage des lasers, i. e., leur synchronisation, se manifeste dans un intervalle des fréquences défini par le niveau d'injection et par le facteur de couplage phase–amplitude, ainsi que par la relation de phases entre le champ injecté et le champ du laser en régime libre [9].

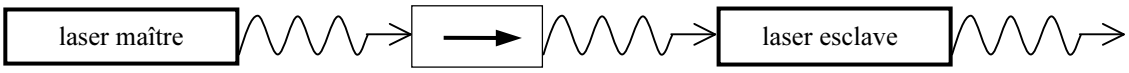


Fig. 4.2. Principe de l'injection optique dans les lasers.

Le facteur de couplage phase–amplitude α_H (en anglais *linewidth enhancement factor* où *amplitude-phase coupling*), est défini par les variations des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction [10]. Dans le cas d'un laser injecté, ses propriétés sont significativement influencées par la dépendance de son indice de réfraction avec la densité de porteurs [11]. Le facteur de couplage phase–amplitude décrit l'asymétrie de l'intervalle des fréquences d'accrochage, l'existence d'instabilités et la modulation simultanée de l'amplitude et de la phase de la porteuse optique quand le courant du laser est modulé [9]. Or, les effets de l'injection optique sur un laser peuvent être entièrement décrits comme une variation de l'indice de réfraction. Ceci sera expliqué davantage dans la section 4.2.4 de ce chapitre.

4.2 Mesure réflectométrique du laser

4.2.1 Principe de la mesure et des modélisations

La conception d'un réflectomètre sensible à la phase suppose non seulement l'accès à la réflectivité complexe du composant, mais également aux distributions de l'amplitude et de la phase du champ optique dans sa structure. L'OLCR permet aussi d'effectuer un moyennage du signal de réflexion. Ainsi, une information précise sur les variations du gain dans un laser DFB soumis à une injection optique externe est accessible.

Caractéristiques des lasers DFB utilisés

Les lasers utilisés lors de cette expérience ont été fournis par Bruno Thedrez des laboratoires Alcatel Research and Innovation. Le processus de fabrication est détaillé dans les références [12-14]. Les lasers sont à réaction distribuée et comportent une série de puits quantiques dans sa structure. Le couplage se réalise par l'indice et sa longueur d'onde d'émission est de 1550 nm. La structure du laser, montrée sur la figure 4.3, consiste en deux sections : une couche active comprenant le réseau de Bragg et une section passive adaptatrice de mode (section *taper*) opérant comme convertisseur de taille de pointe afin d'améliorer le couplage avec la fibre optique. La couche active est composée de six puits quantiques non dopés de 8 nm d'épaisseur séparés par cinq barrières de 10 nm d'épaisseur. Les longueurs physiques des sections des lasers, mesurées avec un microscope à force atomique, sont 345 µm et 135 µm, respectivement. Dans la section à raccord progressif, la largeur de la couche active diminue linéairement tandis que le guide d'onde passif en dessous augmente. La conversion du champ laser en un champ proche du mode propre des fibres monomodes standards et l'absence de pertes radiatives dans le processus d'adaptation modale au cours de la propagation sont en conséquence assurées. Ceci veut dire que le mode optique est complètement transféré de la couche active au guide d'onde. L'augmentation efficace de la puissance pouvant être couplée à une fibre optique et le bas coût d'assemblage révèlent l'intérêt de ce type de composant.

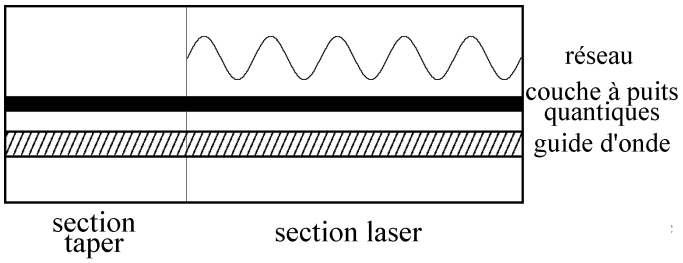


Fig. 4.3. Structure réelle du laser à réaction distribuée à semi-conducteurs à deux sections : couche active (section laser) et section passive adaptatrice de mode (section taper).

Les caractéristiques de fonctionnement des lasers DFB ont été mesurées dans le cadre d'un travail de thèse mené aux laboratoires d'optoélectronique de l'ENST [15]. Les caractéristiques puissance/courant et son spectre sont montrés sur la figure 4.4 pour une température de 25ºC. La puissance mesurée correspond à la puissance couplée à la fibre. Des pertes de couplage de 6,8 dB et un courant de seuil de 9,4 mA ont été estimés. Les longueurs d'onde d'émission des lasers maître et esclave doivent être pratiquement identiques lors d'une

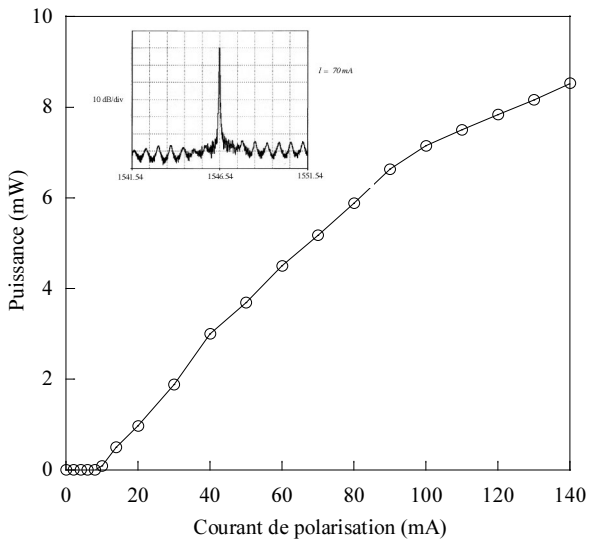


Fig. 4.4. Caractéristiques puissance/courant du laser DFB. Encart : spectre d'émission pour une polarisation de 70 mA.

expérience d'injection optique. Ceci est difficile à atteindre même si les lasers proviennent de la même tranche. Néanmoins, une accordabilité effective de la fréquence peut être réalisée en contrôlant la température et le courant de polarisation, rendant possible l'égalisation des longueurs d'onde des lasers. Dans le cas des lasers utilisés, la variation de la fréquence du laser par rapport au courant de polarisation a été estimée à –1,63 GHz/mA. Concernant les variations de température, le rapport est de –11 GHz/ºC.

Montage expérimental

L'application de la réflectomètrie à faible cohérence au moyennage des signaux nécessite un contrôle très précis de la position des points réflecteurs dans le composant sous test. Un montage sensible à la phase s'avère donc indispensable pour surmonter les difficultés propres aux montages OLCR conventionnels, comme celles liées à la mesure du gain dans un composant actif, par exemple. Le réflectogramme complexe est alors utilisé pour estimer les amplitudes des réflectivités dans le composant autour d'un intervalle spectral étroit et de réaliser ainsi un lissage des courbes, i. e., de les moyenner [16-20].

