Caractérisations des fibres optiques non-linéaires

Dans ce chapitre, nous allons présenter nos résultats concernant la caractérisation de fibres optiques microstructurées en verre de silice, fabriquées par PERFOS et des fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure, fabriquées conjointement par PERFOS et l'EVC. Ces fibres fortement non-linéaires sont fabriquées dans le cadre du projet ECOFON et du projet FUTUR. Elles ont un fort potentiel pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques.

Grâce au moyens matériels et humains présents au sein du laboratoire Foton, et notamment du Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) et de la plateforme PERSYST, nous avons pu effectuer des mesures de diamètre de mode, d'aire effective, de pertes, de coefficient Kerr et de gain Raman sur plusieurs types de fibres non-linéaires.

Dans un premier temps, nous présenterons les caractérisations des fibres microstructurées au chalcogénure qui constituent, à notre connaissance, les premières caractérisations optiques de ce type de fibre. Dans un second temps, nous présenterons les caractérisations des fibres microstructurées silice présentant une faible atténuation à 1550 nm. A cette occasion nous présenterons la nouvelle méthode que nous avons proposée et qui permet de mesurer simplement et efficacement la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibres optiques.

3.1 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure

La première réalisation d'une fibre FMC par l'EVC fut effectuée en 2004 par Jenny Le Person dans le cadre de sa thèse de doctorat [112]. La caractérisation optique qui s'en suivit, réalisée au laboratoire FOTON, fut la première démonstration du guidage de la lumière dans ce type de fibre.

Depuis, la collaboration entre PERFOS et l'EVC a permis de maîtriser la fabrication de ces fibres. En 2005, de nouvelles fibres ont été réalisées et leur caractérisation a fait partie

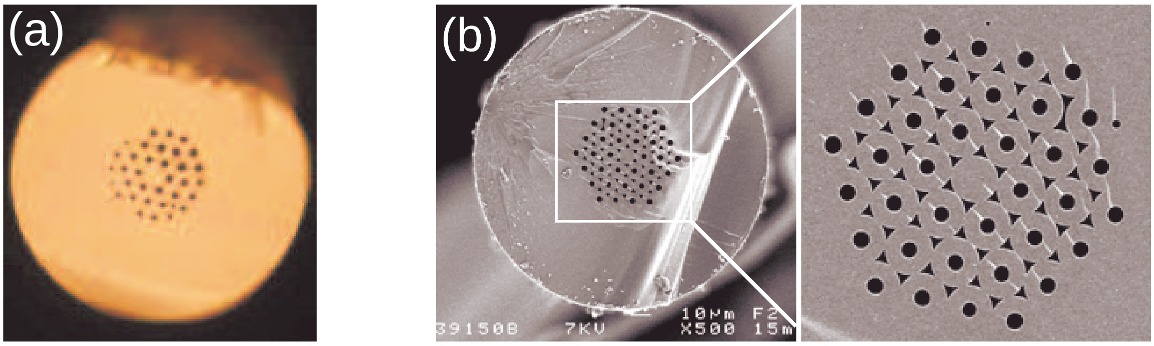

Fig. 3.1 – Photographie au MEB des fibre FMC 2S2G (a) et FMC 2S1G (b) à trois couronnes de trous.

des objectifs de cette thèse.

Les fibres microstructurées en verre de chalcogénure que nous avons caractérisées sont fabriquées par la méthode "stack and draw" par PERFOS et EVC. Plusieurs types de composition de verres ont été étudiés :

- $Sb_{10}S_{65}Ga_5Ge_{20}$ (ou 2S2G) [87, 88]
- $Sb_{20}S_{65}Ge_{15}$ (ou 2S1G) [84, 113]
- et, plus récemment, As_2Se_3.

3.1.1 Caractérisations opto-géométriques

La figure 3.1 présente des coupes transverses, prises au microscope électronique à balayage (MEB), des fibres 2S2G (3.1.a) et 2S1G (3.1.b). On remarque que sur la fibre 2S1G les interstices d'air entre les capillaires ne sont pas bouchés contrairement à la 2S2G. Nous reviendrons plus tard sur l'intérêt de conserver ces interstices.

L'un des paramètres opto-géométriques qu'il est important de mesurer en vue d'applications non-linéaires est l'aire effective du mode. Nous avons utilisé la technique de champ proche pour mesurer le diamètre de mode (DM) à $1/e^2$ du maximum d'intensité et remonter ainsi à l'aire effective du mode. La méthode consiste à effectuer des mesures sur l'image d'un faisceau en sortie de fibre à travers un objectif de microscope.

La figure 3.2.a présente le montage expérimental : un tronçon de fibre FMC est posé sur un support réglable afin d'optimiser l'injection d'un faisceau laser dans la fibre à caractériser. En sortie de fibre, la lumière dont la longueur d'onde d'émission est de 1550 nm est capturée par une lentille dont le point focal correspond à l'extrémité de la fibre. Le faisceau de lumière est collecté par une camera CCD et visualisé sur un écran vidéo (figure 3.2.b). La valeur réelle des mesures en champ proche est obtenue grâce à un étalonnage à partir d'une fibre dont on connaît le DM. Par exemple une fibre monomode SMF connue : DM $= 10 \pm 0,5$ μm. L'ON de la lentille doit être suffisamment grande pour ne pas tronquer le faisceau en entrée.

La figure 3.2.c présente les résultats de la mesure du DM d'une fibre FMC 2S2G. Ces mesures ont été effectuées en collaboration avec le Centre Commun Lannionnais d'Optique

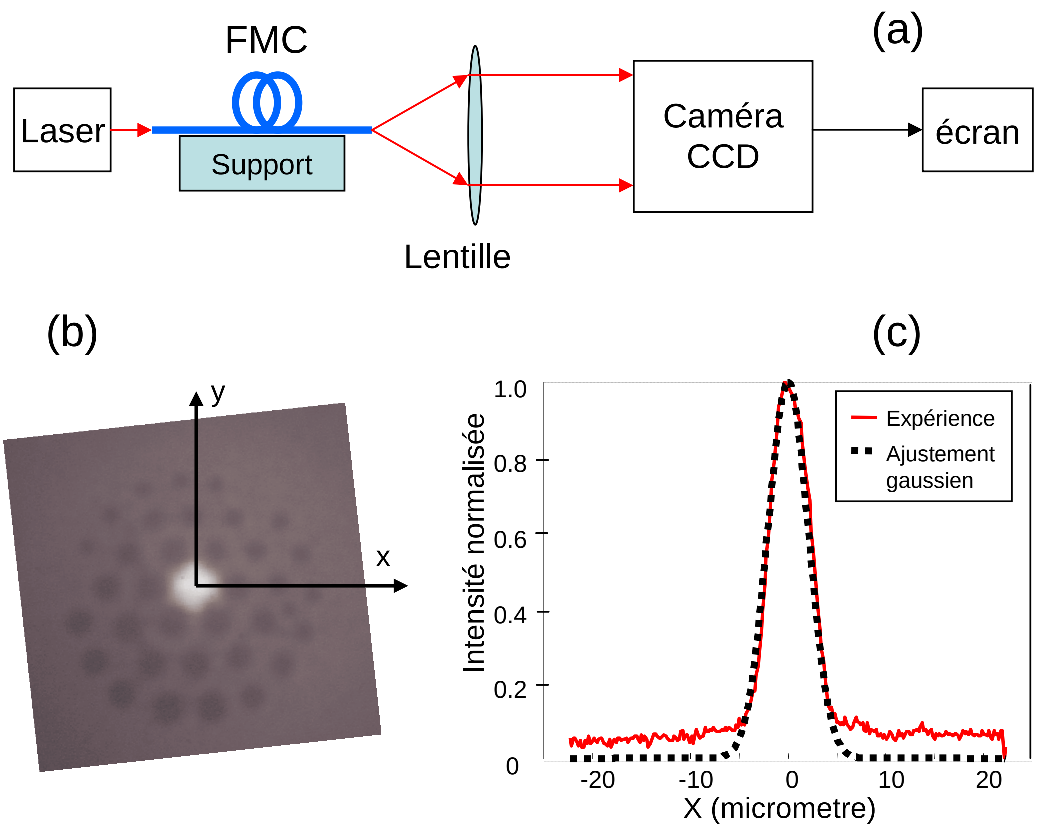

FIG. 3.2 – (a) Schéma de la mesure de champ proche. (b) Image de distribution de la lumière, collectée par l'écran, en sortie de fibre FMC 2S2G et (c) profil de distribution de la lumière.

(CCLO) du laboratoire FOTON. Le diamètre externe de la fibre est de 147 μm, la distance entre les trous de 8 μm et le diamètre des trous de 3,2 μm. Nous avons mesuré un DM de $8,3 \pm 0,2$ μm, d'allure gaussienne, ce qui conduit à une aire effective $A_{eff} = 54 \pm 3$ μm^2. La connaissance de l'indice non-linéaire du verre 2S2G ($n_2 \simeq 2,6 \times 10^{-18} \mathrm{m}^2/\mathrm{W}$ [87]) nous permet d'évaluer le coefficient non linéaire $\gamma \simeq 200$ $\mathrm{W}^{-1}\mathrm{km}^{-1}$ selon l'équation (1.30). Ces résultats expérimentaux sont relativement différents de ceux obtenus par simulation numérique par Gilles Renversez de l'institut Fresnel : un DM de 10,75 μm sur l'axe horizontal x (voir figure 3.2.b pour la définition des axes) et un DM de 11,45 μm sur l'axe vertical y [88]. Nous pensons que ceci s'explique par le fait que l'hypothèse d'une seule distribution gaussienne n'est pas vérifiée expérimentalement pour les deux raisons suivantes. Premièrement, la structure de la fibre peut varier longitudinalement et deuxièmement, la distribution des trous est dissymétrique à cause d'inhomogénéités des trous liées au fibrage.

Une autre mesure de champ proche a été effectuée sur un autre tronçon de fibre FMC 2S2G pour laquelle le contrôle du diamètre et de la position des trous pendant la procédure de fibrage a été amélioré (figure 3.3.a). La figure 3.3.b illustre l'image du faisceau de lumière collecté par la camera CCD. Après avoir approché le profil d'intensité expérimental par une forme gaussienne, nous avons trouvé un DM de 9,30 μm sur l'axe horizontal x et un

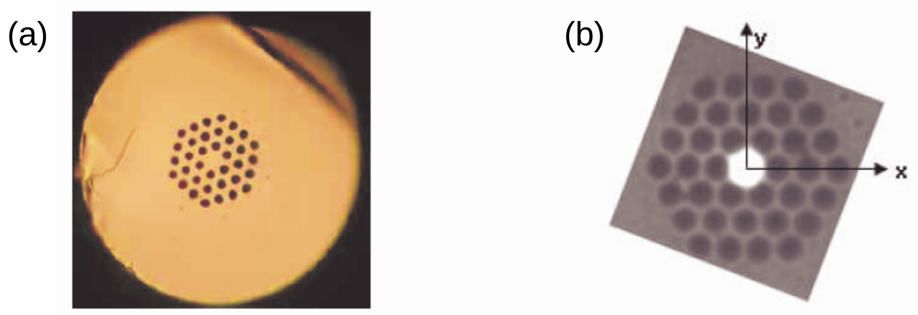

FIG. 3.3 – (a)Photographie au MEB d'une structure régulière de fibre FMC 2S2G et (b) distribution de la lumière à la longueur d'onde de 1550 nm.

DM de 9,66 μm sur l'axe vertical y. La structure régulière nous a permis de comparer plus précisément les mesures expérimentales et théoriques de DM. Les résultats du calcul théorique avec la méthode multi-polaire effectué par Gilles Renversez donne un diamètre de mode de 8,64 μm sur l'axe x et de 9,03 μm sur l'axe y. L'accord entre expérience et théorie est meilleur pour cette fibre, avec une erreur moyenne de 7% [88].

Pour la fibre FMC 2S1G, nous avons appliqué la même méthode que pour les fibres FMC 2S2G. Le diamètre de mode de cette fibre est estimé à $5,3 \pm 0,2$ μm d'allure gaussienne, ce qui conduit à une aire effective de $A_{eff} = 22 \pm 2$ μm^2. La connaissance de l'indice non-linéaire du verre 2S1G (le $n_2 \simeq 2,8 \times 10^{-18}$m^2/W [84]) nous permet de déduire un coefficient non-linéaire γ d'environ 500 W^{-1}km^{-1}.

En ce qui concerne la fibre FMC As_2Se_3, en utilisant la même méthode pour mesurer l'aire effective que les fibres précédentes, nous avons trouvé une aire effective de 21 ± 3 μm^2. L'indice non-linéaire n_2 de ce verre étant d'environ $1,1 \times 10^{-17}$m^2/W à 2,4 $\times 10^{-17}$m^2/W (de 420 à 930 fois le n_2 de la silice) [69], le coefficient non-linéaire de cette fibre est d'environ 2 000 W^{-1}km^{-1} à 4 400 W^{-1}km^{-1}. Des mesures complémentaires sont en cours pour préciser la valeur de la non-linéarité.

La figure 3.4 présente les résultats des fibres FMC 2S1G (a) et FMC As_2Se_3 (b). Les lignes continues sont les distributions expérimentales de profil d'intensité correspondant à plusieurs axes. Le fait qu'elles soient presque toutes superposées démontre que la distribution de lumière en sortie de fibre est symétrique grâce à une structure très régulière. Par ailleurs, le profil d'intensité, très proche d'une forme gaussienne, permet de limiter les pertes d'injection à partir d'une fibre monomode micro-lentillée fabriqué par le CCLO.

3.1.2 Mesure de pertes

Les pertes sont mesurées par la méthode "cut-back". Cette méthode convient très bien aux tronçons courts de fibres, non-connectérisés et dont l'injection de lumière est délicate. La figure 3.5 illustre le principe de cette méthode. Pour la même puissance en entrée, on réalise deux mesures en sortie pour deux longueurs de fibre différentes obtenues en coupant un tronçon de fibre. Les pertes sont calculées conformément à la formule de la figure 3.5.

