



**UNIVERSITÉ CHEIKH ANTA DIOP  
DE DAKAR (UCAD)**

**ÉCOLE DOCTORALE, PHYSIQUE CHIMIE, SCIENCE DE LA  
TERRE DE L'UNIVERS ET DE L'INGÉNIEUR  
(P.C.S.T.U.I.)**

**FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES  
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**Année : 2017**

**N° d'ordre :**

**THÈSE DE DOCTORAT**

Présentée par :

**Mbaye DIOUF**

Pour obtenir le grade de

**Docteur**

**Spécialité** : Physique Atomique et Nucléaire

**Titre:**

**Conception et caractérisation des fibres à cristaux photoniques  
hautement non linéaires pour applications à la génération de  
supercontinuum moyen infrarouge et au ralentissement de la lumière**

Soutenue le 22/05/2017 à 10h devant la commission d'examen

Bassirou	BA	Professeur, Université Cheikh Anta Diop	Président
Mamadi	BIAYE	Professeur, Université Cheikh Anta Diop	Rapporteur
Mourad	ZGHAL	Professeur, Ecole Supérieure des Communications de Tunis	Rapporteur
Amine	BEN SALEM	Maître-Assistant Ecole Supérieure des Communications de Tunis	Examineur
Fatou KA	GUEYE NDIAYE	Maître de conférences, Université Cheikh Anta Diop	Examinatrice
Cheikh	SENE	Professeur, Université Cheikh Anta Diop	Examineur
Babacar	MBOW	Professeur Assimilé, Université Cheikh Anta Diop	Examineur
Ahmadou	WAGUÈ	Professeur, Université Cheikh Anta Diop	Directeur de Thèse

## Remerciement

Je tiens d'abord à adresser mes sincères remerciements au Professeur Ahmadou WAGUE, à l'Université Cheikh Anta Diop Dakar, pour avoir accepté de diriger ce travail en collaboration avec le Professeur Mourad ZGHAL, de l'Ecole Supérieure des Communications de Tunis en Tunisie. Je voudrais le remercier aussi pour ces brillantes idées et conseils et pour tous ses encouragements tout le long de ce travail. Je voudrais lui exprimer ma reconnaissance pour la chance qu'il m'a donnée en intégrant son équipe de recherche au laboratoire atome laser du département de physique à l'Université Cheikh Anta Diop Dakar. Je voudrais aussi lui exprimer ma gratitude pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté durant ce travail.

J'adresse mes très sincères remerciements au co-directeur de cette thèse le Professeur Mourad ZGHAL, de l'Ecole Supérieure des Communications de Tunis pour la collaboration qui a permis de définir d'entreprendre de poursuivre et d'achever ce travail de thèse. Je voulais le remercier également pour l'accueil chaleureux qui m'a été réservé dans son équipe de recherche à Tunis. Je tiens également à le remercier sincèrement de m'avoir fait confiance et de m'avoir donné la chance de m'intégrer dans son équipe de recherche sur les fibres optiques hautement non linéaires. Qu'il trouve ici, l'expression de ma profonde gratitude. Enfin je le remercie pour le temps précieux qu'il a pris pour le déplacement à Dakar en qualité de membre de jury de cette thèse.

Je remercie le Dr. Amine BEN SALEM Maître assistant à l'Ecole Supérieure des Communications de Tunis pour le soutien scientifique important qu'il m'a apporté dans la thématique des fibres optique hautement non linéaire. Les discussions scientifiques que nous avons partagées à Tunis m'ont permis d'avancer et de perfectionner mon approche scientifique dans le domaine des fibres à cristaux photoniques. Je tiens à le remercier pour sa disponibilité ses conseils durant mes travaux de recherche. Je voudrais souligner également sa bonne humeur quotidienne et sa facilité de contact qui m'ont beaucoup encouragé dans mon travail à Tunis. Je voudrais lui exprimer toute ma reconnaissance pour le temps précieux qu'il a pris pour le déplacement à Dakar en qualité de membre de jury de cette thèse.