Le banc OLCR utilisé dans cette expérience est présenté sur la figure 4.5. Deux montages sont identifiables : le réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase et l'expérience d'injection optique du laser DFB. Le réflectomètre a été décrit en détail dans le chapitre 1. Le montage choisi pour étudier les effets de l'injection optique sur un laser DFB

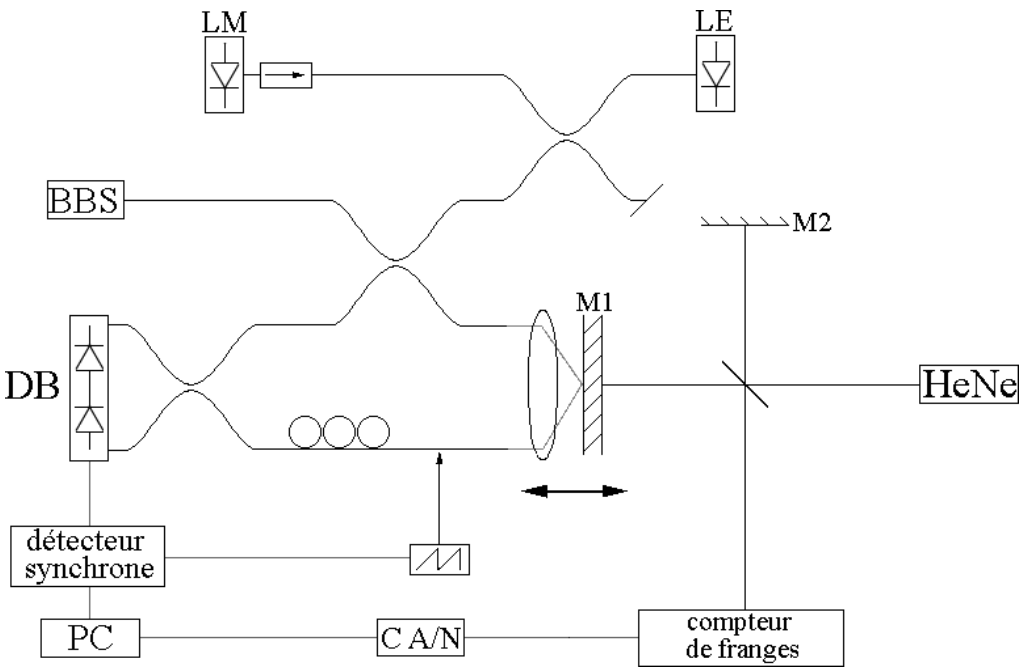


Fig. 4.5. Réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase utilisé pour caractériser un laser DFB soumis à un injection optique externe.

comporte deux lasers dont leur structure a été décrite dans la section précédente. Le laser maître (LM) a une isolation de 60 dB et une largeur de bande de 5 MHz. Le laser esclave (LS), quant à lui, a une largeur de bande de 1 MHz. Le signal optique issu du laser maître est couplé dans le laser esclave par l'intermédiaire d'une fibre lentillée. Des isolateurs évitent l'apparition des phénomènes de contre-réaction parasite dans le laser maître. Un atténuateur optique placé entre les isolateurs permet d'adapter la puissance injectée dans le laser esclave. La température et le courant de polarisation des lasers sont ajustés afin de stabiliser le désaccord spectrale.

Modélisation des réflectogrammes d'un laser à semi-conducteurs

Afin de conforter les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de l'OLCR sensible à la phase et pour faciliter leur compréhension, des réflectogrammes théoriques ont été modélisés à l'aide de la théorie de couplage des modes présentée dans l'annexe A de ce manuscrit. Les modélisations du laser DFB à semi-conducteurs sont basées sur l'expérience réussie par Wiedmann et al. [21] à partir de l'analyse des équations de couplage des modes [2].

Comme il a été montré dans le chapitre 1, section 1.2.2, le réflectogramme $r_{\text{meas}}(\tau)$ mesuré avec l'OLCR et la réflectivité complexe $\tilde{r}(\omega)$ du composant sous test forment une paire de Fourier, tel que $r_{\text{meas}}(\tau) = \Re\{\text{TF}[S(\omega)\tilde{r}(\omega)]\}$. Comme la bande spectrale en réflexion du laser est étroite par rapport à la largeur de $S(\omega)$, la source est considérée comme constante et le réflectogramme est alors la partie réelle de la transformée de Fourier de la réflectivité complexe du composant. Ainsi, pour modéliser les réflectogrammes théoriques du laser DFB à semi-conducteurs décrit sur la figure 4.3, sa réflectivité complexe a été calculée. La structure choisie est exposée sur la figure 4.6.

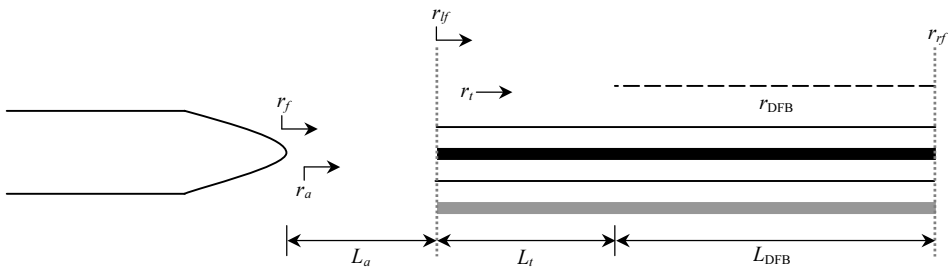


Fig. 4.6. Modèle du laser DFB à semi-conducteurs utilisé pour calculer la réflectivité complexe r_f vue par l'interface fibre-air (i. e., par l'OLCR).

Les réponses spectrales en réflexion r_{DFB} et en transmission t_{DFB} du réseau sont obtenues à partir de la matrice A.7 (annexe A) et en ajoutant un terme de gain :

$$r_{\text{DFB}} = \frac{j\kappa/\gamma \cdot \sin(\gamma L_{\text{DFB}})}{\cos(\gamma L_{\text{DFB}}) - (\alpha_{\text{g}} - j\Delta\beta)/\gamma \cdot \sin(\gamma L_{\text{DFB}})} \tag{4.1}$$

$$t_{\text{DFB}} = \frac{1}{\cos(\gamma L_{\text{DFB}}) - (\alpha_{\text{g}} - j\Delta\beta)/\gamma \cdot \sin(\gamma L_{\text{DFB}})} \tag{4.2}$$

où L_{DFB} est la longueur du réseau de Bragg, $\Delta\beta$ la déviation spectrale (ou condition de couplage), α_{g} le coefficient de gain, κ le coefficient de couplage et γ la relation de dispersion décrite par :

$$\gamma = \sqrt{\left(\alpha_{\mathrm{g}} - j\Delta\beta\right)^2 + \kappa^2} \tag{4.3}$$