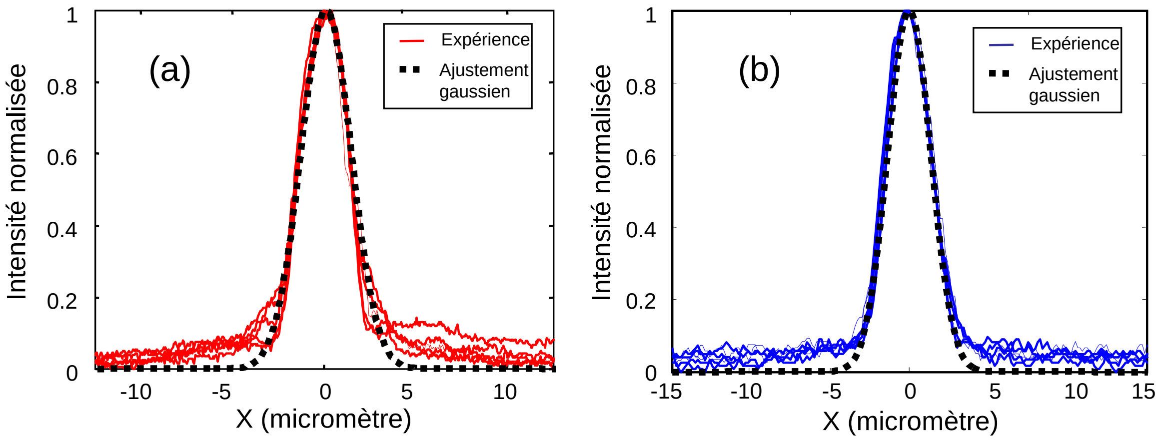

FIG. 3.4 – Distribution de la lumière en sortie de la fibre FMC 2S1G (a) et FMC As_2Se_3 (b).

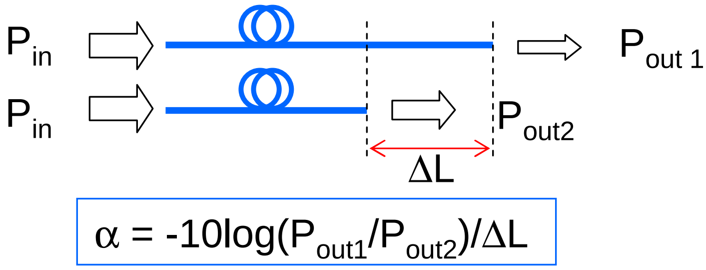

FIG. 3.5 – Mesure de pertes par la méthode cut-back.

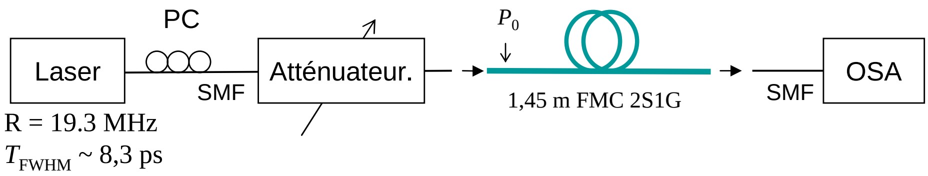

FIG. 3.6 – Schéma du montage pour observer la SPM. PC : contrôleur de polarisation.

En 2005, le résultat de la mesure de pertes pour la fibre FMC 2S2G était de l'ordre de 15 dB/m. Ces pertes sont trop élevées pour pouvoir envisager l'utilisation de ces fibres dans des dispositifs de régénération optique. L'excès de pertes est dû aux imperfections de la fibre provoquées au cours de la fabrication (problème lié à la qualité des interfaces entre les capillaires et le cœur) [114].

En 2007, une amélioration très importante a été obtenue pour la fibre FMC 2S1G. Les mesures montrent une valeur moyenne de pertes de 5,5 dB/m. Cette valeur intéressante est le résultat d'une procédure de fabrication soigneusement contrôlée associée à l'idée de laisser des interstices entre les trous afin de diminuer les surface de contact entre le cœur et les capillaire.

En 2008, une valeur de perte d'environ 10 dB/m a été obtenue pour la fibre FMC As_2Se_3.

3.1.3 Observation de l'effet non-linéaire

La figure 3.6 représente le schéma de la manipulation consistant à observer la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G. Un train d'impulsions émis par un laser à fibre à modes bloqués avec un taux de répétition de 19,3 MHz à la longueur d'onde de 1549 nm, est injecté dans la fibre. La durée des impulsions est de 8,3 ps. La puissance injectée est contrôlée par un atténuateur. A la sortie de la fibre, le signal est reçu par un analyseur de spectre (ou OSA pour Optical Spectrum Analyzer) par l'intermédiaire d'une fibre monomode.

La figure 3.7 présente des observations de la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G. Les simulations numériques ont été obtenus avec les paramètres suivants : $D = -700$ ps/nm/km (valeur estimée d'après la littérature), $\gamma = 500$ W^{-1}km^{-1}, $\alpha = 5{,}5$ dB/m et des impulsions chirpés de forme gaussienne ($C = 0{,}35$) avec $T_{FWHM} = 8{,}3$ ps. Les pertes de couplage, définies comme la différence en dB entre la puissance mésurée après l'atténuateur et la puissance P_0 dans la fibre FMC, sont de 2,8 dB.

Pour la fibre FMC As_2Se_3, nous avons également observé des élargissements de spectre dus à la SPM. La figure 3.8 présente les spectres du signal en sortie de 1,15 m de fibre FMC As_2Se_3 obtenus expérimentalement (a) et en simulation (b). Les paramètres de simulation sont : $D = -700$ ps/nm/km (valeur estimée par le fabricant), $\gamma = 2\,000$ W^{-1}km^{-1}, $\alpha = 10$ dB/m et des impulsions chirpées de forme gaussienne ($C = -1,0$) avec $T_{FWHM} = 8{,}5$ ps. Les pertes de couplage sont de 4,3 dB.

Pour chacune des figures 3.7 et 3.8, l'accord satisfaisant entre les spectres expérimentaux et les spectres simulés confirment la valeur du coefficient non-linéaire des fibres FMC 2S1G

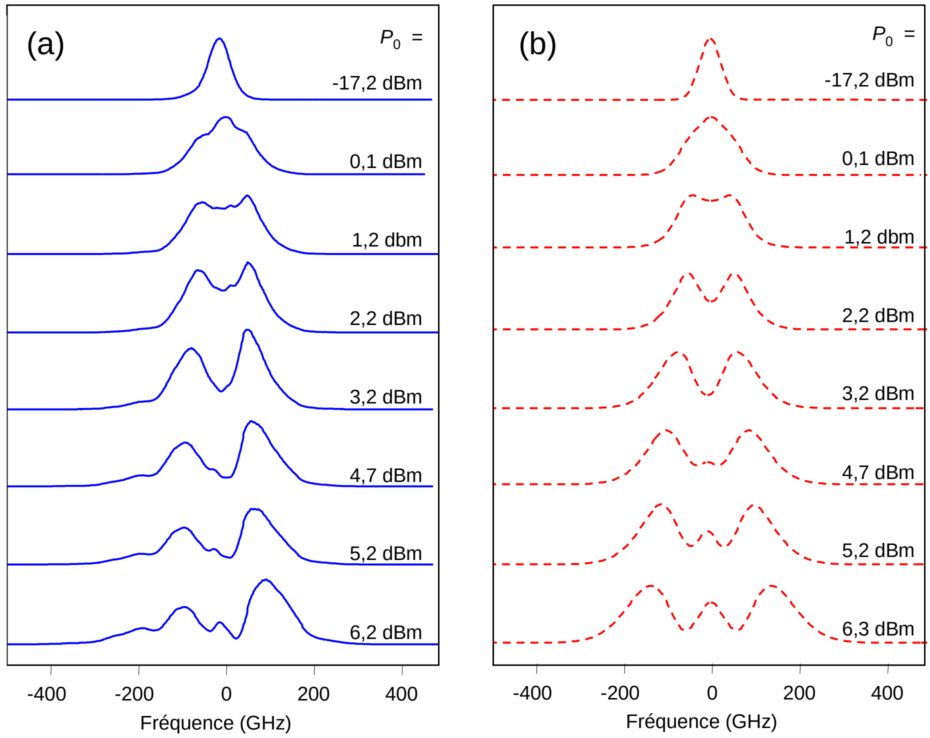

FIG. 3.7 – Observation de la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G : (a) expérience et (b) théorie.

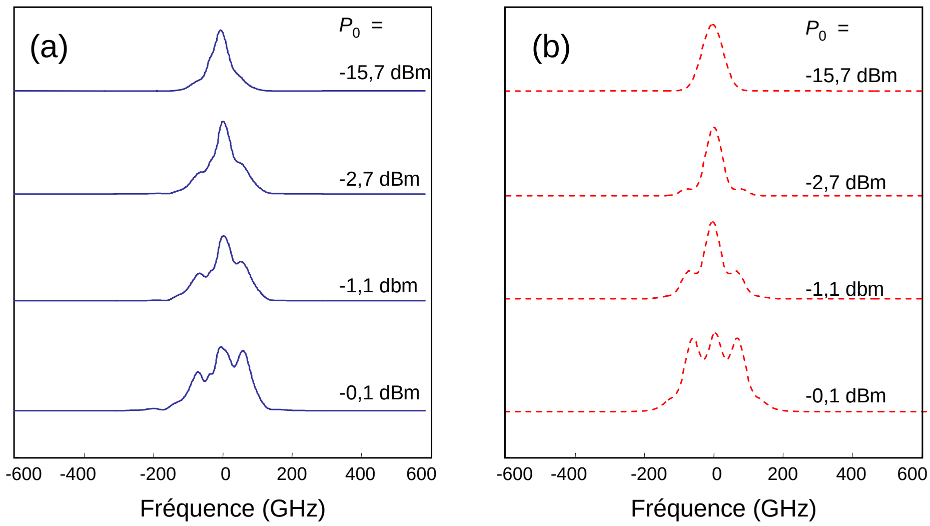

FIG. 3.8 – Observation de la SPM dans 1,15 m de fibre FMC As_2Se_3 : (a) expérience et (b) théorie.

et FMC As_2Se_3.

Nous tenons à faire les observations suivantes concernant le phénomène d'élargissement spectral dû à la SPM dans ces fibres.

- Un même élargissement spectral par SPM intervient pour des puissances injectées moindres dans le cas de la fibre FMC As_2Se_3 que dans le cas de la fibre FMC 2S1G. Notons que la longueur de la fibre FMC As_2Se_3 est plus courte que celle de la fibre FMC 2S1G. Ceci vérifie expérimentalement que la fibre FMC As_2Se_3, dont l'aire effective est comparable à celle la fibre FMC 2S1G et dont l'indice non-linéaire n_2 est plus important, possède des propriétés non-linéaires plus intéressantes.
- L'élargissement maximum obtenu pour la fibre FMC 2S1G est plus important que celui obtenu pour la fibre FMC As_2Se_3. Ceci vient du fait que l'injection de la puissance pour la fibre FMC 2S1G est plus facile que pour la fibre FMC As_2Se_3. De plus, la fibre FMC 2S1G possède des pertes plus faibles que la fibre FMC As_2Se_3.

3.1.4 Conclusion sur les fibres microsctructurées chalcogénure

Dans ce chapitre nous avons présenté notre contribution à la caractérisation de fibres FMC. Ces caractérisations font partie des premières caractérisations optiques de fibres FMC jamais réalisées.

Nos travaux ont démontré que des avancées technologiques importantes ont été accomplies, aussi bien sur l'aspect de la maîtrise du fibrage des verres de chalcogénure que sur la réduction de l'atténuation de ces fibres, par nos collaborateurs PERFOS et EVC.

Même si, en l'état actuel, les pertes dans ces fibres sont encore trop importantes, nous sommes confiant sur la possibilité de réaliser des fibres avec des pertes avoisinant la valeur de 1 dB/m, ce qui serait de très bon augure pour la réalisation de dispositifs de régénération optique, comme nous le verrons au chapitre 4. La poursuite de ces travaux s'effectue dans le cadre du projet FUTUR.

3.2 Fibres microstructurées en verre de silice

Un des objectifs du projet ECOFON, et donc de cette thèse, est la caractérisation des fibres fortement non-linéaires microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS. Même si la silice est moins non-linéaire que le verre de chalcogénure, son fibrage est maîtrisée et l'atténuation des fibres peut être nettement moindre (quelques dB/km contre quelques dB/m). Il existe donc également un intérêt à réaliser des fibres fortement non-linéaires à partir du verre de silice. Pour ces fibres, l'augmentation de la non-linéarité passe par une réduction de l'aire effective du mode et c'est la technologie des fibres microstructurées qui a été choisie.

Les fibres microstructurées en verre de silice (FMS) que nous avons caractérisées sont des fibres à cinq couronnes de trous d'air, fabriquées par PERFOS par la méthode "stack and draw".

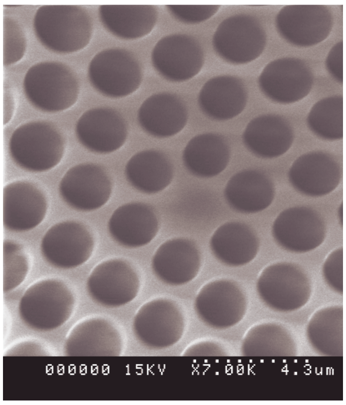

FIG. 3.9 – Photographie au MEB de la fibre HF125.

En 2005, nous avons caractérisé des fibres FMS de diamètres extérieurs différents : de 90 μm à 125 μm. Par la suite, nous les nommerons "HF" suivi par la valeur du diamètre extérieur, par exemple HF125 pour la fibre FMS de diamètre extérieur de 125 μm. A partir de la même préforme, l'idée de fibrer avec des diamètres extérieurs différents permet d'avoir plusieurs fibres avec des valeurs de non-linéarité et de dispersion différentes. La figure 3.9 est une photographie au MEB de la fibre HF125.

3.2.1 Caractérisations opto-géométriques

Nous avons présenté, dans le paragraphe 3.1.1, la technique de champ proche qui permet de mesurer le DM de fibres optiques et d'en déduire la valeur du coefficient non-linéaire, connaissant la valeur de l'indice non-linéaire du matériau. Cette technique est appropriée à la mesure de fibres dont l'ON est faible. Si l'aire effective de la fibre est petite (quelques μm^2), son ON est importante et la lumière en sortie de fibre n'est plus totalement capturée par la lentille. Ceci provoque des erreurs dans l'estimation du DM. Les fibres FMS que nous avons eu à caractériser sont de ce type. Nous avons donc dû faire les mesures de leur aire effective par une méthode plus adaptée : la méthode du champ lointain.