Je tiens à manifester mes gratitudes au Dr. Rim CHERIF Maître de conférences à l'Institut Supérieur des Etudes Technologiques en Communications de Tunis, Tunisie, pour son soutien scientifique, sa disponibilité et ses conseils. Elle m'a toujours accordé généreusement le temps nécessaire pour partager avec moi ses idées et sa grande expérience. Sa rigueur au travail est un exemple pour moi.

Je voudrais remercier le Professeur Bassirou BA, Directeur de l'école doctorale physique chimie sciences de la terre de l'univers et de l'ingénieur, d'avoir bien voulu accepté d'être le président du jury. Je voudrais lui remercier pour tous les conseils précieux qu'il m'a prodigués.

Je remercie également le Professeur Mamadi BIAYE, doyen de la Faculté des Sciences et Techniques de l'Education et de la Formation. Je le remercie pour ses cours en didactique et sur l'histoire des sciences en première année de master et pour ses conseils. Je voudrais le remercier également d'avoir bien voulu accepté d'être membre du jury de cette thèse.

Je voudrais également remercier le Dr. Madame Fatou KA Gueye NDIAYE, Maître de conférences assimilé à l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar qui a bien voulu accepté de prendre son temps pour s'intéresser à mon travail afin d'améliorer la rigueur scientifique. Je le remercie également pour ces cours de physique des lasers en première année de master.

Je remercie également le Professeur Cheikh SENE du département de physique de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, d'avoir bien voulu accepté d'être membre du jury et de juger ce travail.

Je remercie également le professeur Babacar MBOW du département de physique de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar, d'avoir bien voulu accepté d'être membre du jury et de juger ce travail.

Je remercie Professeur Youssef MAJDI de la Faculté des Sciences de Tunis, le trésorier de la Société Tunisienne d'Optique (STO) pour les grands efforts fournis afin de mener au bon port ce travail. Ainsi que le Centre International de Physique Théorique Abdou Salam (ICTP) de Trieste, Italie.

J'exprime ma reconnaissance à tous les membres du laboratoire Atome Lasers et à tous mes amis à l'Institut de Technologie Nucléaire Appliquée à l'université cheikh Anta Diop Dakar pour leur amitié et leur soutien moral et intellectuel pendant toute la durée de ce travail, et très spécialement à Alassane TRAORE, Cheikh Tidiane BOP et Malick SOW. Mes remerciements vont également à Ibrahima WADE du laboratoire SOLMATS au département de physique.

Je voudrais adresser mes sincères remerciements à mes enseignants de l'Université Cheikh Anta Diop de Dakar.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu à travailler au sein du laboratoire GRESCOM à l'Ecole Supérieure des Communications de Tunis en Tunisie, je remercie le directeur Professeur Adel Ghazel pour l'accueil chaleureux et j'en remercie tous les membres pour l'atmosphère de convivialité de travail. Je tiens aussi à remercier la famille TRICHILI à Agarep (Sfax, Tunisie) pour leur soutien durant mes séjours en Tunisie.

Je tiens à remercier chaleureusement mon oncle Taïb DIOUF et sa femme Fatou NDIAYE. Cette famille m'a, dans la joie, soutenue financièrement et moralement dans mes premières années jusqu'à présent quand j'avais le plus besoin. Je remercie aussi Mouhamadou Makhtar DIOUF, Saynabou DIOUF et Aminata DIOUF pour leur soutien et messages d'encouragements.

Je remercie également mon oncle Masseyni DIOUF informaticien à la Banque Africaine de Développement (BAD) qui m'a soutenu et encouragé lors de mes séjours en Tunisie.

Enfin je tiens à exprimer mon immense gratitude à mes parents Elhadji et Fatou SAMB à qui je dédie ce travail. Grâce à leur soutien et encouragements, ils m'ont permis de vivre durant ces longues années de scolarité avec tranquillité et qui ont toujours cru en moi. Ils ont su me donner toutes les chances pour réussir. Les mots me manquent et je ne les remercierai jamais assez. Je remercie également de manière particulière mes frères Barham et Aliou pour leurs soutiens et encouragement. Une pensée particulière va à mes sœurs, Sayenabou, Ramata, Rokhy, Ndeye Fatou et Fatou Dieye.