La réflectivité incluant la section adaptatrice de mode de longueur L_t et l'amplitude de la réflectivité $|r_{rf}|$ de la face arrière est alors donnée par :

$$r_t = \frac{r_{\mathrm{DFB}} - \left(r_{\mathrm{DFB}}^2 - t_{\mathrm{DFB}}^2\right) \cdot r_{rf}}{1 - r_{\mathrm{DFB}} \cdot r_{rf}} \exp\left(j \frac{4\pi n_g L_t}{\lambda}\right) \tag{4.4}$$

où λ est la longueur d'onde de Bragg et n_g l'indice de réfraction du mode se propageant dans la structure. L'amplitude de la réflectivité à l'interface entre le réseau et la section passive est considérée comme nulle. Ainsi, la réflectivité totale r_{lf} du laser sur la face avant est :

$$r_{lf} = \frac{\left|r_{lf}\right| - r_t}{1 - r_t \cdot \left|r_{lf}\right|} \tag{4.5}$$

Finalement, la réflectivité totale r_f de la structure, incluant les réflexion dues à la fibre lentillée $|r_f|$ et à la propagation dans l'air r_a due à l'écartement entre la fibre et la face avant du laser, est calculée avec :

$$r_f = \frac{\left|r_f\right| - r_a}{1 - r_a \cdot \left|r_f\right|} \tag{4.6}$$

où $r_a = r_{lf} \exp\left(j 4\pi L_a / \lambda\right)$. r_f est alors la réflectivité de la structure vue par la face de la fibre lentillée, i. e., par l'OLCR.

Les valeurs utilisées pour modéliser les réflectogrammes du laser DFB à semi-conducteurs sont données dans le Tableau 4.1. La valeur du coefficient de couplage a été calculée à partir de la largeur de la bande d'arrêt du spectre en réflexion du laser. Le revêtement de la face arrière du laser a reçu un traitement qui assure un niveau de réflectivité très élevé, tandis que celui de la face avant présente une réflexion pratiquement nulle, d'où les valeurs choisies pour les amplitudes des réflectivités. Ceci garantit un rapport de rayonnements avant et arrière très élevé, l'émission laser se fait alors par la face avant. Les

longueurs des sections du laser correspondent aux données fournies par le fabriquant et ont été confirmées par les mesures réalisées avec l'OLCR. L'écartement entre la fibre et la face avant du laser a été également mesurée à l'OLCR. L'amplitude de la réflectivité au niveau de la face de la fibre est supposée être quasiment nulle. Aucun saut de phase n'a été pris en compte dans le modèle et la structure du laser est considérée comme non dispersive. La largeur de la source théorique éclairant le laser est de 40 nm, ce qui correspond à la largeur de la source de l'OLCR utilisée dans les expériences (chapitre 1, section 1.3.1). Les réflectogrammes théoriques obtenus à partir des modélisations implémentées seront présentés dans les sections suivantes pour conforter les résultats expérimentaux issus des mesures réalisées avec l' OLCR.

Paramètre	**Notation**	**Valeur**
Coefficient de couplage	κ	20 cm^{-1}
Indice de réfraction	n_g	3,35
Longueur du réseau	L_{DFB}	345 µm
Longueur de la section adaptatrice de mode	L_t	135 µm
Longueur de l'interface fibre-air	L_a	79 µm
Longueur d'onde de Bragg	λ	1550 nm
Amplitude de la réflectivité de la face arrière du laser	$\lvert r_{rf}\rvert$	0,99
Amplitude de la réflectivité de la face avant du laser	$\lvert r_{lf}\rvert$	0,01
Amplitude de la réflectivité de la face de la fibre lentillée	$\lvert r_f\rvert$	0,005

Tableau 4.1. Paramètres utilisées pour modéliser la réflectivité complexe et le réflectogramme théorique du laser DFB à semi-conducteurs montré sur la figure 4.6.

4.2.2 Laser en régime libre et non polarisé

La figure 4.7 présente le module des réflectogrammes expérimental et théorique du laser esclave en régime libre et polarisé à 0 mA. Les réflexions dues à la fibre lentillée et à la face avant du laser sont clairement identifiées et leur séparation mesurée à 79 µm. Le pic localisé aux alentours de 1,8 mm correspond à la réflexion due à la face arrière du laser et confirme

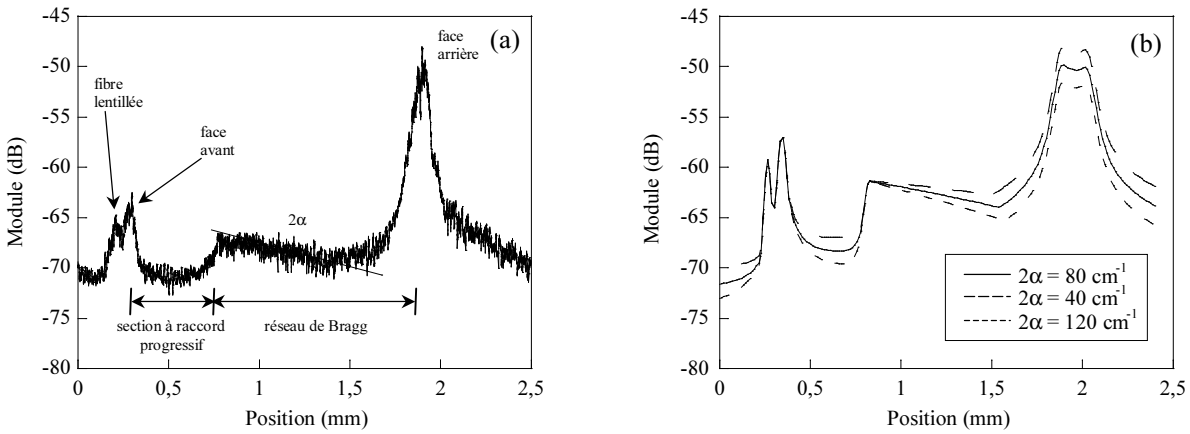


Fig. 4.7. Module des réflectogrammes (a) expérimental et (b) théorique du laser DFB en régime libre et non polarisé. α est le coefficient d'absorption du laser.

que son revêtement a reçu un traitement qui assure une réflectivité élevée. Les deux sections du laser, i. e., la section active et la section adaptatrice de mode, sont mises en évidence. Leurs longueurs optiques sont 425,25 µm et 1155,75 µm, respectivement. Ces valeurs ont été confirmées par une série de réflectogrammes moyennés, garantissant ainsi la précision de la mesure. L'indice de groupe a été évalué à 3,35 à partir du rapport entre la longueur optique totale L_{opt} du laser et la longueur physique L_{phy}. La pente 2α observée dans le réflectogramme est due aux pertes d'absorption de la lumière de sonde dans la section active non polarisée. Des réflectogrammes théoriques ont été modélisés pour plusieurs valeurs de la perte dans la cavité laser (Fig. 4.7b). Il a été observé que la perte dans la section active du laser est pratiquement identique à la pente à un facteur 2 près. Une perte de 6 dB/mm pour un courant de polarisation de 0 mA a été déterminée. Cette valeur correspond à un coefficient de perte de 40 cm^{-1}.