Le principe de cette méthode est d'enregistrer la distribution d'intensité de la lumière en fonction de la position d'un détecteur en rotation autour de l'extrémité de la fibre. La figure 3.10 présente le schéma du montage.

L'extrémité d'une fibre FMS est couplée au moyen d'un connecteur à un laser continu émettant à la longueur d'onde de 1552 nm. L'autre extrémité, non-connectorisée, est fixée sur un support. A une distance R d'environ une centaine de fois le diamètre de cœur estimé de la fibre, nous plaçons un détecteur. En réalité, l'intensité lumineuse est captée par une fibre multimode à gradient d'indice reliée à une photodiode. Un moteur pas à pas est utilisé pour faire tourner l'extrémité de la fibre multimode autour de l'extrémité non-connectorisée de la fibre à mesurer. L'angle maximum de rotation est de 90° de chaque côté.

Pour connectoriser une des extrémités de la fibre FMS, nous effectuons une soudure entre

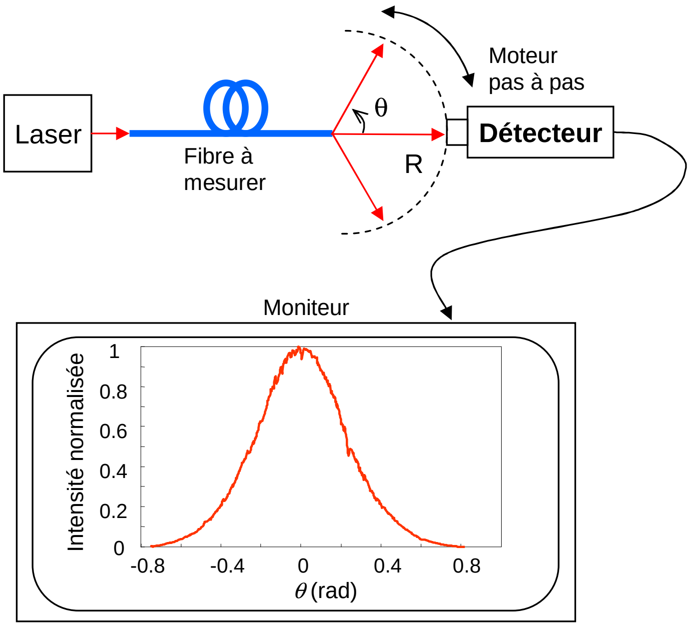

FIG. 3.10 – Schéma de mesure en champ lointain.

la fibre FMS et la fibre SMF. Une procédure particulière assure des pertes de soudure de l'ordre de quelques dB au maximum. La technique retenue consiste à utiliser un tronçon de fibre à grande ouverture numérique (ou HNA pour High Numerical Aperture) qui se place entre la fibre FMS et la fibre SMF pour adapter le mode entre la fibre SMF et la fibre FMS afin de diminuer les pertes (figure 3.11).

La méthode du champ lointain permet de mesurer une distribution angulaire d'intensité. A partir de cette mesure, nous pouvons estimer le DM de la fibre en supposant que cette distribution est de forme gaussienne [115].

Par contre, les fibres dont la structure est plus complexe que celle des fibres à saut d'indice, peuvent avoir une distribution non-gaussienne. Lorsque la distribution est très différente de la forme gaussienne, il faut calculer la distribution du champ électrique en champ proche $F(r)$ à partir de la distribution en champ lointain $f(\theta)$ à l'aide de la transformée de Hankel inverse (TH^{-1}) [116–118]. La figure 3.12 illustre les coordonnées en champ proche en sortie de la fibre et les coordonnées en champ lointain [116, 117].

Les relations entre la distribution de la lumière en champ proche $F(r)$ et la distribution de la lumière en champ lointain $f(\theta)$ (dans le plan de la figure 3.12) sont les suivantes [117] :

$$f(p) = \cos(\theta) \int_0^{\infty} F(r) J_0(rp) r dr = \cos(\theta) \mathrm{HT}[F(r)] \tag{3.1}$$

$$F(r) = \int_0^{\infty} \left[\frac{f(p)}{\cos(\theta)} \right] j_0(rp) dp = \mathrm{HT}^{-1} \left[\frac{f(p)}{\cos(\theta)} \right] \tag{3.2}$$

où $p = 2\pi \sin(\theta)/\lambda$, TH et TH^{-1} sont les transformées de Hankel et de Hankel inverse respectivement et le terme $\cos(\theta)$ est un facteur angulaire qui ramène la distribution $f(\theta)$

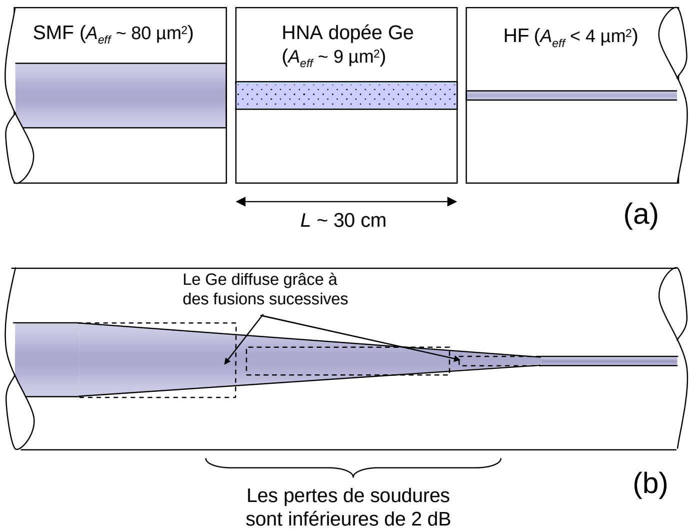

Fig. 3.11 – Utilisation d'une fibre HNA pour adapter le mode entre la SMF et la fibre FMS : (a) avant la soudure et (b) après la soudure.

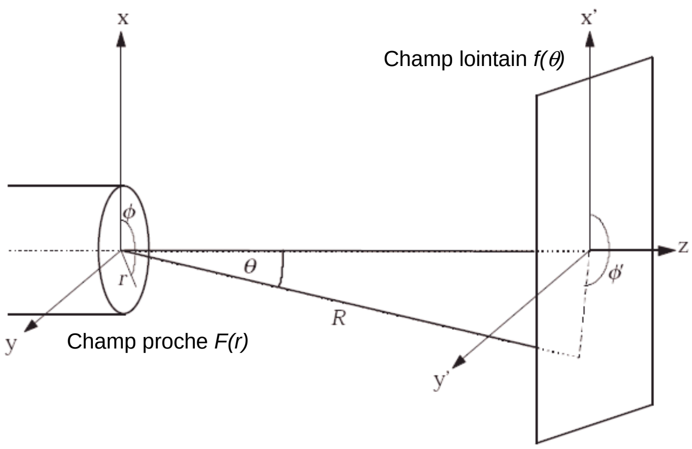

Fig. 3.12 – Coordonnées en champ proche et en champ lointain.

Fibre	A_{eff} (μm^2)	γ (W^{-1}km^{-1})
HF125	$4,1 \pm 0,2$	26
HF100	$2,1 \pm 0,2$	53
HF96	$2,8 \pm 0,2$	38,3
HF92	$2,4 \pm 0,2$	44,2

TAB. 3.1 – Résultats des mesures de l'aire effective et calcul du coefficient non-linéaire correspondant pour différentes fibres FMS.

mesurée dans un plan à une distribution mesurée sur la surface d'une sphère de rayon R. Avec notre banc de mesure, l'intensité en champ lointain est mesurée directement sur la surface d'une sphère. Par conséquent, le facteur angulaire est omis dans les calculs.

Selon l'équation (3.2), le calcul de la transformée de Hankel est effectué à partir de la demi-distribution en champ lointain ($\theta > 0$). Le résultat donne la demi-distribution en champ proche $F(r)$. En supposant une symétrie de révolution, l'aire effective est calculée selon la formule (1.14) que nous rappelons ici :

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |F(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 dr}$$

Dans le cas où l'on doute de la symétrie de révolution, deux calculs de transformée de Hankel inverse sont effectués (pour $\theta > 0$ et $\theta < 0$) et deux valeurs de A_{eff} sont calculées puis comparées. Si la différence entre les résultats est inférieure à 10%, la valeur moyenne est retenue.

Nous avons appliqué le calcul à l'aide de la transformée de Hankel inverse pour remonter aux résultats des mesures de l'aire effective des fibres FMS. Quatre fibres ont été mesurées avec des diamètres extérieurs de 92 μm, 96 μm, 100 μm et 125 μm respectivement. Pour chaque fibre, plusieurs mesures sont effectuées. Le résultat retenu est défini comme la valeur moyenne des différentes mesures.

La figure 3.13.a est un exemple de distribution d'intensité en champ lointain (en échelle logarithmique) en fonction de l'angle de rotation pour la fibre HF92. La figure 3.13.b est la distribution d'intensité en champ proche en fonction du rayon de la fibre, calculée à l'aide de la transformée de Hankel inverse. Pour cette fibre, la distribution d'intensité en champ lointain est symétrique et non-bruitée. D'autres mesures, correspondant à des vitesses de moteur différentes, sont identiques. Le résultat du calcul de A_{eff} est de $2,4 \pm 0,2$ μm^2, correspondant à un coefficient non-linéaire d'environ 44,2 W^{-1}km^{-1}.

Les résultats de la mesure de l'aire effective et du coefficient non-linéaire pour les autres fibres FMS sont donnés dans le tableau 3.1.

Ces résultats montrent que la fabrication de fibres FMS présentant de très petites aires effectives, et donc de forts coefficients non-linéaires, est maîtrisée par PERFOS. Nous allons maintenant caractériser les pertes de ces fibres.

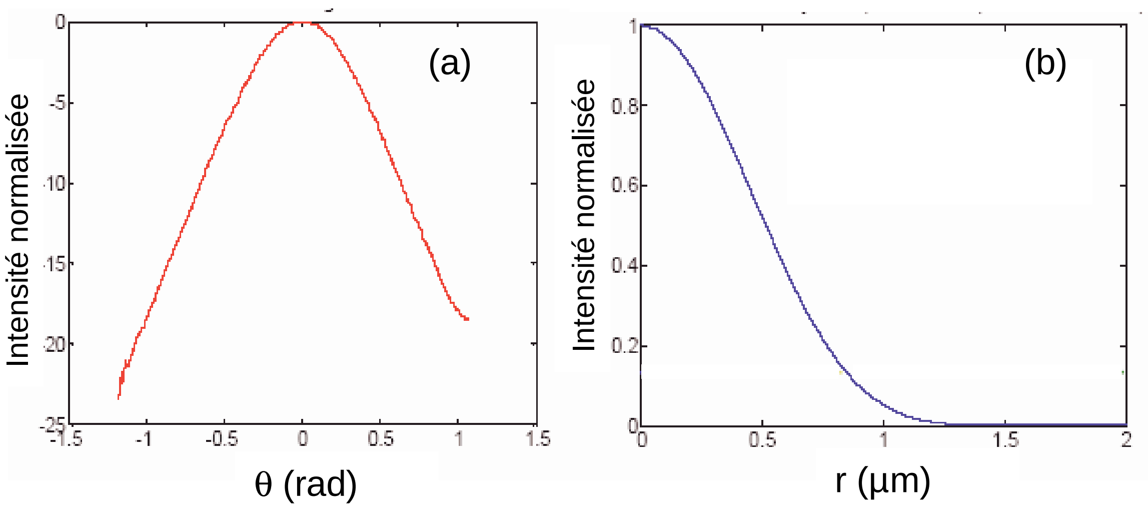

FIG. 3.13 – (a) Exemple de distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92. (b) Demi-distribution en champ proche calculée à partir de la distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92.

3.2.2 Mesure des pertes

Les pertes des fibres FMS sont mesurées par la méthode "cut-back" ainsi que par réflectométrie en utilisant un appareil commercial OTDR (Optical Time Domain Reflectometer). Le principe de l'OTDR est de détecter et d'analyser, en fonction du temps, la lumière rétrodiffusée par une fibre optique.

Les pertes des fibres FMS varient de 5,6 dB/km à 30 dB/km selon la structure de la fibre. Généralement, plus l'aire effective de la fibre est petite, plus les pertes sont importantes.

Les pertes les plus faibles sont celles de la fibre HF125. La figure 3.14.a présente l'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde pour une plage de longueur d'onde de 1000 nm à 1600 nm mesurées par l'OTDR. Cette fibre présente une atténuation aussi faible que 5,6 dB/km à 1550 nm ce qui est une valeur extrêmement intéressante pour ce type de fibre. De plus, cette fibre possède également une atténuation aussi faible que 7 dB/km à 1480 nm. Ceci est dû à la réduction des pertes du pic OH à 1400 nm. En effet, l'atténuation de cette fibre à 1400 nm est de 40 dB/km contre 75 dB/km pour la meilleure fibre rapportée jusqu'alors (voir figure 3.14.b) [11]. La raison de cette réduction des pertes à 1400 nm est due à une grande maîtrise du processus de fabrication par PERFOS [119]. Ce contrôle permet d'envisager la fabrication de fibres FMS avec des pertes à 1400 nm inférieures à 30 dB/km et des pertes à 1550 nm de l'ordre de 1 dB/km.

3.2.3 Mesure de gain Raman

Grâce à son fort coefficient non-linéaire ($\simeq 26\ W^{-1}km^{-1}$) associé à sa faible atténuation à 1550 nm ($\simeq$ 6 dB/km) et à 1480 nm ($\simeq$ 7 dB/km), la fibre HF125 possède des caractéristiques intéressantes pour l'amplification Raman.