Merci à vous tous dont les noms ne sont pas mentionnés, je reste très reconnaissant envers tout un chacun de vous.

## Résumé

L'objectif de cette thèse est de développer des fibres à cristaux photoniques (FCPs) hautement non linéaires pour applications à la génération de supercontinuum (SC) moyen infrarouge et au ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Durant ces trois années de thèse, des résultats majeurs sont apparus notamment dans les verres hautement non-linéaires. Avec seulement quelques millimètres (mm) de longueur de fibre pompée dans le régime de dispersion chromatique anormale et/ou normale, un SC moyen infrarouge large bande a été généré. Nous avons démontré que le SC moyen infrarouge large bande et super plat peut être généré aussi dans des FCPs hybrides. Ces spectres ultra-larges et ultraplats peuvent être utilisés pour des applications telles que le diagnostic médical, la spectroscopie, la télécommunication et la tomographie par cohérence optique. L'expérience présentée est entièrement reproductible en utilisant des composants qui peuvent être achetés. Elle représente également une solution pratique pour les applications citées. Nous avons aussi étudié le ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une FCP fortement non linéaire. Les simulations de ralentissement de la lumière et l'application de la détection de température à base de la DBS ont été démontrées et vérifiées grâce à des comparaisons avec des résultats expérimentaux publiés antérieurement.

**Mots-clés :** optique non linéaire, fibre à cristaux photoniques, génération de supercontinuum, source infrarouge, verres en chalcogénure, ralentissement de la lumière, détection de température.

## Abstract

The objective of this thesis is thus to develop highly nonlinear photonic crystal fibers (PCFs) for applications in the mid-infrared supercontinuum (SC) generation and slow light using stimulated Brillouin scattering. During these three years of thesis, some major results have appeared especially in highly nonlinear glasses. With only a few millimetres (mm) long fiber pumped into the anomalous and normal chromatic dispersion, a broadband SC generation was generated. We have demonstrated that the medium-sized, super-flat infrared SC can also be generated in a hybrid photonic crystal fiber. These ultra-wide and ultra-flat spectra can be used for applications such as medical diagnosis, spectroscopy, telecommunication, and optical coherence tomography. The presented experiment is entirely reproducible using components which can be purchased and represents a practical solution for the cited applications. We have also studied the slow light by using stimulated Brillouin scattering in a highly nonlinear PCF. The simulations of slow light and the application of temperature detection based on Brillouin scattering have been demonstrated and verified by comparisons with experimental results previously published.

**Keywords:** nonlinear optics, supercontinuum generation, infrared sources, photonic crystal fiber, chalcogenide, slow light, temperature detection

# Liste des publications du postulant

## ➤ Publications dans des revues internationales

1. **M. Diouf**, A. Ben Salem, Rim Cherif, H. Saghaei, and A. Wague “Super-flat coherent supercontinuum source in As<sub>38.8</sub>Se<sub>61.2</sub> Chalcogenide Photonic Crystal Fiber with All-Normal Dispersion engineering at Very Low Input Energy” *Applied Optics*, **56**(2), 163-169, (2017). <https://doi.org/10.1364/AO.56.000163>.
2. **M. Diouf**, R. Cherif, A. Ben Salem, A. Wague, M. Zghal, “Ultra-Broadband, coherent mid-IR supercontinuum expanding from 1.5 to 12.2 μm in new design of AsSe<sub>2</sub> photonic crystal fiber,” *Journal of Modern Optics*, **64**(7), (2017). <http://dx.doi.org/10.1080/09500340.2017.1288830>.
3. **M. Diouf**, A. B. Salem, R. Cherif, A. Wague, M. Zghal “High Power Broadband Mid infrared Supercontinuum Fiber Laser Using a Novel Chalcogenide AsSe<sub>2</sub> Photonic Crystal fiber” *Optical Materials* **55**, 10, (2016). <http://dx.doi.org/10.1016/j.optmat.2016.03.010>.
4. A. Ben Salem, **M. Diouf**, Rim Cherif, Ahmadou Wague, Mourad Zghal, “Ultra Flat-top Mid infrared Coherent Broadband Supercontinuum Using all Normal As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Borosilicate Hybrid Photonic Crystal Fiber,” *Optical Engineering*, **55**(6), 066109 (2016). [doi: 10.1117/1.OE.55.6.066109](https://doi.org/10.1117/1.OE.55.6.066109).
5. **M. Diouf**, A. Ben Salem, R. Cherif, A. Wague, and M. Zghal “Slow light delay on stimulated Brillouin scattering using single-mode As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide photonic crystal fiber for temperature sensor” en preparation.