4.2.3 Laser en régime libre et polarisé

Les réflectogrammes complexes obtenus pour un laser en régime libre et polarisé autour du seuil sont montrés sur la figure 4.8. Des oscillations sont observées dans le réflectogramme dans la section du réseau de Bragg. Ces oscillations sont dues à un battement entre les deux modes propres du réseau et dépendent de sa structure (cf. section 2.1.2, chapitre 2). La distance entre deux minima consécutifs (m1 et m2) détermine la longueur de battement (L_B) et peut être utilisée pour calculer l'amplitude de la modulation de l'indice du réseau :

$$\Delta n_{p-p} = \frac{\lambda_0}{2L_B} \tag{4.7}$$

où $\Delta n_{p\text{-}p}$ est la valeur pic à pic de l'amplitude de la modulation et λ_0 est la longueur d'onde d'émission [22]. Cette assertion a été confirmée en modélisant la longueur de battement pour plusieurs valeurs du coefficient de couplage $\kappa = \pi \Delta n_{p-p} / 2\lambda_0$ du réseau (Fig. 4.8b). Une longueur de battement de 365 µm a été mesurée à partir du module du réflectogramme issu de l'OLCR (Fig. 4.8a) donnant une amplitude de la modulation de l'indice de $\Delta n_{p\text{-}p} = 2 \cdot 10^{-3}$ et un coefficient de couplage de κ = 21 cm^{-1}. Cette valeur est très proche de l'estimation κ= 20 cm^{-1} obtenue à partir d'une mesure de la largeur de la bande passante. Les phases des réflectogrammes théorique et expérimental, présentées sur les figures 4.8c et 4.8d, peuvent être utilisées pour obtenir le coefficient de couplage complexe $\tilde{\kappa}$ dans le cas des lasers DFB à couplage par le gain.

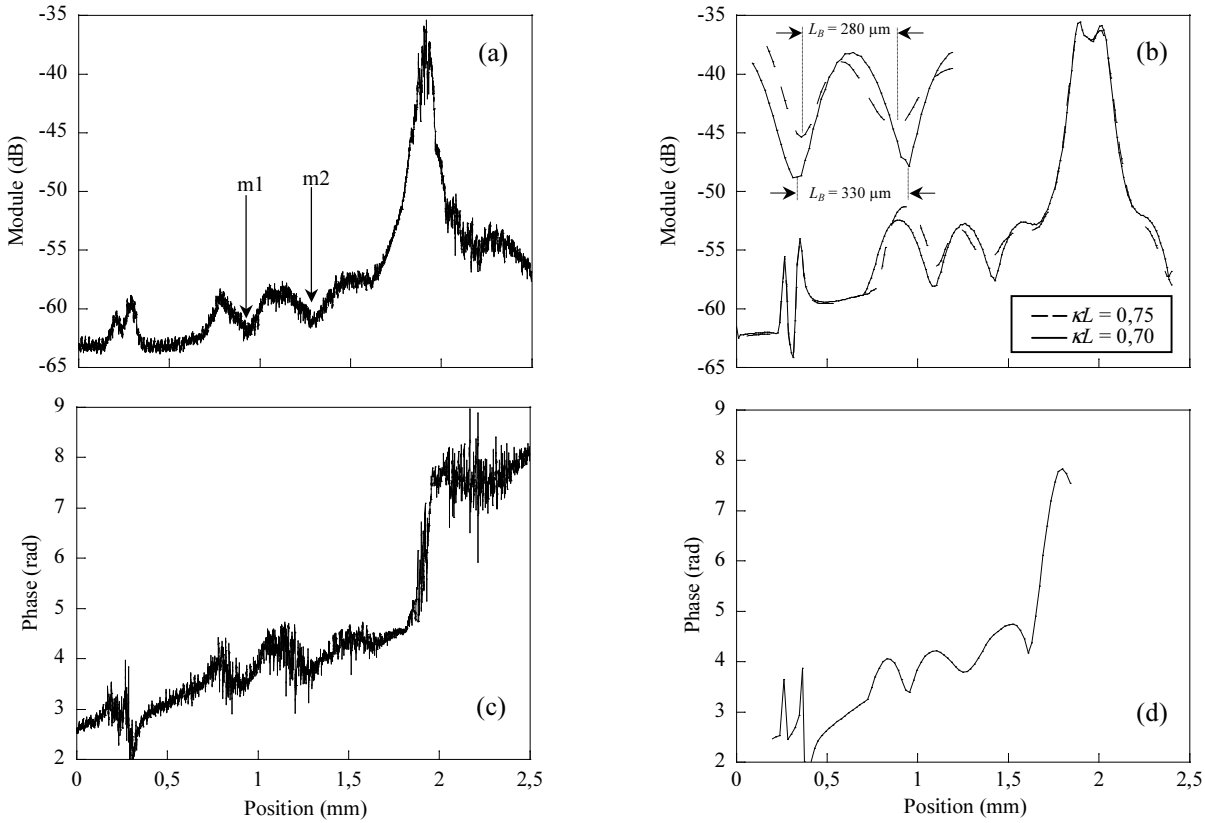


Fig. 4.8. Module (a) expérimental et (b) théorique des réflectogrammes du laser DFB en régime libre et polarisé autour du seuil et sa phase (c) expérimentale et (d) théorique correspondante.

4.2.4 Laser soumis à une injection optique

Lorsqu'une injection optique est appliquée à un laser à semi-conducteurs, l'indice de réfraction complexe éprouve un changement déclenchant une variation de la fréquence d'émission [9]. La partie imaginaire de la variation, décrite par :

$$\Delta n' = (\lambda_0 / 2\pi) \cdot \Delta g \tag{4.8}$$

est définie par un changement net du coefficient de gain Δg différent des pertes dans la cavité laser. Ceci veut dire que le gain associé aux porteurs est maintenant différent des pertes dans la cavité, contrairement au cas d'un laser en régime libre. Le facteur de couplage phase–amplitude α_H décrit alors le couplage entre les parties réelle et imaginaire des changements de l'indice de réfraction dépendants de la densité des porteurs. α_H est simplement défini comme le ratio des dérivés partielles des variations de l'indice par rapport à la densité des porteurs. Supposant des petites variations de la densité des porteurs, le changement du gain Δg induit par l'injection optique externe est alors accompagné d'une variation en régime permanent de la partie réelle de l'indice de réfraction [10] :