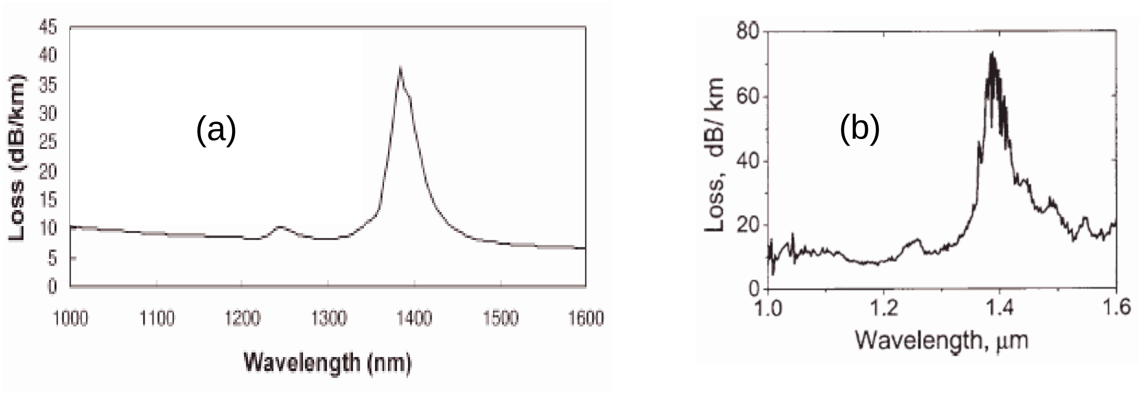

Fig. 3.14 – (a) Pertes de la fibre HF125 et (b) pertes de la fibre FMS de la référence [11].

Nous avons réalisé le montage de la figure 3.15.a [119]. La pompe à 1480 nm est un laser à fibre non polarisé délivrant une puissance maximum de 2 W. Dans la fibre FMS, la puissance maximum mesurée est égale à $P_p = 1,53$ W. La source à 1570 nm est un laser à semiconducteur à cavité externe dont on fait varier la puissance au moyen d'un atténuateur variable. Dans cette expérience 735 m de fibre FMS ont été utilisés. Le gain Raman $G_{on/off}$ est défini comme le rapport (en dB) entre la puissance du signal en sortie de fibre lorsque la pompe est allumée et la même puissance lorsque la pompe est éteinte. La figure 3.15.b montre l'évolution de $G_{on/off}$ en fonction de la puissance du signal pour plusieurs valeurs de la puissance de pompe. Le gain maximum est d'environ 17 dB, obtenu pour une puissance de pompe maximum de 1,53 W. Le gain net (incluant les pertes à 1570 nm) est d'environ 12,5 dB pour 1,5 W de pompe c'est-à-dire 8,3 dB/W [119, 120]. Cette valeur est supérieure à la valeur de 6 dB/W obtenue par Yusoff *et al.* [121] dans une fibre FMS au moyen d'une pompe polarisée (équivalent à 3 dB/W en pompe non polarisée) à 1536 nm.

3.2.4 Mesure de la dispersion

Les fibres FMS que nous venons de décrire présentent des caractéristiques intéressantes en raison de leur forte non-linéarité et de leur faible atténuation. Ces deux caractéristiques sont indispensables à la réalisation de dispositifs de régénération optique. Une troisième caractéristique importante qu'il nous faut connaître est la valeur de la dispersion chromatique autour de 1550 nm.

Grâce à la grande flexibilité de leur structure, les fibres FMS peuvent prendre des valeurs très différentes de dispersion (positive, negative ou nulle). La difficulté de fabriquer des fibre FMS avec une dispersion choisie à une longueur d'onde donnée consiste à maîtriser la géométrie de la fibre au cours du fibrage. En fibrant de la fibre FMS avec des diamètres extérieurs de différentes valeurs Perfos nous a permis d'étudier des fibres FMS présentant plusieurs valeurs de dispersion chromatique.

Ceci nous a conduit à élaborer une méthode originale pour mesurer la dispersion chromatique des fibres optiques. Cette méthode, que nous allons décrire dans ce paragraphe, est

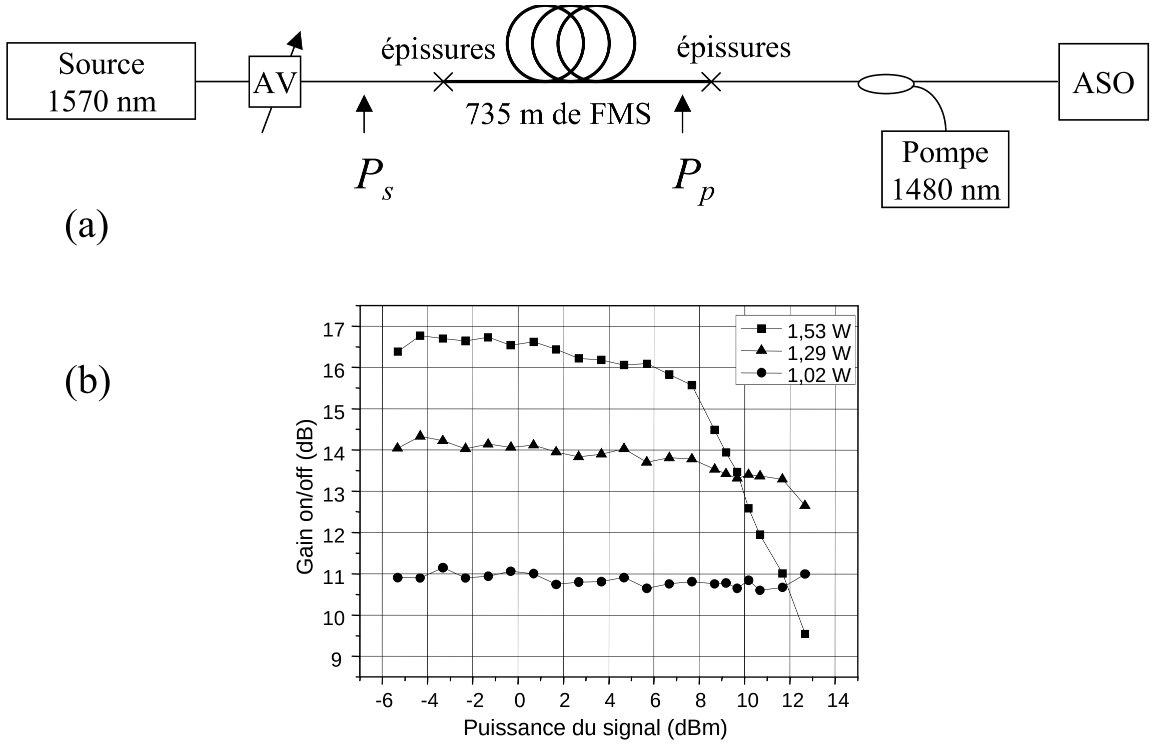

FIG. 3.15 – (a) Montage pour la mesure de gain Raman ; AV = atténuateur variable ; ASO = analyseur de spectre optique. (b) Evolution du gain on/off en fonction de la puissance du signal pour plusieurs valeurs de la puissance de pompe.

basée sur le phénomène de compression soliton dans une fibre optique [122, 123]. Puisque l'effet soliton n'est observable que dans les fibres à dispersion positive, notre méthode n'est valable que pour ce type de fibre.

Dans ce paragraphe, nous allons d'abord décrire en détail le phénomène de compression soliton dans une fibre à dispersion positive. Nous expliquerons ensuite le principe de notre méthode. Après avoir validé notre méthode à l'aide de simulations numériques, nous présenterons les mesures que nous avons faites sur les fibres FMS réelles.

3.2.4.1 La compression soliton

Considérons une impulsion courte de type sécante hyperbolique, suffisamment énergétique, injectée dans une fibre optique. Elle subit simultanément l'effet de la dispersion et de l'automodulation de phase. Lorsque la dispersion de la fibre est positive, ces deux effets peuvent se compenser et conduire à la formation de solitons.

Le mot soliton fut introduit en 1965 par Zabrusky et Kruskal [124] : il évoque la notion d'onde "solitaire". La terminaison en "on" rappelle que cette impulsion a des propriétés qui se rapprochent de celle d'une particule dans un réseau de vibration ayant un comportement non linéaire [23].

Un paramètre très important est l'ordre N du soliton, défini par l'équation (2.4). En

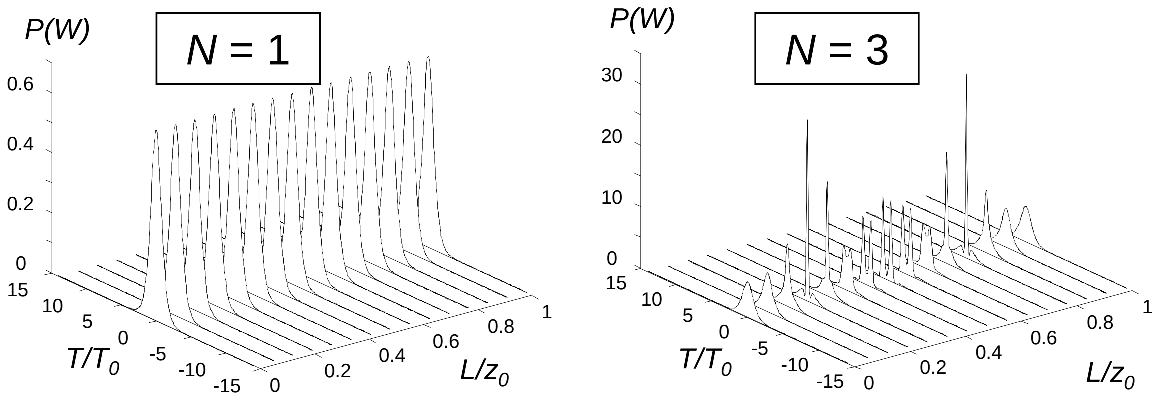

FIG. 3.16 – Evolution, sur une période soliton, d'une impulsion solitonique d'ordre 1 et d'ordre 3.

introduisant l'équation (1.24) et l'équation (1.32) dans la relation (2.4), on obtient :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \tag{3.3}$$

où γ est le coefficient non-linéaire de la fibre, P_0 la puissance crête de l'impulsion, T_0 la demi-durée de l'impulsion et β_2 le coefficient de dispersion du deuxième ordre. Ce dernier est relié à la dispersion D selon la formule suivante :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda_0^2 D}{2\pi c} \tag{3.4}$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Si $N = 1$, l'impulsion se propage sans déformation (c'est le soliton d'ordre 1) alors que si $N > 1$, elle subit une évolution présentant une compression périodique. La période z_0 du soliton est donnée par [22] :

$$z_0 = \frac{\pi L_D}{2} \tag{3.5}$$

La figure 3.16 illustre la propagation d'un soliton d'ordre 1 et d'un soliton d'ordre 3. A l'ordre 3, nous constatons que l'impulsion passe deux fois par son état le plus compressé au bout d'une distance z_0.

La figure 3.17 illustre le phénomène de compression que nous allons maintenant expliquer. A l'avant de l'impulsion, c'est-à-dire dans la zone du front montant de l'impulsion, le phénomène d'auto-modulation de phase crée de nouvelles fréquences plus basses par rapport à la fréquence centrale de l'impulsion. Ces fréquences sont ralenties à cause de la dispersion positive de la fibre. Dans la zone du front descendant de l'impulsion (à l'arrière de l'impulsion), le phénomène d'auto-modulation de phase crée des fréquences plus hautes qui sont accélérées. Cette différence entre la vitesse des deux fronts de l'impulsion est à l'origine du phénomène de compression. Plus la distance de propagation est grande, plus la différence de vitesse est grande. A un certain moment (à une certaine distance de propagation), les

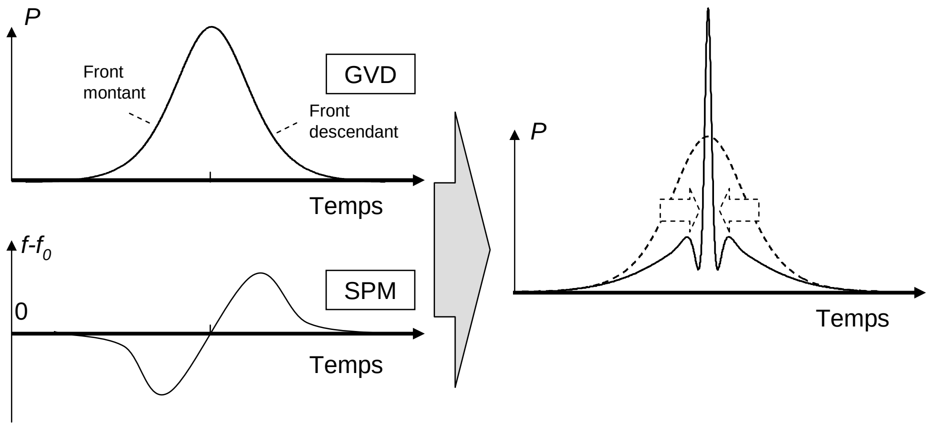

FIG. 3.17 – Explication du phénomène de compression soliton.

photons accélérés provenant de l'arrière de l'impulsion rejoignent les photons ralentis de l'avant de l'impulsion. C'est le moment où la compression est maximale. A partir de ce point, les photons accélérés dépassent les photons ralentis et commencent à élargir l'impulsion. Plus l'impulsion est élargie, plus la différence de vitesse entre les photons diminue. Au centre de l'impulsion, plusieurs pics peuvent se former. Le nombre de pics dépend de l'ordre soliton [22]. Lorsque la différence de vitesse revient à zéro, tous les changements précédents vont se reproduire en sens inverse. L'impulsion va retrouver un état de compression maximale avant de revenir quasiment à sa forme initiale (si l'impulsion est de type sécante hyperbolique, elle retrouve exactement sa forme initiale). La succession de ces phénomènes se produit au cours d'une période soliton. A la fin d'une période, le processus recommence.

Pour une fibre donnée et un ordre soliton N donné, la longueur L de fibre telle que l'impulsion est compressée au maximum une première fois dépend de la relation empirique suivante, obtenue en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger non-linéaire [22, 125] :

$$\frac{L}{z_0} \simeq \frac{0,32}{N} + \frac{1,1}{N^2} \tag{3.6}$$

Cette relation implique que, pour une longueur donnée de fibre, il existe un ordre soliton qui réalise la compression de l'impulsion en sortie de fibre. La figure 3.18 représente l'évolution d'une impulsion, en sortie d'une fibre de longueur $L = 0,23z_0$, en fonction de l'ordre soliton. La compression maximum est réalisée pour $N = 3$ dans ce cas. Cette valeur vérifie bien l'équation (3.6).