## ➤ Conférences OSA et Proceedings SPIE

6. A. Ben Salem, **M. Diouf**, R. Cherif, A. Trichili, A. Wague, and M. Zghal, “all normal As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-borosilicate hybrid photonic crystal fiber for ultra-flat-top mid-infrared supercontinuum,” *Frontiers in Optics/Laser Science (FIO) JW4A.28*, Rochester, New York United States, (2016). <https://doi.org/10.1364/FIO.2016.JW4A.28>.
7. **M. Diouf**, A. Ben Salem, Rim Cherif, A. Wague, M. Zghal, “A Novel As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Tellurite Hybrid Photonic Crystal Fiber for Long Mid-IR Supercontinuum Fiber Lasers” *Proc. SPIE 9586*, 95860D (2015). [doi: 10.1117/12.2187491](https://doi.org/10.1117/12.2187491).

## Tables des matières

<b>Liste des Figures .....</b>	<b>vi</b>
<b>Liste des acronymes .....</b>	<b>xv</b>
<b>Liste des tableaux .....</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1.....</b>	<b>5</b>
<b>Les fibres optiques hautement non linéaires.....</b>	<b>5</b>
1.1. Introduction .....	6
1.2. Histoire de la fibre optique .....	6
1.3. Fibre optique conventionnelle .....	8
1.3.1. Réflexion totale interne .....	8
1.3.2. Mécanismes de propagation de la lumière dans une fibre optique.....	10
1.3.2.1. Structure de la fibre conventionnelle.....	10
1.3.2.2. Principe de guidage dans la fibre optique.....	12
1.3.2.3. Propagation des modes optiques.....	12
1.4. Fibres à Cristaux photoniques .....	13
1.4.1. Propagation de la lumière dans les FCPs à cœur solide.....	14
1.4.2. Fabrication des FCPs.....	15
1.5. Les effets non linéaires dans la fibre optique .....	16
1.5.1. Equation d'onde dans la fibre optique.....	16
1.5.2. Equation non linéaire de Schrödinger (ENLS).....	19
1.5.3. L'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (ENLSG) .....	24
1.6. Théorie non-linéaire dans la fibre optique.....	25
1.7. Les matériaux non silicates vers les nouveaux sources SC infrarouge .....	27
1.8. Applications potentielles des FCPs hautement non linéaires .....	29
1.9. Conclusion.....	31
<b>Bibliographie.....</b>	<b>32</b>

<b>Chapitre 2.....</b>	<b>35</b>
<b>Modélisation des propriétés optiques et de la propagation dans les FCPs .....</b>	<b>35</b>
2.1. Introduction .....	36
2.2. Modélisation numérique : la méthode des éléments finis.....	36
2.2.1. Profile d'indice.....	37
2.2.2. Indice de réfraction du matériau.....	38
2.2.3. Maillage de la structure .....	38
2.2.4. Détermination des modes de la fibre optique.....	39
2.3. Détermination des propriétés de la fibre optique.....	40
2.3.1. Dispersion chromatique.....	40
2.3.2. Biréfringence.....	44
2.3.3. Aire effective et coefficient non linéaire.....	44
2.3.4. L'atténuation et les pertes de confinement dans les fibres optique.....	46
2.3.5. Caractérisation d'une structure hybride fortement non linéaire.....	47
2.4. Modélisation de la propagation non linéaire .....	50
2.5. Résolution numérique de la propagation non linéaire .....	52
2.6. La génération de supercontinuum.....	55
2.7. Conclusion .....	59
<b>Bibliographie.....</b>	<b>60</b>
<b>Chapitre 3.....</b>	<b>64</b>
<b>Génération du supercontinuum dans l'infrarouge en utilisant des FCPs hautement non linéaires .....</b>	<b>64</b>
3.1. Introduction .....	65
3.2. Sources SC infrarouge dans des FCPs à base de matériau AsSe <sub>2</sub> .....	65
3.2.1. Conception d'une fibre à cristaux photoniques en AsSe <sub>2</sub> .....	65
3.2.2. Génération de SC infrarouge dans une FCP en AsSe <sub>2</sub> dans le régime de dispersion anormal .....	69
3.2.3. Génération de SC infrarouge dans une FCP en AsSe <sub>2</sub> dans le régime de dispersion normale .....	73