$$\Delta n' = -\alpha_H \Delta n'' \tag{4.9}$$

L'analyse directe des mesures obtenues avec l'OLCR permet de déterminer aussi bien la partie réelle que la partie imaginaire du changement de l'indice de réfraction induit par l'injection optique externe du laser DFB. La détermination du facteur de couplage phase–amplitude α_H est alors directe. Les conditions d'injection imposées au laser esclave par le laser maître ont été choisies de telle sorte qu'une opération en régime d'accrochage est assurée. Ceci veut dire que les oscillations synchronisées à la fréquence du laser maître surmontent l'amplification de l'émission spontanée à la fréquence de relaxation. L'effet de l'injection optique externe se manifeste dans les résultats issus de l'OLCR de deux manières. D'abord, un changement ΔL_{opt} de la longueur optique est observé, fournissant ainsi un moyen d'obtenir la modification induite par l'injection optique de la partie réelle de l'indice de réfraction $\Delta n' = \Delta L_{\text{opt}} / L_{\text{phy}}$. Deuxièmement, la différence logarithmique entre les réflectogrammes correspondants au laser en régimes libre et injecté permet de déterminer le

changement du gain ΔG induit par l'injection optique [16]. Le coefficient du gain Δg est ensuite déterminé à l'aide de la relation :

$$\Delta G(z) = \exp\left[2\int_0^{L_{phy}} \Delta g(z)\,dz\right] \tag{4.10}$$

Comme l'incrément du gain est pratiquement constant le long de la cavité laser, l'équation 4.10 devient $\Delta G = \exp\left(2\Delta g L_{phy}\right)$. La quantité de lumière injectée dans le laser est ainsi évaluée de façon précise. La partie imaginaire du changement de l'indice de réfraction est alors estimée à la longueur d'onde d'émission λ_0. La figure 4.9 présente les variations mesurées de l'indice de réfraction complexe en fonction du taux d'injection pour un désaccord fréquentiel faible (~500 MHz). Un facteur de couplage phase–amplitude moyen de α_H = 2,86 a été obtenu. Cette valeur est en très bonne concordance avec les mesures effectuées avec un interféromètre Mach-Zender basé sur la modulation des petits signaux [23]. Pour modéliser le réflectogramme théorique du laser DFB soumis à une injection optique externe, l'amplitude de la réflectivité de la face avant a été substituée par une réflectivité équivalente afin d'inclure les conditions de l'injection optique [24]. Ceci a induit un changement du gain net et de la longueur optique de la cavité, assurant ainsi une concordance avec les conditions réelles de l'expérience.

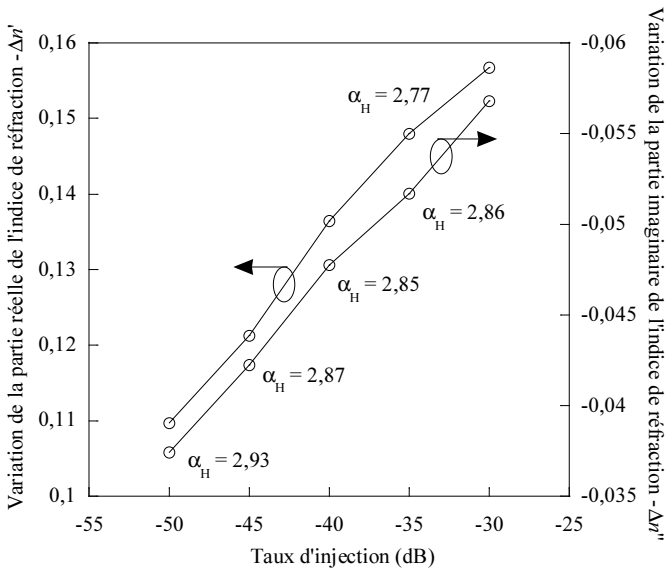


Fig. 4.9. Variations de l'indice de réfraction complexe du laser DFB dues à une injection optique externe pour plusieurs taux d'injection.

La pertinence de l'estimation du facteur de couplage phase–amplitude α_H à partir des mesures réalisées avec l'OLCR peut être relativisée du fait de sa dépendance spectrale [25]. En effet, le paramètre α_H est fortement dispersif. Cependant, la valeur du paramètre α_H obtenue à partir des mesures OLCR correspond à une valeur moyennée par :

$$\alpha_{\mathrm{H,meas}} = 1/\Delta\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha_H(\omega) S(\omega) r_{\mathrm{eqv}}(\omega) d\omega \tag{4.11}$$

où le produit $S(\omega) r_{\mathrm{eqv}}(\omega)$ peut être considéré comme la réponse linéaire d'un filtre à bande étroite avec une largeur de bande $\Delta\omega$ déterminée à la fois par sa structure et par les conditions d'opération du laser. En conséquence, uniquement les longueurs d'onde de la source large de l'OLCR autour de la longueur d'onde d'émission λ_0 sont réfléchies par le laser esclave vers le montage OLCR. L'incertitude sur l'estimation du paramètre α_H est en conséquence fortement améliorée.

Conclusion

Il a été montré que la technique de caractérisation OLCR sensible à la phase est une méthode versatile et non destructive pour déterminer des paramètres des composants actifs tels que le facteur de couplage phase–amplitude ou le coefficient de couplage du réseau, autrement accessibles seulement à partir des mesures réalisées avec plusieurs montages optiques séparés. Pour un laser DFB à semi-conducteurs, des expériences et des modélisations ont été confortées obtenant ainsi des valeurs précises de la perte dans la cavité, de l'indice de réfraction et du coefficient de couplage du réseau. Notamment, les mesures OLCR ont fourni des estimations directes des paramètres modales du laser, incluant simultanément les effets dus au matériel, au guide d'onde, au *spatial hole burning*, etc., avec un moyennage approprié de la distribution modale. Particulièrement, la détermination précise des changements de l'indice de réfraction complexe a permis d'estimer la valeur du facteur de couplage phase–amplitude, et ceci à partir d'une mesure directe.

L'OLCR s'avère donc un outil d'investigation très avantageux vu qu'il permet une approche quantitative des caractéristiques et des performances des composants photoniques actifs. Ce type d'étude peut évidemment s'étendre à l'examen des lasers à multi-électrodes, à

saut de phase, à couplage par le gain, etc. Notamment, la possibilité de déterminer l'évolution de la phase le long du composant permettrait de quantifier un saut de phase ou encore le coefficient de couplage complexe.

Références

[1] J.-I. Nishizawa et K. Ishida, “Injection-induced modulation of laser light by the interaction of laser diodes”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, pp. 515-519, juillet 1975.

[2] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 919-933, septembre 1973.

[3] S. R. Chinn, “Effects of mirror reflectivity in a distributed feeback laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 574-580, juin 1973.

[4] X. J. Meng, T. Chau et M. C. Wu, “Experimental demonstration of modulation bandwidth enhancement in distributed feedback lasers with external light injection”, *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 2031-2032, octobre 1998.