3.2.4.2 Principe de la méthode de mesure de la dispersion

En utilisant les relations (3.3), (3.4), (3.5) et (1.24) dans l'équation (3.6), nous avons proposé d'extraire la valeur de la dispersion D en fonction de la puissance crête de l'impulsion en entrée :

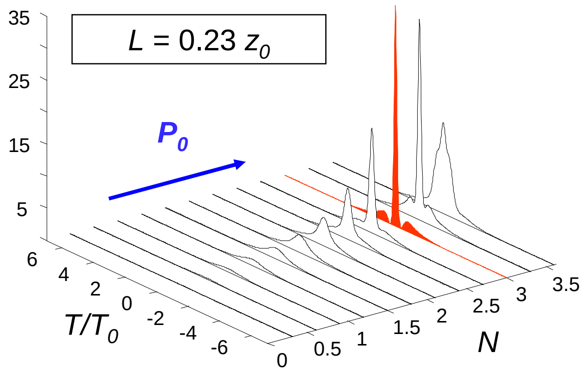

FIG. 3.18 – Evolution d'une impulsion solitonique en fonction de l'ordre soliton pour une longueur de fibre donnée.

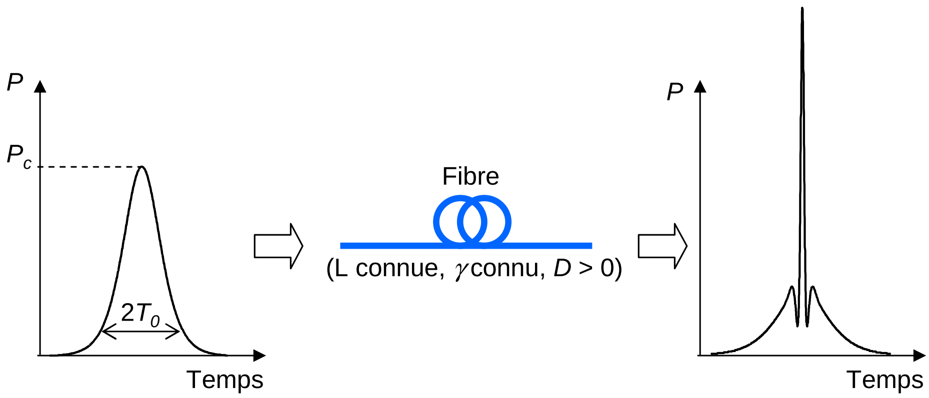

FIG. 3.19 – Principe de la mesure de dispersion : on relève la puissance en entrée d'une impulsion solitonique compressée au maximum en sortie de fibre.

$$D \simeq \frac{2\pi c\gamma T_0^2 P_c}{\lambda_0^2(2\gamma L P_c - 1,1\pi)^2} \tag{3.7}$$

où nous avons supposé $0,32\pi = 1$.

L'équation (3.7) est la relation clé de notre technique de mesure de la dispersion d'une fibre à dispersion positive : pour une fibre de longueur L et de coefficient non-linéaire γ connus, la mesure de la puissance crête P_c pour laquelle la compression maximale est atteinte (figure 3.19), donne accès à la valeur de la dispersion.

Notons que la relation (3.7), peut être utilisée pour la mesure du coefficient non-linéaire γ à partir de P_c si la dispersion D est connue. En effet, d'après la relation (3.6), γ vérifie l'équation du second degré suivante :

$$(2\lambda_0 L P_c)^2 D\gamma^2 - 2\pi P_c(2.2\lambda_0^2 LD + cT_0^2)\gamma - 1.21\pi^2\lambda_0^2 D = 0 \tag{3.8}$$

Cette équation admet deux solutions. Pour identifier la bonne solution, il faut remarquer que la relation (3.6) n'est valable que pour $2\gamma L P_c - 1,1\pi > 0$. Nous retiendrons la solution de (3.8) qui vérifie cette condition.

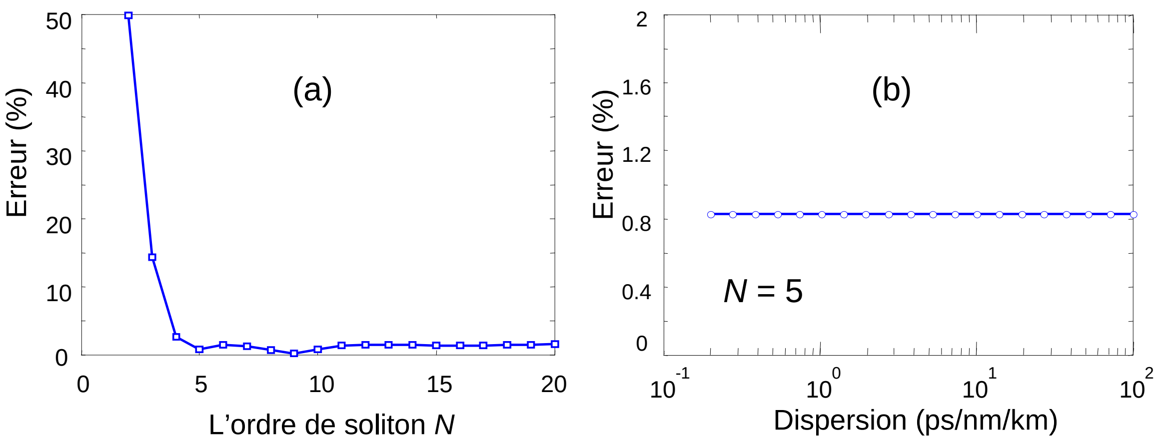

FIG. 3.20 – Erreur de la mesure en fonction de l'ordre soliton (a) et en fonction de la valeur de dispersion (b).

3.2.4.3 Validation numérique de la méthode proposée

Nous avons tout d'abord effectué des simulations numériques (en résolvant l'ENLS au moyen de notre méthode numérique MCLEM que nous avons présentée dans le chapitre 2) pour vérifier si la valeur de D, calculée à partir de la valeur de la puissance pour laquelle il y a compression maximale, correspondait bien à la valeur de D utilisée dans la simulation. Considérons par exemple une impulsion en entrée de type sécante hyperbolique dont la largeur à mi-hauteur T_{FWHM} est égale à 5 ps. Le coefficient non-linéaire γ de la fibre étudiée est 1,3 $\mathrm{W}^{-1}\mathrm{km}^{-1}$.

L'erreur relative ϵ entre la valeur de dispersion "mesurée" $D_{\text{mesurée}}$ et la valeur de dispersion théorique $D_{\text{théorique}}$ est définie par :

$$\epsilon = \frac{D_{\text{mesurée}} - D_{\text{théorique}}}{D_{\text{théorique}}} \tag{3.9}$$

La figure 3.20.a représente l'évolution de l'erreur ϵ en fonction de l'ordre soliton N pour une valeur de $D = 17$ ps/nm/km. Pour tracer cette courbe, c'est la valeur de L qui varie, de sorte que chaque valeur de N correspond bien à un état de compression maximale. De la même manière, la figure 3.20.b représente l'erreur ϵ en fonction de la valeur de D pour un ordre soliton fixé à $N = 5$

Sur la figure 3.20.a, nous constatons qu'avec $N > 4$, l'erreur est inférieure à 3%, alors que pour $N < 4$, l'erreur devient plus importante ($> 10\%$) et augmentent très rapide. Ces erreurs sont dues aux approximations utilisées dans (3.6). Pour $N < 4$, une meilleure approximation devra par conséquent être utilisée. Nous présenterons par la suite une autre relation remplaçant l'équation (3.6) pour $N < 4$.

En ce qui concerne la figure 3.20.b, lorsque l'ordre de soliton est fixé, l'erreur de mesure est constante sur toute la gamme de dispersion positive.

En résumé, pour $N > 4$, le paramètre de dispersion anormale d'une fibre peut être mesuré avec une erreur systématique inférieure à 3%.

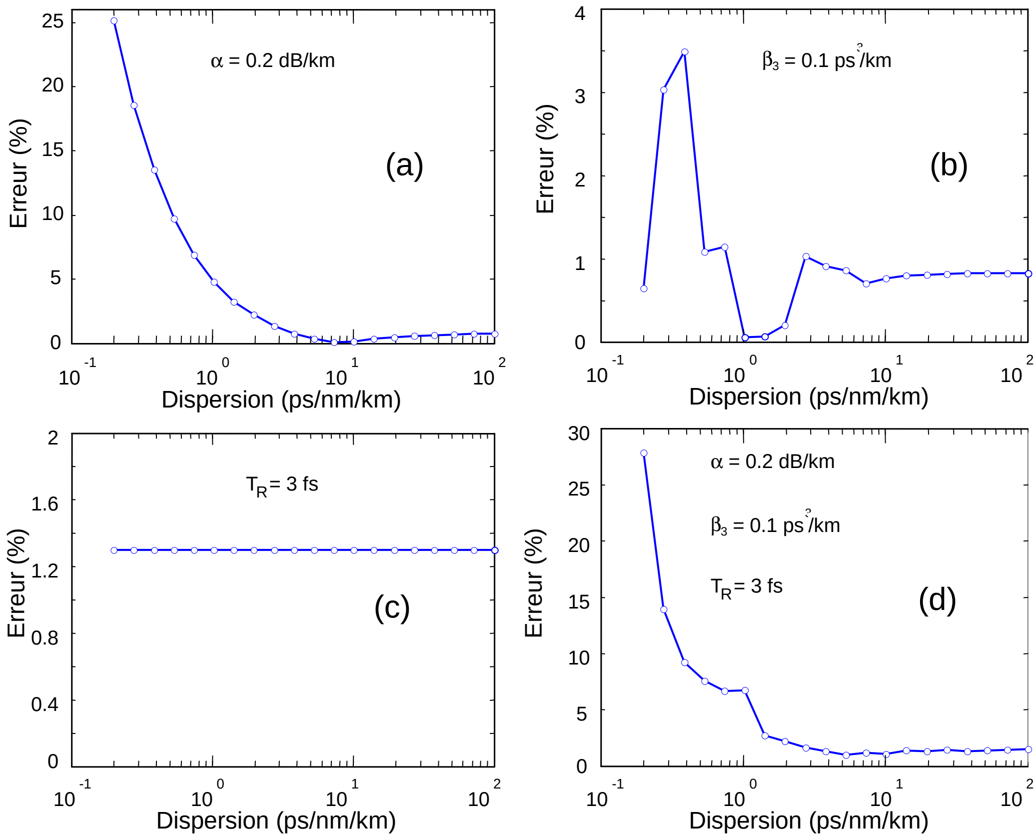

FIG. 3.21 – Erreur systématique de la mesure en fonction de la valeur de dispersion sous l'influence : (a) des pertes, (b) du coefficient de dispersion du troisième ordre, (c) d'auto-raidissement et de réponse Raman, et (d) tous ces phénomènes en même temps.

Les simulations précédentes ont été effectuées en négligeant les pertes de la fibre et les phénomènes d'ordre supérieur tels que la dispersion du troisième ordre, la réponse Raman ou le auto-raidissement. Comme ces effets ne sont pas toujours négligeables, nous allons maintenant étudier leur influence.

La figure 3.21 représente les variations de l'erreur de mesure en fonction de la dispersion si nous prenons en compte séparément les pertes (figure 3.21.a), la dispersion du troisième ordre (figure 3.21.b), l'auto-raidissement et la réponse Raman (figure 3.21.c) et tous ces phénomènes en même temps (figure 3.21.d). Dans ces cas, l'ordre soliton est fixé à $N = 5$.

Nous constatons que, dans la zone de faible dispersion, les pertes de la fibre influencent beaucoup la mesure. Elles peuvent provoquer des erreurs jusqu'à 25%. Par contre, si l'on considère que l'erreur systématique acceptable est inférieure à 5%, les phénomènes du troisième ordre sont négligeables. Dans tous les cas, notre méthode est valable pour $D > 1$ ps/nm/km.

Nous voulons également noter que notre méthode est applicable non seulement pour des impulsions de type sécante hyperbolique mais aussi pour des impulsions gaussiennes. La figure 3.22 montre que l'erreur est inférieure à 5% pour les impulsions gaussiennes pour les

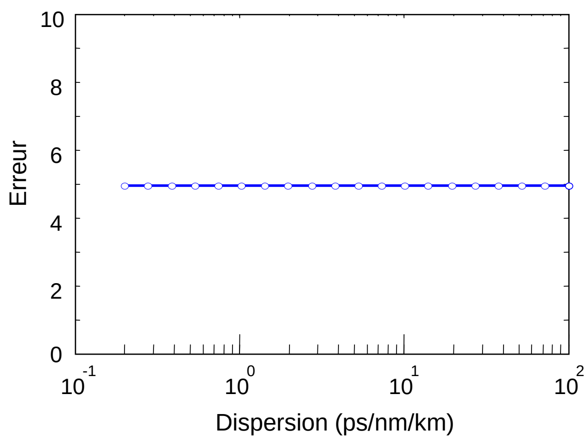

FIG. 3.22 – Erreurs systématiques de mesure en fonction de la valeur de dispersion si l'on prend des impulsions gaussiennes.

mêmes paramètres de simulation que ceux de la figure 3.20.

3.2.4.4 Correction de la relation de compression

La relation (3.6) peut être réécrite au moyen de la forme générale suivante :

$$\frac{L}{z_0} \approx \frac{C_1}{N^2} + \frac{C_2}{N} + C_3, \tag{3.10}$$

avec $C_1 = 1{,}1$, $C_2 = 0{,}32$ et $C_3 = 0$.

Nous avons vérifié que l'erreur induite par les différentes approximations est inférieure à 3% si $N > 4$. Si $N < 4$, l'erreur devient très importante. Nous avons donc établi une nouvelle solution empirique pour l'expression de L/z_0 en fonction de N pour $1 < N \leq 4$. Elle a une forme mathématique semblable à la relation (3.10) mais avec les paramètres suivants [123] :

$$C_1 = 2,86, C_2 = -0,76, C_3 = 0,17. \tag{3.11}$$

La figure 3.23.a représente l'évolution exacte de L/z_0 en fonction de N (points) et la solution approchée par la relation (3.6). La figure 3.23.b est un zoom autour des faibles valeurs de N ($2 < N \leq 4$). On remarque que notre nouveau jeu de paramètres C_1, C_2, C_3 est plus adapté pour l'ajustement de la courbe exacte.

Finalement, la relation (3.6) devient :

$$\begin{cases} L/z_0 = 1,1/N^2 + 3,2/N & \text{pour} \quad N > 4 \\ L/z_0 = 2,86/N^2 - 0,76/N + 0,17 & \text{pour} \quad 1 < N \leq 4 \end{cases} \tag{3.12}$$

Le système (3.6) permet d'établir une autre relation plus précise que l'équation (3.7) pour $1 < N \leq 4$. Cela nous permet d'augmenter la précision du calcul de D si l'on connaît la valeur de γ. Grâce à cette correction, nous avons pu constater une erreur inférieure à 3% sur toute la gamme des valeurs de N.