3.3. Etude des sources SC moyen infrarouge super plat et cohérent en utilisant une FCP en $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$ .....	76
3.3.1. Conception d'une FCP en $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$ .....	76
3.3.2. Super-plat supercontinuum infrarouge à très faible énergie .....	79
3.4. Etude des sources SC moyen infrarouge dans les FCPs hybrides .....	83
3.4.1. Conception d'une FCP hybride en $\text{As}_2\text{S}_5$ -Tellurite.....	83
3.4.2. Résultats de la génération de supercontinuum moyen infrarouge.....	86
3.4.3. Conception d'une FCP hybride à base de verre en $\text{As}_2\text{S}_5$ -Borosilicate .....	88
3.4.4. Ultraplat Supercontinuum moyen infrarouge dans la FCPH .....	91
3.5. Conclusion.....	99
<b>Bibliographe.....</b>	<b>100</b>
<b>Chapitre 4.....</b>	<b>104</b>
<b>Ralentissement de la lumière dans la FCPs par la diffusion Brillouin stimulée .....</b>	<b>104</b>
4.1. Introduction .....	105
4.2. La diffusion Brillouin stimulée.....	106
4.2.1. Modélisation de la diffusion Brillouin stimulée.....	107
4.2.2. Calcul du gain Brillouin .....	108
4.3. Le mécanisme du ralentissement de la lumière via DBS .....	108
4.4. Ralentissement de la lumière: Application et l'état de l'art .....	111
4.5. Ralentissement de la lumière dans une FCP monomode en $\text{As}_2\text{S}_3$ .....	113
4.5.1. Etude de l'effet de la puissance.....	114
4.5.2. Retard d'impulsion et la détection de température.....	115
4.6. Conclusion.....	118
<b>Bibliographie.....</b>	<b>119</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>123</b>
<b>Annexe : Publications.....</b>	<b>126</b>

## Liste des Figures

### CHAPITRE 1

Figure 1. 1. La fontaine lumineuse de Colladon en 1884 [9].	7
Figure 1. 2. La première FCP monomode en silice en 1996 [7].	8
Figure 1. 3. Réflexion (a) et réfraction (b) sur un milieu d'indices $n_1$ et $n_2$ .	9
Figure 1. 4. Structure d'une fibre optique (a) coupe transversale (b) profil d'indice correspondant (b).	11
Figure 1. 5. Diagramme schématisant montrant une fibre à saut d'indice, une fibre à gradient d'indice et une fibre monomode, et illustrant l'élargissement d'impulsion dû à la dispersion dans chaque type de fibre.	11
Figure 1. 6. Propagations d'une onde dans la fibre optique	12
Figure 1. 7. Simulation des guidages dans une fibre. (a) Mode fondamental ( $LP_{01}$ ) et mode d'ordre supérieur ( $LP_{02}$ ). (b) Différents modes optiques guidés dans la fibre.	13
Figure 1. 8. Coupe transverse d'une fibre à cristaux photonique réelle (a) [16] et idéale (b).	13
Figure 1. 9. Des FCPs disponibles commercialement et possédant une structure air-silice à arrangement périodique. (a) et (b) FCPs à cœur solide et de structure hexagonale. (c) FCP à cœur creux pour un guidage par bandes interdites [17, 18].	14
Figure 1. 10. Principe de fabrication d'une FCP en utilisant le procédé de Stack and Draw [20].	16
Figure 1. 11. Indice de réfraction non linéaire $n_2$ versus l'indice de réfraction linéaire $n$ pour les différentes de verre [30].	28
Figure 1. 12. Transmission des différents types de verres dans l'infrarouge [30].	28