[5] G. Campuzano et P. Gallion, “Microwave generation by optimal sideband injection locking of two gain-coupled distributed feedback semiconductor lasers”, *Proc. 14th Annual Meeting Lasers Electro-Opt. Soc. (LEOS)*, pp. 313-311, novembre 2001.

[6] H. Toba, Y. Kobayashi, K. Yanagimoto, H. Nagai et M. Nakahara, “Injection-locking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s”, *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 370-371, mars 1984.

[7] S. Mohrdiek, H. Burkhard et H. Walter, “Chirp reduction of directly modulated semiconductor lasers at 10 Gb/s by strong CW light injection”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, pp. 418-424, mars 1994.

[8] L. Li et K. Petermann, “Small signal analysis of THz optical-frequency conversion in an injected-locked semiconductor laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, pp. 2988-2994, décembre 1993.

[9] P. Gallion et G. Debarge, “Influence of amplitude-phase coupling on the injection-locking bandwidth of a semiconductor laser”, *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 264-266, mars 1985.

[10] C. H. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 259-264, février 1982.

[11] R. Lang, “Injection locking properties of a semiconductor laser”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18, pp. 976-983, juin 1982.

[12] P. J. Williams, D. J. Robbins, J. Fine, I. Griffith et d. C. J. Ried, “1.55µm DFB lasers incorporating etched lateral taper spot size converters”, *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 770-771, avril 1998.

[13] B. Thedrez, J.-M. Rainsant, V. Voiriot, J.-L. Lafragette, L. Roux, A. Pinquier et B. Fernier, “1.55µm DFB lasers with integrated spot size converters operating at 2.5 Gbit/s with modulated power over 20 mW for 180 km transmission”, *Proc. Opt. Fiber Comm. Conf. (OFC),* pp. 140-142, 1999.

[14] V. Voiriot, B. Thedrez, J. L. Gentner, J.-M. Rainsant, V. Colson, C. Duchemin, F. Gaborit, S. Hubert, J.-L. Lafragette, A. Pinquier, L. Roux et B. Fernier, “1.55 µm high efficiency tapered DFB laser using UV 250 2-in technology process”, *Proc. 11th Intl. Conf. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, pp. 33-36, 1999.

[15] G. Campuzano, “Optical multi-injection locking of semiconductor lasers for RF remote generation and control of microwaves”, thèse doctoral, ENST, mars 2003.

[16] E. Brinkmeyer et U. Glombitza, “Complex coherence-domain reflectometry in active laser diodes”, *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1441-1443, octobre 1992.

[17] J. F. Lucas, L. F. DeChiaro, C. Salla et C. Y. Boisrobert, “Low coherence reflectometry and spectral analysis for detection of gain anomalies in semiconductor lasers”, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 2085-2087, octobre 1992.

[18] K. Takada et H. Yamada, “SNR improvement in silica-based waveguide Rayleigh backscattering measurement using a complex optical low coherence reflectometer”, *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 843-844, avril 1996.

[19] K. Takada, M. Oguma, H. Yamada, S. Mitachi et M. Golling, “Gain distribution measurement of an erbium-doped silica-based waveguide amplifier using a complex OLCR”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1102-1104, août 1997.

[20] S. Mechels, K. Takada et K. Okamoto, “Optical low-coherence reflectometer for measuring WDM components”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 857-859, juillet 1999.

[21] U. Wiedmann, P. Gallion, Y. Jaouën et C. Chabran, “Analysis of distributed feedback lasers using optical low-coherence reflectometry”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 864-869, mai 1998.

[22] U. Wiedmann, P. Gallion et G.-H. Duan, “A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1343-1347, juillet 1998.

[23] W. V. Sorin, K. W. Chang, G. A.Conrad et P. R. Hernday, “Frequency domain analysis of an optical FM discriminator”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 787-793, juin 1992.

[24] G. Campuzano, P. Gallion et G. Debarge, “Locking range dependence on the grating characteristics of distributed feedback semiconductor lasers”, *Proc. 14th Annual Meeting Lasers Electro-Opt. Soc. (LEOS)*, pp. 800-801, novembre 2001.

[25] M. Osinski et J. Buus, “Linewidth broadening factor in semiconductor lasers—an overview”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 9-29, janvier 1987.

Conclusion générale

Cette thèse traite de l'application de la réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) sensible à la phase à la caractérisation et à l'étude des composants photoniques. Cette technique permet de détecter, de localiser et de quantifier des discontinuités réfléchissantes à l'intérieur des composants – de déterminer leur réflectivité complexe. L'OLCR sensible à la phase est en conséquence un véritable transformateur de Fourier. Les mesures réalisées avec ce montage permettent à la fois de quantifier et de qualifier les caractéristiques et les performances des composants.

Dans un premier temps, il a été question d'expliquer le principe de la réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase. Une approche succincte à la réflectométrie dite conventionnelle a permis d'aborder le sujet et de mettre en évidence les avantages du montage sensible à la phase par rapport aux solutions commerciales (basées toutes sur le montage conventionnel). L'interprétation des réflectogrammes mesurés est détaillée dans cette première partie afin de faciliter la compréhension des résultats présentés par la suite.

Les résultats présentés dans le deuxième chapitre concernent la caractérisation des réseaux de Bragg à fibre. Particulièrement, le saut de phase inscrit dans un réseau et la dispersion chromatique d'un réseau à pas variable ont été quantifiés. À noter que la mesure de la dispersion chromatique a été confortée par une mesure réalisée à l'aide d'un analyseur de réseaux. De plus, il a été démontré expérimentalement la corrélation existant entre la valeur

du saut de phase et le régime de fonctionnement d'un laser DFB à fibre. Les résultats présentés montrent que la technique reflectométrique sensible à la phase permet d'accroître la résolution pour des mesures précises de l'amplitude et de la phase au sein des composants photoniques. Son application à l'étude des réseaux de Bragg à structure complexe nous a permis de vérifier les avantages apportés par cette technique. La mesure de la phase permet désormais de déterminer la grandeur et la position de variations dues aux changements d'indice avec une précision correcte. Un outil de modélisation des réflectogrammes, ajustable à tout type de réseau de Bragg, a été également présenté et devrait servir à corroborer les résultats expérimentaux et à apporter des réponses probantes à certains phénomènes observés, notamment dans le cas des lasers DFB à fibre.