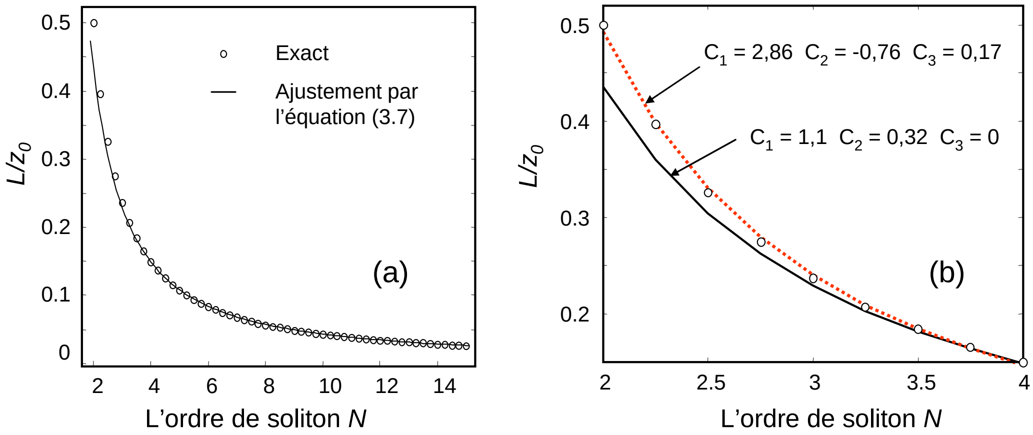

FIG. 3.23 – Évolution de L/z_0 (points blancs) en fonction de l'ordre soliton N.

Par contre, pour calculer γ à partir de la valeur de D, nous rencontrons une difficulté puisqu'on ne connaît pas la valeur de N (qui est calculé à partir de γ). Pour surmonter ce problème, une procédure en deux étapes doit être appliquée. La première étape consiste à utiliser la relation (3.8) pour calculer γ. La deuxième étape est de calculer N à partir de cette valeur de γ pour savoir si N est supérieur ou inférieur à 4. Si $N \leq 4$, on re-calcule γ en utilisant la deuxième relation dans l'équation (3.12).

3.2.4.5 Mesures expérimentales

En appliquant la technique présentée précédemment, nous avons fait des mesures sur 22 m de fibre HF125. Le schéma de l'expérience est présenté sur la figure 3.24.

La source est un laser à fibre à modes bloqués avec les caractéristiques suivantes : longueur d'onde $\lambda_0 = 1560$ nm, durée d'impulsion $T_0 = 3{,}14$ ps ($T_{FWHM} = 5{,}53$ ps), largeur spectrale $\Delta\lambda = 0{,}52$ nm, taux de répétition $R = 19{,}3$ MHz. La puissance moyenne injectée dans la fibre HF125 est contrôlée avec un puissance-mètre en sortie du coupleur 3 dB. La valeur maximale de la puissance moyenne de ce laser est d'environ 10 dBm. Les pertes dues aux épissures entre la fibre standard et la fibre HF125 sont d'environ 1,2 dB. L'atténuateur mis avant l'entrée de la fibre permet de varier la puissance sur une gamme de 40 dB. Le contrôleur de polarisation permet de s'affranchir des effets de polarisation.

Grâce à l'atténuateur variable, nous faisons varier la puissance de l'impulsion injectée dans la fibre. A l'autocorrélateur optique, nous suivons la compression de l'impulsion en fonction de la puissance en entrée. Lorsque nous constatons visuellement la compression maximale, nous capturons le signal en sortie. Pour éviter de se fier uniquement à l'appréciation visuelle de la compression maximale, nous effectuons dix enregistrements de part et d'autre de la puissance optimale par pas de 0,1 dB. Après traitement des courbes nous sélectionnons la puissance correspondant à la compression maximale réelle.

Dans notre cas précis, nous avons sélectionné (parmi dix enregistrements) une forme compressée en sortie correspondant à une puissance moyenne $< P_c >$ en entrée de 0,69 mW

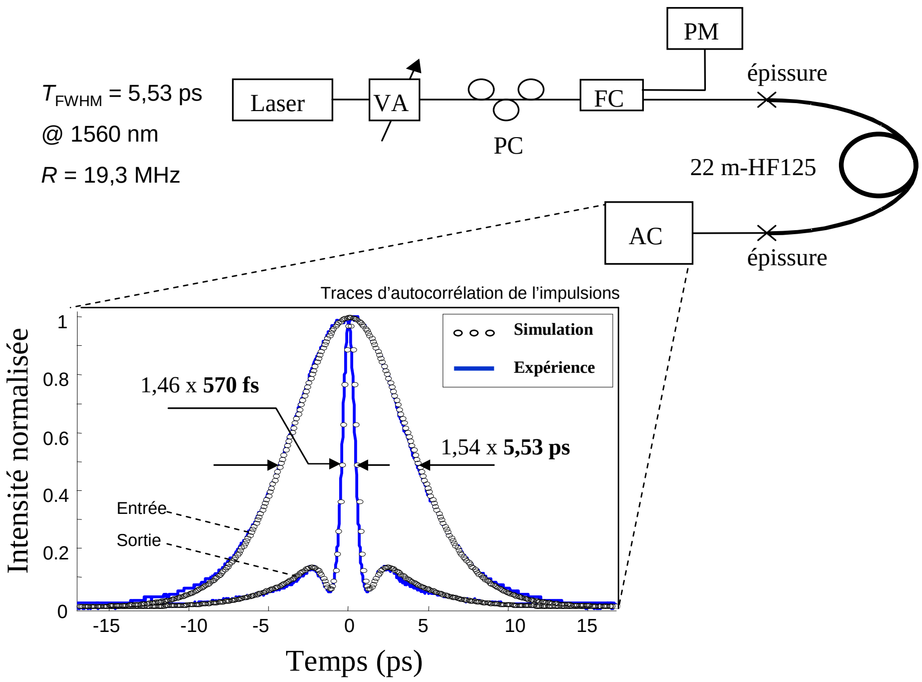

FIG. 3.24 – Schéma de la mesure de dispersion par la technique de compression soliton. VA : attenuateur variable, PC : contrôleur de polarisation, PM : puissance-mèttre, FC : coupleur, AC : autocorrelateur.

Fibre	λ_0 (nm)	L (m)	P_c (W)	γ ($W^{-1}km^{-1}$)	$D_{\text{mesurée}}$ (ps/nm/km)	$D_{\text{référence}}$ (ps/nm/km)	Erreur relative (%)
HF125	1560	22	17,7	26,0	123,0	120,0	2,5
SMF	1560	316	13,8	1,37	19,2	18,4	4,3
NZDSF	1560	2050	1,1	2,0	5,2	5,1	2,0

TAB. 3.2 – Résultats de mesures de dispersion par la méthode de compression pour les fibres HF125, SMF et NZDSF.

et donc à une puissance crête $P_c = 5,7$ W. En introduisant le coefficient non-linéaire γ de 26 $W^{-1}km^{-1}$ dans la formule (3.7), une valeur de dispersion $D = 120$ ps/nm/km a été trouvée.

Nous avons comparé cette valeur à la valeur obtenue par Dominique Le Duc de l'IREENA à Nantes par la méthode dite "optical low coherence reflectometry" (OLCR). Le principe de cette méthode est présenté dans les références [126, 127]. Nous constatons, sur la figure 3.25, un bon accord entre les deux mesures.

Pour valider notre méthode dans d'autres cas, nous avons refait des mesures pour la même fibre HF125 mais avec une autre durée d'impulsion (T_0 = 9,9 ps). Nous avons également appliqué notre méthode à deux autres types de fibres : 300 m de fibre SMF et 2 km de fibre NZDSF.

Les résultats de ces mesures sont présentées dans le tableau (3.2).

Nous confirmons que l'écart entre les valeurs mesurées grâce à notre méthode et les valeurs de référence $D_{\text{référence}}$ (données par le constructeur ou mesurées par l'IREENA) est

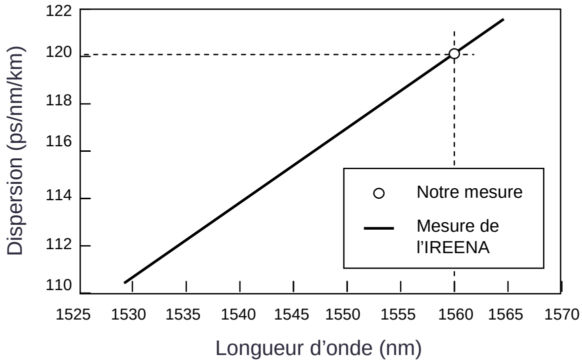

FIG. 3.25 – Courbe de dispersion de la fibre HF125 mesurée par la méthode OLCR par l'IREENA, Nantes et notre résultat de mesure.

inférieure à 5%.

3.2.5 Mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire

Dans la littérature, plusieurs méthodes existent pour mesurer séparément le coefficient non-linéaire [128–132] ou la dispersion [133–135]. Quelques méthodes permettent également de mesurer simultanément la dispersion et la non-linéarité de la fibre. Ces méthodes sont basées sur le mélange à quatre ondes [136, 137] et l'effet d'instabilité de modulation [138, 139] qui ne sont valables que pour des fibres à faible valeur de dispersion (autour du zéro de dispersion). La seule méthode permettant de mesurer ces deux paramètres pour une grande gamme de dispersion est une méthode basée sur la connaissance de la phase et de l'intensité de l'impulsion [140] à l'aide d'un dispositif FROG (Frequency-Resolved Optical-Gating). Toutefois, cette méthode requiert des simulations numériques supplémentaires pour obtenir les résultats. Une méthode qui permettrait de mesurer simplement et efficacement la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibres optiques serait donc d'un grand intérêt, notamment pour les laboratoires de recherche.

Pour le moment, la méthode que nous venons de décrire ne nous permet de mesurer qu'une seule des deux valeurs (D ou γ) car elle est basée sur une seule relation reliant D à γ (équation (3.7) ou (3.8)). Si nous voulons avoir la possibilité de mesurer les deux paramètres en même temps, il nous faut une relation supplémentaire reliant D et γ. C'est ce que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

3.2.5.1 Le principe

En complément de l'équation approchée (3.6) (dans notre méthode, elle est remplacée par le système (3.12)), la référence [125] donne une autre équation approchée concernant le facteur de compression de l'impulsion au moment de la compression maximale :

$$F_c \approx 4,1N \tag{3.13}$$

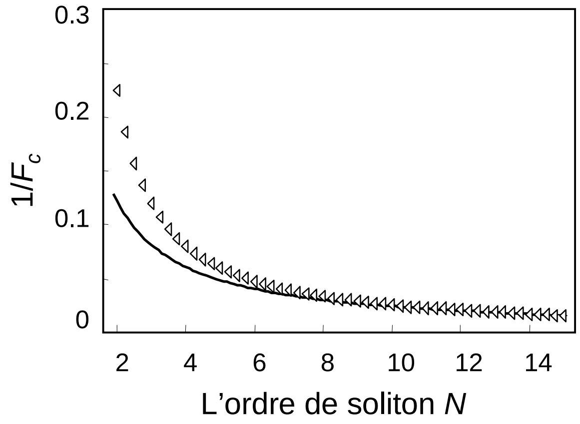

FIG. 3.26 – Relation exacte (triangles) et relation approchée (ligne continue) entre $1/F_c$ et N.

où F_c est défini comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur de l'impulsion en entrée de la fibre et celle de l'impulsion en sortie de fibre.

L'équation (3.13) indique que le facteur de compression maximal F_c ne dépend que de l'ordre soliton N. Ceci nous fournit une précieuse information puisqu'elle nous permet de déduire la valeur de N de la mesure du facteur de compression maximal en sortie de fibre. Grâce à cette valeur de N mesurée et à la mesure de P_c nous pouvons déduire D en appliquant une des équations du système (3.12). Enfin, les valeurs de N, D et P_c permettent de déduire γ d'après les relations (3.3) et (3.4).

En théorie, les formules (3.12) et (3.13) nous permettent donc de déduire D et γ des mesures de P_c et F_c. Cependant, la procédure que nous allons appliquer est un peu différente pour les raisons que nous allons détailler maintenant.

La formule empirique (3.13) n'est en fait réellement valable que pour $N > 10$. Ceci est clairement visible sur la figure 3.26 qui présente $1/F_c$ en fonction de N dans le cas exact (numérique) et le cas de la formule (3.13).

D'autre part, le facteur de compression auquel nous avons habituellement accès pendant les expérimentations est le rapport entre la largeur de la trace d'autocorrélation de l'impulsion en entrée et la largeur de la trace d'autocorrélation de l'impulsion compressée en sortie. Ce facteur est différent du facteur de compression résultant du rapport entre les impulsions réelles (sans autocorrélateur). On appellera F_a le facteur de compression d'autocorrélation. La figure 3.27 illustre un exemple de traces d'auto-corrélation d'une impulsion en entrée et d'une impulsion en sortie dans une simulation de compression de soliton.

Par ailleurs nous avons découvert que, non seulement le facteur de compression mais également la forme normalisée de l'impulsion, ne dépendait que de N. Nous entendons par forme normalisée d' l'impulsion, une normalisation de l'impulsion compressée par rapport à sa puissance crête et par rapport à T_0. Ceci implique que le paramètre R_a, défini comme le rapport entre l'intensité du pic central de la trace d'autocorrélation de l'impulsion et l'intensité des pics secondaires de la trace d'autocorrélation de l'impulsion, ne dépend que

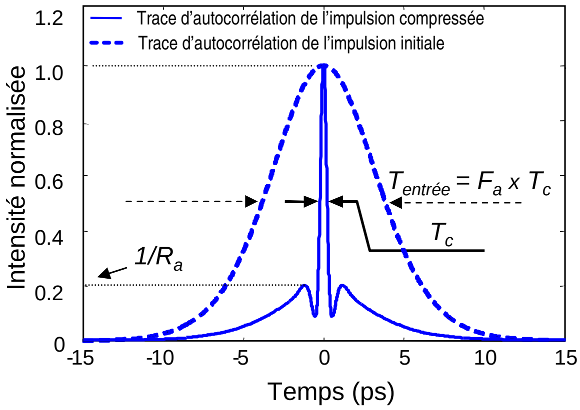

FIG. 3.27 – Exemple de trace autocorrélation d'impulsion en entrée et d'impulsion compressée ansi que la définition des paramètres Fa, Ra.

de N.