### CHAPITRE 2

Figure 2. 1. Géométrie d'une fibre à cristaux photonique	38
Figure 2. 2. Image de la FCP maillée	39
Figure 2. 3. Exemples de détermination de la distribution des modes dans une FCP.	39
Figure 2. 4. Variation de la dispersion chromatique en fonction des paramètres optogéométriques de la PCF $A=3 \mu\text{m}$ , $d=1 \mu\text{m}$ , $1,2 \mu\text{m}$ , et $1,5 \mu\text{m}$ , (à l'intérieur la distribution transverse du champ à $A=3 \mu\text{m}$ , $d=1 \mu\text{m}$ avec une longueur d'onde de pompe de $3 \mu\text{m}$ )	41
Figure 2. 5. La biréfringence d'une PCF à base d' $\text{As}_2\text{Se}_3$ en fonction de la longueur d'onde (à l'intérieur la distribution transverse du champ)	44
Figure 2. 6. Coefficient non linéaire et l'aire effective de mode fondamental à base de PCF d' $\text{As}_2\text{Se}_3$ chalcogénure en fonction de la longueur d'onde avec $A=3 \mu\text{m}$ , $d=1 \mu\text{m}$ .	46
Figure 2. 7. Perte de confinement en fonction de la longueur d'onde pour la structure PCF à base d' $\text{As}_2\text{Se}_3$ avec $d = 1 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ , à l'intérieur montre la distribution de champ $\text{HE}_{11}$ avec la longueur d'onde pompe de $3 \mu\text{m}$ .	47
Figure 2. 8. (a) Section transversale d'une FCP hybride $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$ (b) la dispersion chromatique en fonction des paramètres optogéométriques de la FCP hybride $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$ .	48
Figure 2. 9. Perte du matériel, perte de confinement et perte totale en fonction de la longueur d'onde pour la structure hybride $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$ avec $d = 0,6 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$ , au-dessous montrent la distribution de champ $\text{HE}_{11}$ avec la longueur d'onde 4, 6 et $8 \mu\text{m}$ .	49
Figure 2. 10. La fréquence normalisée en fonction de la longueur d'onde pour la structure hybride $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$ avec $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$ et $d = 0,6 \mu\text{m}$ .	49
Figure 2. 11. Solution numérique de l'équation non linéaire de Schrödinger montrant (a) évolution fondamentale du soliton $N= 1$ et (b) $N = 2$ .	51