Des fibres optiques spéciales – présentant des valeurs de la dispersion chromatique supérieures à celle des fibres de transmission – ont été caractérisées et les résultats présentés dans le troisième chapitre. À noter que la caractérisation des fibres s'est réalisée à partir de la mesure d'échantillons de fibre inférieurs à un mètre de longueur. Le principe de la méthode de caractérisation des fibres optiques a été détaillé et exemplifié avec la mesure de la dispersion d'une fibre à compensation de la dispersion. Ensuite, ce principe a été appliqué à la quantification des propriétés de guidage de deux types de fibres optiques spéciales : les fibres microstructurées et les fibres à guidage de modes d'ordre supérieur. Des premières, la biréfringence et la dispersion chromatique ont été déterminées et ces résultats comparés aux valeurs obtenues à l'aide d'un outil de modélisation qui prend en compte la structure réelle de la microstructuration des fibres. Un très bon accord a été obtenu. La dispersion chromatique des différents modes d'une fibre à guidage de modes d'ordre supérieur a été évaluée à partir d'une unique mesure OLCR. Cette mesure n'a nécessité ni de convertisseurs de modes ni de circuits électroniques spécifiques. Il est donc montré que l'OLCR est une technique de caractérisation des fibres optiques spéciales présentant de nombreux avantages face aux techniques classiques, notamment la rapidité, la relative simplicité de mise en œuvre et le fait d'obtenir des valeurs précises à partir de la mesure de tronçons de fibre inférieurs à un mètre de longueur. Une étude statistique de l'évolution de la dispersion chromatique d'une fibre optique sur une centaine des mètres est alors envisageable. Des expériences visant à caractériser d'autres fibres optiques spéciales, particulièrement les fibres à trous à cœur creux ou dopé et les fibres de Bragg, ont débuté et commencent à donner des résultats encourageants. Des collaborations fructueuses entre l'ENST et des technologues tels que l'IRCOM et le PhLAM sont ainsi en cours et les premiers résultats permettent de positionner

l'OLCR comme un outil très performant pour l'assistance et l'aide à la conception des fibres spéciales.

Finalement, il a été montré que la technique OLCR sensible à la phase est une méthode versatile et non destructive de caractérisation des lasers à semi-conducteurs. Cette méthode permet en effet de déterminer simultanément des différents paramètres tels que le facteur de couplage phase–amplitude ou le coefficient de couplage du réseau. Des modélisations effectuées par ailleurs ont conforté les expériences. De plus, la détermination précise des changements de l'indice de réfraction complexe a permis d'estimer la valeur du facteur de couplage phase–amplitude, et ceci à partir d'une mesure directe. Également, la mesure de l'évolution de la phase dans les lasers a été démontrée, permettant d'envisager la détermination du coefficient de couplage complexe des lasers à couplage par le gain, ou encore les déphasages présents dans les lasers à multi-électrodes.

La modularité de l'OLCR développé dans le cadre de cette thèse permet d'envisager certaines améliorations afin de diversifier et d'étendre la gamme des composants photoniques mesurables. Par exemple, il est possible de considérer la mise en œuvre d'un montage OLCR opérant à des longueurs d'onde autres que 1300 nm et 1550 nm. En conséquence, il serait envisageable de caractériser la dégradation des facettes des sources de pompage à 980 nm et à 14** nm et d'étudier les propriétés de nouveaux matériaux optiques. De plus, le développement d'un outil de moyennage des réflectogrammes permettrait d'améliorer la limite de résolution du montage et donc d'augmenter la précision des mesures.

Il a été donc montré que le réflectomètre à faible cohérence est bien plus qu'un simple outil de mesure et de caractérisation des composants photoniques actuels. Certainement, l'interprétation des réflectogrammes obtenus est à la fois une approche quantitative et qualitative du composant. L'OLCR permet donc d'effectuer une analyse structurelle du composant. Les résultats présentés dans cette thèse, ainsi que les collaborations prometteuses en cours, situent l'OLCR comme un véritable outil d'investigation qui s'avère très performant pour l'assistance et l'aide à la conception et au développement des nouvelles générations de composants photoniques.

Annexe A

Théorie des modes couplés et principe de la méthode des matrices de transfert

La modélisation du couplage induit dans les champs d'une fibre par le réseau de Bragg considère celui-ci comme une perturbation dans l'axe de propagation z = [0, L] de la fibre. Comme seulement le mode fondamental se propage dans une fibre monomode, le couplage est contra-propagatif, i. e., se réalisera entre les deux sens possibles de propagation. Soient alors E_1 le mode fondamental et E_2 le mode généré par la perturbation (Fig. A.1), définis par :

$$E_1(z) = B(z)\exp(-j\beta_1 z) \tag{A.1}$$

et

$$E_2(z) = A(z)\exp(-j\beta_2 z) \tag{A.2}$$

où *A(z)* et *B(z)* sont les amplitudes des champs aller et retour, et β_1 et β_2 les constantes de propagation respectives. Ces constantes de propagation sont liées au pas de la perturbation par $\beta = \pi/\Lambda$.

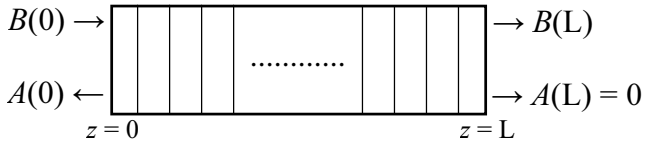


Fig. A.1 Géométrie du transfert d'énergie entre les modes aller et retour dans un réseau de Bragg.

D'après la théorie des modes couplés, la perturbation périodique de la fibre, i. e., le réseau de Bragg, peut provoquer un échange d'énergie entre les deux modes. La loi de la conservation de l'énergie exige :

$$\frac{d}{dz}\left(\left|A(z)\right|^2 - \left|B(z)\right|^2\right) = 0 \tag{A.3}$$

Le couplage entre les deux modes est ainsi gouverné par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dA(z)}{dz} &= \kappa B(z)\exp\left(-j2(\Delta\beta)z\right) \\ \frac{dB(z)}{dz} &= \kappa^* A(z)\exp\left(j(\Delta\beta)z\right) \end{aligned} \tag{A.4}$$

où $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ est la condition de couplage et κ le coefficient de couplage qui représente la force du couplage entre les champs contre-propagatifs. Ces équations sont appelées les équations des modes couplés. Leur solution dépend des conditions aux limites définies. Dans ce cas, $E_1(z)$ est le mode aller et $E_2(z)$ le mode retour produits par le réseau, alors $E_2(z = L) = 0$. Comme il s'agit d'une perturbation obéissant à la loi de Bragg, la condition de phase exige $\Delta\beta = 0$, en conséquence :

$$A(z) = B(0)\frac{\sinh\left[\kappa(z-L)\right]}{\cosh(\kappa L)}$$

$$B(z) = B(0)\frac{\cosh\left[\kappa(z-L)\right]}{\sinh(\kappa L)} \tag{A.5}$$

Le guidage de la lumière dans le réseau est alors convenablement défini par le produit sans dimension κL.