La mesure de R_a peut donc nous fournir une information supplémentaire pour mesurer N. Nous utiliserons cette information redondante pour améliorer la précision de notre méthode.

Puisque F_a et R_a sont des paramètres pertinents et accessibles par la mesure, nous avons choisi de rechercher les formules empiriques permettant de déterminer L/z_0 en fonction de F_a et R_a [123, 141]. Les formulses sont les suivantes :

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{3,224}{F_a^3} + \frac{3,373}{F_a^2} + \frac{1,774}{F_a} - 0,007, \tag{3.14}$$

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{9,775}{R_a\sqrt{R_a}} + \frac{18,075}{R_a} - \frac{11,347}{\sqrt{R_a}} + 2,438. \tag{3.15}$$

La relation (3.14) possède une précision de quelques pourcents pour $F_a < 80$ et la relation (3.15) possède une précision de quelques pourcents pour $R_a > 2{,}7$. La figure 3.28.a et la figure 3.28.b représentent les solutions exactes et approximatives de L/z_0 en fonction de F_a et R_a respectivement.

La méthode que nous proposons fonctionne comme suit : pour une longueur donnée L de fibre et pour une impulsion de type sécante hyperbolique de durée T_0 à la longueur d'onde λ_0, en ajustant la puissance de l'impulsion en entrée de la fibre, nous obtenons un ordre soliton N qui conduit à la compression maximale de l'impulsion. Nous avons alors deux méthodes pour remonter à la valeur de L/z_0. Ou bien on mesure F_a et on utilise l'équation (3.14) pour calculer L/z_0 (méthode A), ou bien on mesure R_a et on utilise l'équation (3.15) pour calculer L/z_0 (méthode B). Les valeurs de L/z_0 obtenues en utilisant la méthode A ou B seront appelées x_A et x_B respectivement. Théoriquement, les valeurs x_A et x_B sont identiques et peuvent être employées indifféremment pour déterminer la valeur de D d'après l'équation (3.5) :

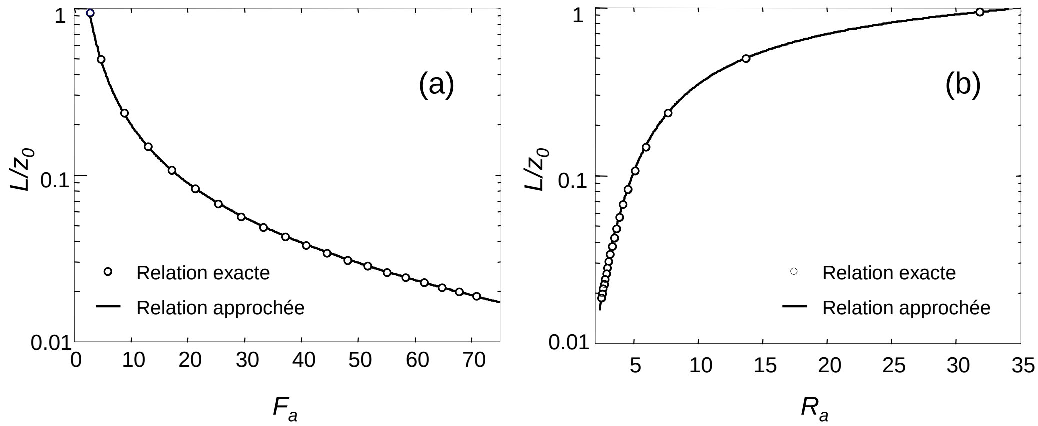

FIG. 3.28 – Evolution de L/z_0 en fonction de F_a (a) et en fonction de R_a (b).

$$D = x_i \left(\frac{\pi T_0}{\lambda_0}\right)^2 \frac{c}{L} \tag{3.16}$$

avec $i =$ A ou B.

La valeur de L/z_0 est ensuite utilisée pour déterminer la valeur de N d'après la relation (3.12). Puis, en connaissant D et N, la mesure additionnelle de P_c conduit à la valeur de γ d'après l'équation (3.3)

$$\gamma = \left(\frac{N\lambda_0}{T_0}\right)^2 \frac{D}{2\pi c P_0} \tag{3.17}$$

En réalité, les deux valeurs de D obtenues par la méthode A et par la méthode B (nous les appellerons D_A et D_B respectivement) peuvent être différentes parce qu'elles sont obtenues en utilisant les relations approchées (3.14) et (3.15). De plus, dans ces relations, l'impact de l'atténuation, de la dispersion d'ordre trois et des effets non-linéaires d'ordre supérieur n'est pas inclus. Dans le prochain paragraphe, nous allons étudier l'impact de ces effets sur la précision des méthodes.

3.2.5.2 Validation numérique des méthodes proposées

Dans un premier temps, et d'une manière similaire à celle du paragraphe 3.2.4.3, nous allons évaluer l'erreur entre les valeurs mesurées de D et γ et les valeurs théoriques, et ceci pour chacune des deux méthodes A et B.

Nous examinerons en premier lieu le cas d'une propagation sans pertes et sans effets d'ordre supérieur.

Nous considérons une impulsion en entrée de type sécante hyperbolique de durée $T_{FWHM} =$ 5 ps, se propageant dans une fibre de coefficient non-linéaire $\gamma = 2$ W^{-1}km^{-1}.

Tout d'abord, nous fixons la dispersion de la fibre à 5 ps/nm/km et nous varions la puissance crête de l'impulsion ainsi que la longueur L de fibre pour obtenir l'état de compression maximale sur une plage de valeurs de N compris entre 2 et 20.

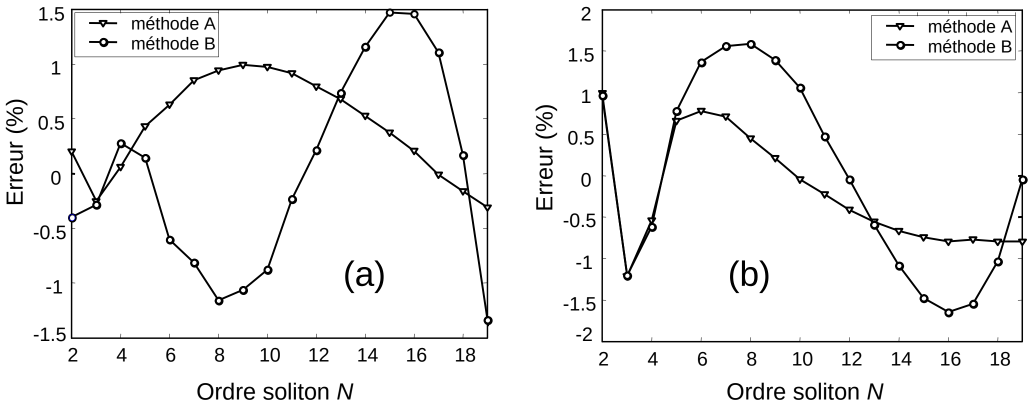

FIG. 3.29 – Erreur calculée par chacune des deux méthodes en fonction de l'ordre soliton pour estimer la dispersion (a) et le coefficient non-linéaire (b) à partir du modèle numérique.

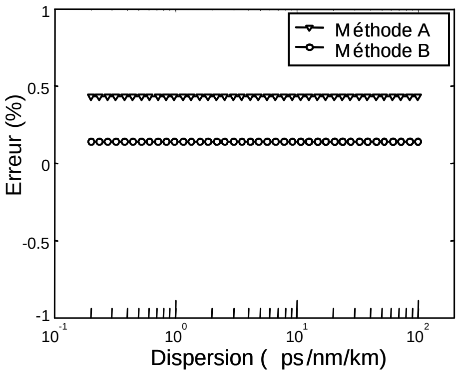

FIG. 3.30 – Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en fonction de la dispersion pour estimer la dispersion à partir du modèle numérique. L'ordre soliton est fixé à $N = 5$.

L'erreur sur la mesure de D, définie par l'équation (3.9), est calculée en fonction de N. L'erreur sur la mesure de γ est définie par une manière similaire et est également calculée en fonction de N. Ces erreurs sont représentées par la figure 3.29.

Lorsque N varie de 2 à 19, nous constatons que les erreurs relatives entre les valeurs de dispersion et entre les valeurs du coefficient non-linéaire varient entre $-1,5\%$ et $+1,5\%$ pour les deux méthodes A et B. Ces erreurs viennent des approximations des relations (3.12), (3.14) et (3.15). Pour simplifier, par la suite, nous ne parlons que de l'erreur sur la mesure de dispersion. En effet, nous avons vérifié que l'erreur sur la mesure du coefficient non-linéaire est toujours du même ordre que celle de la mesure de dispersion.

Nous allons ensuite examiner l'erreur de mesure en fonction de la valeur de la dispersion. Nous fixons un ordre soliton quelconque, par exemple $N = 5$, en faisant varier le paramètre de dispersion D entre 0,2 ps/nm/km et 100 ps/nm/km.

Les résultats, présentés sur la figure 3.30, montrent que l'erreur est faible et constante pour chacune des deux méthodes.

Nous allons maintenant examiner l'influence des effets d'ordre supérieur sur la précision

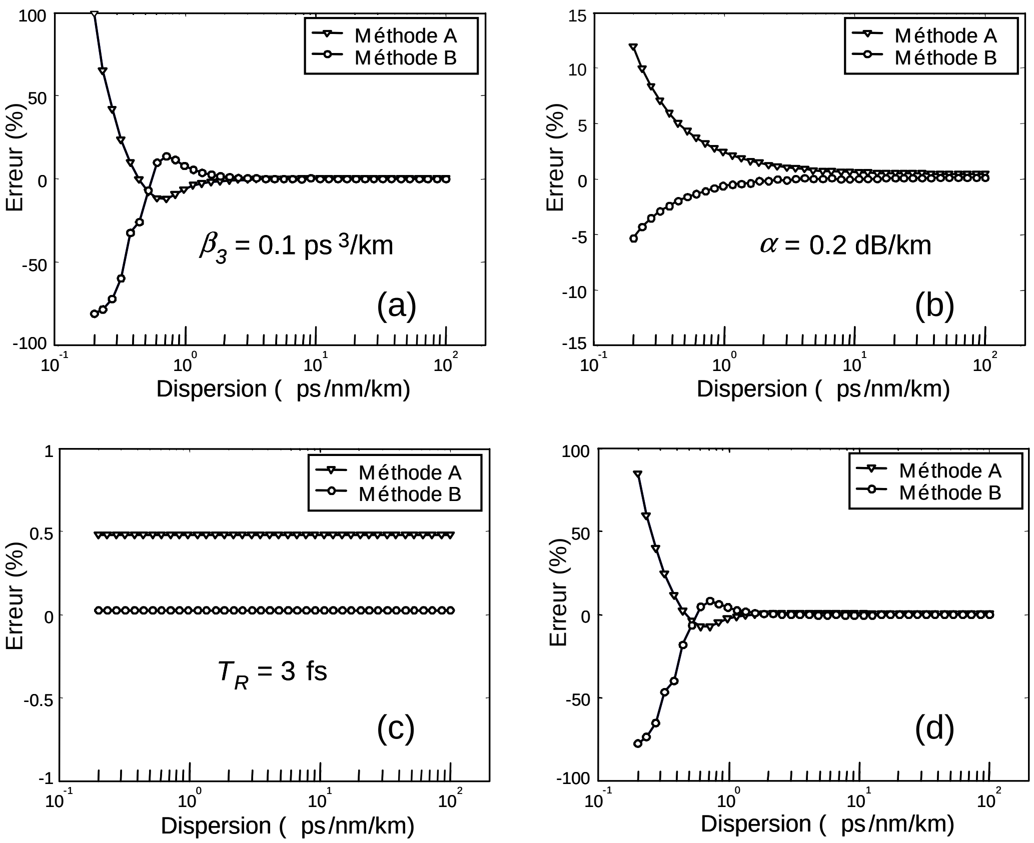

FIG. 3.31 – Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en prenant en compte (a) la dispersion de troisième ordre, (b) l'atténuation, (c) les effets non-linéaires d'ordre supérieur (d) et chacun de ces trois effet en même temps.

de notre mesure. Nous fixons l'ordre soliton à $N = 5$ pour comparer plus facilement avec les résultats du cas précédent. Nous allons examiner les cas où nous prenons en compte successivement (i) la dispersion de troisième ordre, (ii) les pertes, (iii) l'auto-raidissement et la réponse Raman et (iv) tous les effets précédents simultanément. L'erreur faite en employant la méthode A ou la méthode B est rapportée dans la figure 3.31 en fonction de la dispersion pour les différents cas.

L'analyse de la figure 3.31 nous amène à quelques remarques :

- La dispersion d'ordre trois affecte le résultat seulement dans la gamme des faibles dispersions $D < 1$ ps/nm/km (figure 3.31.a). En effet, on sait que la dispersion d'ordre trois a un effet néfaste sur la compression d'impulsions [22], en particulier quand la dispersion du second ordre peut être négligée.
- L'atténuation de la fibre affecte aussi le résultat uniquement dans la gamme des faibles dispersions $D < 1$ ps/nm/km (figure 3.31.b). Ceci est expliqué par le fait que, quand D diminue, la longueur de dispersion L_D devient plus grande. La compression optimale a besoin de plus de longueur de fibre. Dans ce cas, l'atténuation ne peut plus être négligée.

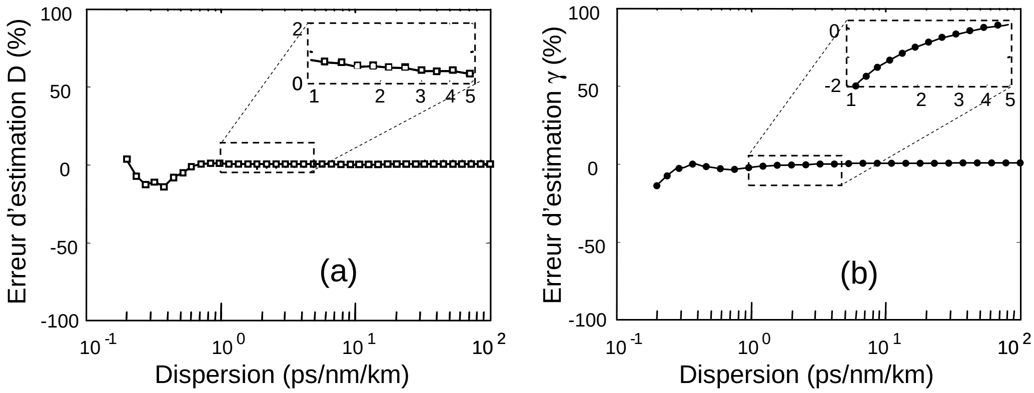

FIG. 3.32 – Erreur d'estimation de D (a) et γ (b) obtenue par la moyenne des résultats calculés par les deux méthodes.