Figure. 2. 12. Spectre de gain Raman $g_R$ du nouveau verre $AsSe_2$ (a) mesuré et (b) la fonction fit. ....	52
Figure. 2. 13. Fonctions de réponse Raman temporelles calculées pour le nouveau verre $AsSe_2$ chalcogénure.....	52
Figure. 2. 14. La méthode de Fourier à pas fractionnaire.....	54
Figure. 2. 15. Spectre d'un SC moyen infrarouge généré dans 1 m d'une FCP en As-Se, et photo de la préforme utilisée pour faire la fibre avec un diamètre de cœur de $10 \mu m$ [41]. ....	56
Figure. 2. 16. (a) SC obtenu dans une fibre en oxyde de tellure de 8 mm de long, la longueur d'onde de pompe est $1,55 \mu m$ . (b) Courbe de dispersion de la FCP en tellurite avec $ZDW=1,38 \mu m$ [42]. ....	56
Figure. 2. 17. Résultats expérimentaux de SC généré dans une fibre à saut d'indice chalcogénure avec une longueur d'onde de pompe $4,5 \mu m$ . (a) spectre du pompe d'entrée (ligne pointillée) et profil spectral du SC à la puissance maximale (en trait plein) [43]. ....	57
Figure. 2. 18. (a) La dispersion chromatique du FCP $As_2Se_3$ . Insérer : distribution de champ du mode fondamental du FCP $As_2Se_3$ (avec rayon du cœur = $0,61 \mu m$ , $\Lambda = 3 \mu m$ ). (b) résultats de simulation de SC généré dans une FCP à base d' $As_2Se_3$ [44]. ....	57
Figure. 2. 19. Les spectres d'absorbance et de transmission d' $As_2S_5$ et $AsSe_2$ [10]. ....	58
Figure. 2. 20. Photos de la tige d' $As_2S_5$ structurée et tige $AsSe_2$ . (a) tige $AsSe_2$ et tige $As_2S_5$ structurée.(b) des tiges allongées d' $AsSe_2$ . (c) la tige de $As_2S_5$ structuré avec la tige allongée $AsSe_2$ dans le trou central. (d) préformes. (e) Section transversale de la préforme [10]. ....	58
Figure. 2. 21. SC mesurée dans la FCPH $AsSe_2-As_2S_5$ avec une longueur d'onde de pompe de $\sim 3389nm$ et une puissance crête de $\sim 1338 W$ [46]. ....	59

### CHAPITRE 3

Figure. 3. 1. (a) Section du FCP $AsSe_2$ proposé et (b) l'indice de réfraction du matériau d' $AsSe_2$ en fonction de la longueur d'onde.....	67
Figure. 3. 2. Les dispersions chromatiques en fonction de la longueur d'onde lorsqu'on fait varier les $\Lambda= 3$ à $3,3 \mu m$ avec un pas de $0.1 \mu m$ et $d=1.2 \mu m$ fixe pour le nouveau matériau $AsSe_2$ PCF.....	68
Figure. 3. 3. Variation de l'aire effective et le coefficient non linéaire en fonction de la longueur correspondant du mode $HE_{11}$ pour la structure proposée. ....	68
Figure. 3. 4. (a) La distribution de champ de mode $HE_{11}$ avec différentes longueurs d'onde de $3,9 \mu m$ , $8 \mu m$ et $12 \mu m$ , (b) le confinement du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde pour la structure d' $AsSe_2$ choisie.....	69
Figure. 3. 5. Elargissement spectral obtenu dans la FCP à base d' $AsSe_2$ avec différentes longueurs de fibres à une longueur d'onde pompe de $3,9 \mu m$ avec une puissance crête de $8,8 kW$ et $150 fs$ durée d'impulsion.....	70
Figure. 3. 6. Génération de supercontinuum dans la FCP d' $AsSe_2$ pour différentes durées d'impulsion avec la longueur d'onde de pompe $3,9 \mu m$ , puissance crête $8,8 kW$ et $8 mm$ de long.....	71
Figure. 3. 7. SC Généré dans $8 mm$ de long d' $AsSe_2$ avec $3,9 \mu m$ de longueur d'onde pompe avec différentes puissances crête et $150 fs$ durée d'impulsion fixe. ....	71
Figure. 3. 8. Degré de cohérence des spectres générés.....	72
Figure. 3. 9. La fraction de puissance au-delà de $3 \mu m$ en fonction de la puissance crête injectée (calculée numériquement à partir des spectres de simulations). ....	73
Figure. 3. 10. Influence de la dispersion chromatique (a) en variant le $\Lambda$ avec $d = 0,6 \mu m$ fixe et (b) en faisant varier les diamètres des trous avec $\Lambda = 1,5 \mu m$ fixe.....	74
Figure. 3. 11. (a) Perte de Confinement calculée en fonction de la longueur d'onde pour différents structure FCP d' $AsSe_2$ . (b) La variation de l'aire effective du mode $HE_{11}$ et de coefficient non linéaire correspondant en fonction de la longueur d'onde d'une FCP d' $AsSe_2$ proposé avec les paramètres $\Lambda = 1,5 \mu m$ et $d = 0,6 \mu m$ . ....	74