Parmi les deux façons d'aborder le calcul des réponses spectrales d'un réseau de Bragg, la méthode des matrices de transfert a été retenue, en raison de sa simplicité de mise en oeuvre, de sa vitesse de calcul et de la précision des résultats obtenus. Cette méthode consiste à identifier une matrice 2×2 à chaque section uniforme du réseau. Le réseau est alors fractionné en N sections uniformes. Si R_i et T_i sont les amplitudes des champs se propageant à travers chaque section i, alors $R_0 = R(L/2) = 1$ et $T_0 = T(L/2) = 0$, car il n'existe pas de mode retour se propageant pour $z \geq L/2$. La propagation à travers chaque section i est alors décrite par la matrice M, définie par :

$$\begin{bmatrix} R_i \\ T_i \end{bmatrix} = \mathrm{M}\begin{bmatrix} R_{i-1} \\ T_{i-1} \end{bmatrix} \tag{A.6}$$

Pour un réseau de Bragg à fibre, la matrice M est donnée par :

$$\mathrm{M_i} = \begin{bmatrix} \cos(\gamma L_\mathrm{i}) - j\dfrac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma L_\mathrm{i}) & j\dfrac{\kappa}{\gamma}\sin(\gamma L_\mathrm{i}) \\ -j\dfrac{\kappa}{\gamma}\sin(\gamma L_\mathrm{i}) & \cos(\gamma L_\mathrm{i}) + j\dfrac{\Delta\beta}{\gamma}\sin(\gamma L_\mathrm{i}) \end{bmatrix} \tag{A.7}$$

où L est la longueur de la section uniforme, $\Delta\beta$ et κ les coefficients de couplage associés à chaque section et $\gamma = \sqrt{\Delta\beta^2 - \kappa^2}$. Une fois que la matrice de chaque section a été calculée, les amplitudes des champs sont obtenues à partir de :

$$\begin{bmatrix} R_N \\ T_N \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} R_0 \\ T_0 \end{bmatrix} \; ; \quad M = M_N \cdot M_{N-1} \cdot \ldots \cdot M_i \cdot M_1 \tag{A.8}$$

Le produit des matrices donne une matrice de transfert totale M caractérisant la propagation à travers le réseau. Le nombre de sections uniformes nécessaire pour estimer avec précision les réponses spectrales des réseaux non uniformes, i. e., apodisés et à pas variables, est ~100. Pour des réseaux non-uniformes, tels que les réseaux à saut de phase et échantillonnés, M est alors déterminée par le nombre de sections uniformes dans le réseau et en insérant une matrice de saut de phase entre les facteurs M_i et M_{i+1} du produit (A.8) pour un saut de phase localisé juste après la $i^{\text{ème}}$ section :

$$M_s = \begin{bmatrix} \exp\left(\dfrac{-j\phi_i}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(\dfrac{j\phi_i}{2}\right) \end{bmatrix} \tag{A.9}$$

Les effets des variations de la valeur de chaque paramètre constituant un réseau de Bragg peuvent ensuite être facilement déduits des modélisations des réponses spectrales complexes du composant. Les variables indispensables pour effectuer la modélisation sont :

- pour la fibre : les paramètres opto-géométriques de la fibre, i. e., les indices du cœur et de la gaine, leurs diamètres, etc. ;
- pour le réseau : le pas, la longueur, le coefficient de couplage et, éventuellement, la variation du pas, l'apodisation, les sauts de phase, etc.
- pour la source optique incidente : la largeur et la résolution spectrale.

Annexe B

Liste d'articles et de publications

"Determination of optically-induced complex-index change using a phase-sensitive OLCR technique"
G. Campuzano, C. Palavicini, P. Gallion, C. Chabran et Y. Jaouën,
Proc. 28th European Conference on Optical Communications (ECOC),
papier 1.3.6, 8 – 12 septembre 2002, Copenhague, Danemark.

"Réalisation et caractérisation des lasers à fibre DFB : importance de la valeur du saut de phase"
S. Blin, J. Poëtte, P. Besnard, I. Castonguay, S. LaRochelle, C. Palavicini et Y. Jaouën,
21èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG),
23 – 25 septembre 2002, Dijon, France.

"Quantification des discontinuités dans les réseaux de Bragg par réflectométrie complexe à faible cohérence"
C. Palavicini, C. Martinez, D. Marris, Y. Jaouën, C. Chabran, G. Laffont et P. Ferdinand,
21èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG),
23 – 25 septembre 2002, Dijon, France.

"$\pi/2$ phase-shifted Er^{3+}-Yb^{3+} Distributed FeedBack fibre laser characterisation using a phase-sensitive Optical Low-Coherence Reflectometer"
S. Blin, C. Palavicini, I. Castonguay, Y. Jaouën, P. Besnard, S. LaRochelle et R. Gabet,
Proc. Conference on Lasers and Electro–Optics Europe (CLEO Europe),
23 – 27 juin 2003, Munich, Allemagne.

“Bragg grating characterisation by optical low-coherence reflectometry”
A.-F. Obaton, C. Palavicini, Y. Jaouën, M. Douay, P. Niay et M. Lièvre,
11th International Metrology Congress,
20 – 23 octobre 2003, Toulon, France.

“Caractérisation d’une fibre microstructurée par réflectométrie à faible cohérence”
C. Palavicini, E. Kerrinckx, Y. Quiquempois, M. Douay, Y. Jaouën, C. Lepers, A.-F. Obaton et F. Beclin,
22èmes Journées Nationales d’Optique Guidée (JNOG),
12 – 14 novembre 2003, Valence, France.

“Analysis of optical-injected distributed feedback lasers using complex optical low-coherence reflectometry”
C. Palavicini, G. Campuzano, B. Thedrez, Y. Jaouën et P. Gallion,
IEEE Photonics Technology Letters,
Vol. 15, No. 12, pp. 1683-1685, décembre 2003.

“Analyse d’un laser DFB soumis à une injection optique par réflectométrie à faible coherence”
C. Palavicini et Y. Jaouën,
Journées Scientifiques du CNFRS,
29 – 30 mars 2004, Meudon, France.

“Determination of the chromatic dispersion and birefringence of photonic crystal fibers using an OLCR technique”
C. Palavicini, A.-F. Obaton, E. Kerrinckx, Y. Jaouën, Y. Quiquempois, C. Lepers, M. Douay et G. Debarge,
Proc. Conference on Lasers and Electro–Optics (CLEO 2004),
papier CWA67, 16 – 21 mai 2004, San Francisco, États-Unis.

“Caractérisation de composants photoniques innovants par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase”
X. Chapeleau, C. Palavicini, Y. Jaouën, D. Leduc, C. Lupi et C. Boisrobert,
Bulletin du Bureau National de Métrologie.

“Phase-sensitive OLCR technique applied to fiber group-velocity dispersion and birefringence measurements”
A.-F. Obaton, Y. Jaouën, C. Palavicini et C. Lepers,
Proc. IEEE Lightwave Technologies in Instrumentation and Measurement Conference,
19 – 20 octobre 2004, Palisades, NY, États-Unis.