- Les effets non-linéaires d'ordre supérieur n'affectent pas de manière significative les résultats de la mesure dans le cas d'impulsions picosecondes (figure 3.31.c).
- Lorsque les pertes et la dispersion d'ordre trois ont une influence nuisible sur la précision de la mesure, les erreurs occasionnées par chacune des deux méthodes (A et B) sont de signe opposé. Ceci peut s'expliquer comme suit : quand une impulsion en sortie est plus compressée que dans le cas idéal (la mesure de F_a est surestimée), la qualité de l'impulsion compressée diminue [22] (le pic principal est plus bas et les pics secondaires sont plus hauts). Ceci conduit à une sous-estimation de la valeur mesurée de R_a. Réciproquement, quand une impulsion en sortie est moins compressée que le cas idéal, F_a est sous-estimé et R est surestimé.

Afin de minimiser l'erreur occasionnée par l'une ou l'autre des méthodes nous proposons de faire une moyenne des résultats obtenus par chacune des deux méthodes. L'erreur résiduelle commise est représentée en fonction de D sur la figure 3.31.d dans le cas suivant : $\beta_3 = 0,1$ ps^3/km, $\alpha = 0,2$ dB/km, $T_R = 3$ fs. La figure 3.32.a montre l'erreur résiduelle obtenue en faisant la moyenne des deux méthodes. La valeur moyenne de la dispersion $D_{moy} = (D_A + D_B)/2$ est estimée avec une précision meilleure que 2% pour $D \geq 0,5$ ps/nm/km.

Il existe deux manières de calculer le coefficient non-linéaire moyen : (i) soit nous calculons N_A et N_B (correspondant à D_A et D_B), puis γ_A et γ_B (selon l'équation (3.17)) et prenons la moyenne de ces deux valeurs, (ii) soit nous utilisons la valeur D_{moy} pour trouver N_{moy} (grâce à l'équation (3.12)) et calculons γ_{moy} d'après l'équation (3.17). Nous avons observé que, dans la plupart des cas, la deuxième manière de calculer le coefficient non-linéaire conduit à une meilleure précision que la première. De plus, ce calcul donne le même ordre d'erreur que celle de la mesure de dispersion (figure 3.32.b).

En outre, faire la moyenne des résultats des méthodes A et B offre un autre avantage. En effet, quand notre méthode exige la détermination exacte de la puissance P_c pour laquelle la compression maximale est réalisée, tout ajustement inexact de la valeur de P_c peut affecter

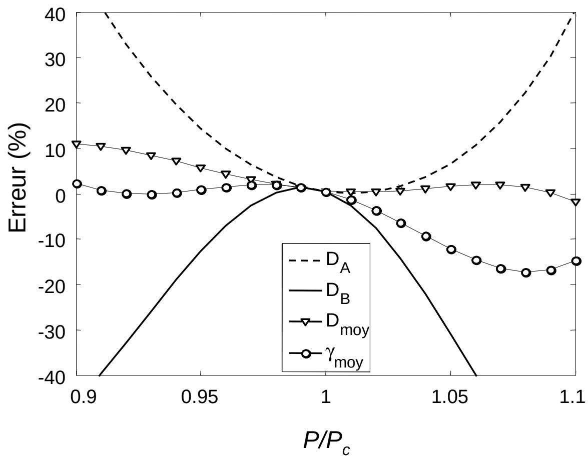

FIG. 3.33 – Erreur d'estimation de D et γ en fonction de puissance crête pour les deux méthodes et la moyenne des deux méthodes.

les résultats de la mesure. Dans la figure 3.33, nous montrons comment les erreurs relatives de quelques pourcents, en ce qui concerne la mesure de P_c, affectent les valeurs de la dispersion mesurée en utilisant les deux méthodes (ligne continue pour la méthode A et ligne discontinue pour la méthode B). Nous notons que les erreurs sur la puissance P_c de plus de 10% peuvent causer des erreurs sur la dispersion de plus de 40%. Nous notons également que les erreurs des deux méthodes sont encore de signe opposé. Sur la figure 3.33, nous avons également représenté les erreurs sur la dispersion et sur le coefficient non-linéaire en faisant la moyenne de la méthode A et de la méthode B. Dans ce cas, les erreurs sont considérablement réduites. Nous en concluons que faire la moyenne des deux méthodes donne également une plus grande tolérance pour ajuster la puissance du maximum de compression.

3.2.5.3 Mesures expérimentales

Le schéma du montage permettant la mesure simultanée de D et γ est le même que celui qui permet de mesurer D connaissant γ, ou inversement (figure 3.24). La procédure est également identique. Nous capturons environs dix traces d'autocorrélation autour du point de compression maximale. Puis nous choisissons la trace correspondant à la compression maximale. Ce choix est basé non seulement sur le facteur de compression F_a mais également sur le paramètre R_a. En effet, nous avons observé une tendance d'évolution similaire de F_a et R_a en fonction de la puissance crête autour de P_c : lorsque F_a est maximal, R_a est également maximal.

Nous avons testé notre méthode sur trois types de fibres différents : NZDSF, SMF et HF125. La figure 3.34 représente les traces d'autocorrélation en entrée et en sortie pour chacune des trois fibres. Les résultats de mesure sont résumés dans le tableau (3.3).

Comparons les résultats de mesure de dispersion D_{moy} et de coefficient non-linéaire γ_{moy} dans ce tableau avec des valeurs de dispersion fournies par les fabricants ou mesurés par l'IREENA (NZDSF : D = 5,1 ps/m/km, SMF : D = 18,4 ps/m/km, HF125 : D = 120

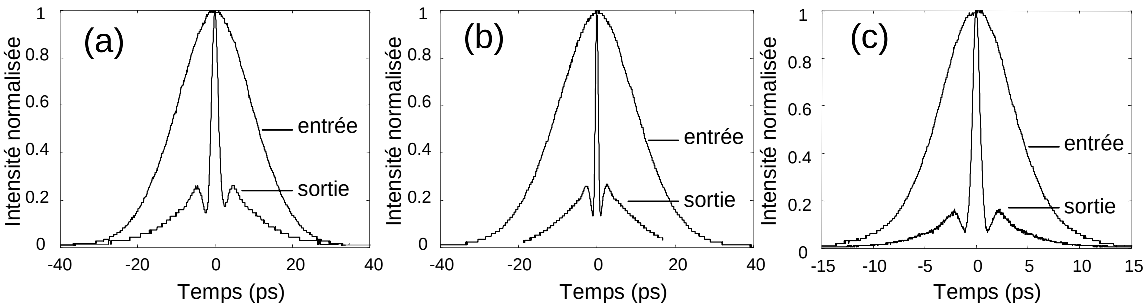

FIG. 3.34 – Traces d'autocorrélation en entrée et en sortie pour (a) la NZDSF, (b) la SMF and (c)la HF125.

Fiber	L (m)	T_0 (ps)	F_a	R_a	D_A (*)	D_B (*)	D_{moy} (*)	N_{moy}	P_c (W)	γ_{moy} (**)
NZDSF	2050	8,6	10,9	3,8	7,9	2,4	5,2	4,7	1,1	1,8
SMF	304	8,5	26,2	3,8	18,9	15,4	17,2	7,9	13,5	1,4
HF125	22	3,2	9,9	7,6	112,4	128,5	120,4	3,1	5,7	27,

TAB. 3.3 – Les mesures de la dispersion et la non-linéarité utilisant la méthode de compression pour trois types de fibre. (*) : unité de la dispersion en ps/nm/km. (**) : unité du coefficient non-linéaire en $W^{-1}km^{-1}$.

ps/m/km) et avec les valeurs du coefficient non-linéaire mesurées en utilisant l'aire effective (NZDSF : $\gamma = 2$ $W^{-1}km^{-1}$, SMF : $\gamma = 1{,}4$ $W^{-1}km^{-1}$, HF125 : $\gamma = 26$ $W^{-1}km^{-1}$). Nous trouvons un bon accord entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques. Pour la fibre NZDSF, alors que la valeur de dispersion moyenne mesurée est très proche de la valeur de référence, nous constatons que chaque valeur déterminée par la méthode A et B est assez loin de la valeur moyenne (environ 50%). Nous supposons que ces écarts viennent de l'inexactitude de l'évaluation de la puissance optimale. Heureusement, ces écarts se réduisent par l'opération de moyennage. L'intérêt de procéder au moyennage des méthodes A et B prend ici tout sons sens.

Nous avons également fait des mesures de D et γ sur la fibre HF92 pour plusieurs longueurs d'onde (1550 nm $< \lambda <$ 1560 nm). La figure 3.35.a présente les résultats de la mesure de D en fonction de λ. Sur cette figure, nous présentons également les valeurs de dispersion mesurées par l'IREENA (valeurs de référence). La figure 3.35.b présente les résultats de la mesure de γ en comparaison de la mesure de γ par la méthode du champ lointain (valeurs de référence).

Enfin, en utilisant notre méthode pour les autres fibres FMS, nous avons obtenu les résultats résumés dans le tableau 3.4. La longueur d'onde utilisée dans les mesures est autour de 1550 nm. Nous constatons que tous les résultats obtenus sont en bon accord avec des valeurs de référence.

Pour le cas de la fibre HF96, nous n'avons pas constaté l'effet de compression d'impulsion dans la fibre. Ce fait implique que cette fibre n'a pas une dispersion positive autour de 1550

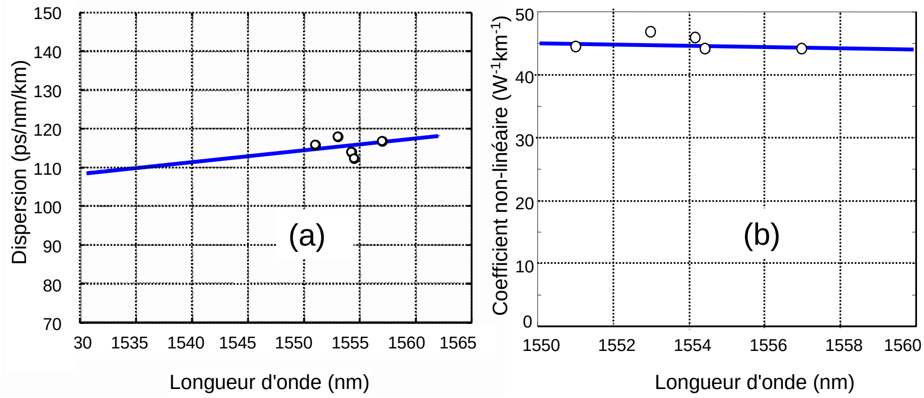

FIG. 3.35 – Résultats de mesure de la dispersion (a) et du coefficient non-linéaire (b) de la fibre HF92 par la méthode de compression (points), comparé aux valeurs de référence (ligne continue) en fonction de la longueur d'onde.

Fibre	$\gamma_{\text{mesuré}}$ ($\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$)	γ_{ref} ($\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$)	$D_{\text{mesuré}}$ (ps/nm/km)	D_{ref} (ps/nm/km)
HF125	27,0	26,0	120,4	120,0
HF100	53,2	53	165,5	150,0
HF96	-	38,3	-	-20
HF92	44,0	44,2	112,5	115

TAB. 3.4 – Résultats des mesures de la dispersion et du coefficient non-linéaire des fibres FMS. γ_{ref} est mesuré par la méthode de champ lointain ; D_{ref} est mesurée par IREENA.

nm.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractérisations de fibres optiques fortement non-linéaires fabriquées par PERFOS et l'EVC dans le cadre des projets ECOFON et FUTUR.

A cette occasion, nous avons participé aux premières caractérisation opto-géométriques et non-linéaires des fibres microstructurées en verre de chalcogénure [87, 88]. Les fibres les plus prometteuses sont les fibres FMC As_2Se_3 qui présentent un coefficient non-linéaire record de l'ordre de 2 000 $W^{-1}km^{-1}$. Pour l'instant les pertes de ces fibres sont encore trop importantes pour pouvoir les utiliser dans des dispositifs de télécommunications (de l'ordre de 10 dB/m). Toutefois, à la lumière des progrès déjà effectués par PERFOS et l'EVC sur la maîtrise de la fabrication de ces fibres non conventionnelles [114, 120, 142], nous sommes optimistes quand à la possibilité d'utiliser bientôt des fibres possédant des pertes de l'ordre de 1 dB/m. Ces travaux se poursuivent actuellement dans le cadre du projet FUTUR.

Nous avons également caractérisés les fibres microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS. Ces fibres sont innovantes de part leur faible atténuation associée à leur forte non-linéarité. Elles nous ont permis de faire la démonstration d'un gain Raman record de 8,3 dB/W dans 735 m de fibre [119]. Des améliorations doivent encore être apportées concernant la maîtrise de la géométrie au cours du fibrage pour permettre la réalisation de fibres non-linéaires à dispersion contrôlée. En effet, comme nous le verrons au cours du prochain chapitre, des valeurs de dispersion faiblement négatives sont nécessaires à la réalisation de régénérateurs optiques efficaces.

Enfin, nous avons proposé et démontré l'efficacité d'une nouvelle méthode permettant de mesurer la dispersion positive d'une fibre optique quelconque [143] ainsi que d'une méthode, inspirée de la précédente, permettant de mesurer simultanément la dispersion positive et le coefficient non-linéaire d'une fibre optique quelconque [122, 123, 141]. Ces méthodes sont basées sur le phénomène de compression soliton. Elles ont été expérimentées sur les fibres FMS issus du projet ECOFON ainsi que sur des fibres plus conventionnelles de type SMF et NZ-DSF.

Dans le prochain chapitre, nous allons présenter quelques résultats originaux concernant un régénérateur optique utilisant de la fibre optique non-linéaire.