Figure. 3. 12. (a) SC généré dans un 1 mm de FCP d'AsSe <sub>2</sub> pompé avec 3,5 μm et (b) l'évolution spectrale des impulsions correspondant. T <sub>FWHM</sub> = 100 fs et E = 1,3 nJ.....	76
Figure. 3. 13. Mesure et calcul de l'indice de réfraction d'As <sub>38,8</sub> Se <sub>61,2</sub> en fonction de la longueur d'onde à l'intérieur la dispersion chromatique du matériel en fonction de la longueur d'onde.....	77
Figure. 3. 14. La dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde des FCPs avec Λ=1,8 μm fixe en variant le diamètre des trous d'air de 0,6 μm à 1 μm avec un pas de 0.1 μm.....	77
Figure. 3. 15. (a) L'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres de trous d'air. (b) les paramètres non linéaire en fonction de la longueur d'onde correspondant.....	78
Figure. 3. 16. Spectrogrammes pour SC typique dans les FCPs avec (a) ANDi-PCF, Λ=1,8 μm, d = 0,8 μm, et (b) dans les deux ZDWs FCP, Λ=1,8 μm, d=0,9 μm, la cohérence (c) ANDi-PCF et (d) les deux ZDWs FCP, respectivement pour 50 fs impulsion d'entrée de 0,88 kW de puissance crête (correspondant à 0,05 nJ énergie d'impulsion) à une longueur d'onde centrale de 3,7 μm.....	80
Figure. 3. 17. La génération de SC en fonction de la longueur d'onde dans la structure proposé en variant la longueur de la FCP 1 à 5 cm de l'impulsion 50 fs et une puissance crête de 0.88 kW fixe.	81
Figure. 3. 18. (a) l'évolution spectrale, (b) évolution temporelle, et (c) spectrogrammes pour 50 fs impulsion d'entrée, 0,88 kW puissance crête à une longueur d'onde centrale de 3,7 μm et 5 cm de long dans la FCP avec toute la normale dispersion.....	82
Figure. 3. 19. Platitude spectrale du SC généré au niveau des sorties de la FCP toute normale avec 3,7 μm longueur d'onde centrale avec 0,88 kW puissance crête pour différentes largeurs d'impulsions optiques de 50 à 200 fs.....	82
Figure. 3. 20. Platitude spectrale de la génération de SC au niveau de sortie de la FCP toute normale avec 3,7 μm de longueur d'onde central à 50 fs avec des variations de la puissance crête.....	83
Figure. 3. 21. Coupe transversale de la (a) FCP à base de As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> chalcogénure, et (b) FCP hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -tellurite. (c) des indices de réfraction des matériaux linéaires d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> et le verre de tellurite en fonction de la longueur d'onde.....	84
Figure. 3. 22. Calcul de la dispersion chromatique de la FCP d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> et (b) FCP de l'hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -Tellurite avec d=0,2 μm et Λ=0,4, 0,5, 0,6 et 0,7 μm. La distribution du mode fondamental dans (c) la FCP As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> et (d) FCP hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -Tellurite à 3,241 μm et 3,389 μm respectivement, avec Λ=0,7 μm et d =0,2 μm.....	85
Figure. 3. 23. Les spectres de SC généré dans une FCP As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> de 1 mm de long (a) et la FCP hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -tellurite (b) pompée par 1,1 nJ et 1 nJ correspondant à 8,8 kW et 9.68 kW de puissance crête respectivement avec une durée d'impulsion de 100 fs.....	87
Figure. 3. 24. La fraction de puissance au-delà de 3 μm en fonction de la puissance crête injectée et la largeur de la longueur d'onde correspondant (a) pour la FCP d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> et (b) pour la FCP hybride d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -tellurite (calculé numérique à partir des spectres de simulations Fig. 2.32).....	88
Figure. 3. 25. Coupe transversal (a) de la FCP à base d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> et (b) FCP hybride à base d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -borosilicate hybride.....	89
Figure. 3. 26. L'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les matériaux à base de borosilicate et As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> .....	90
Figure. 3. 27. La dispersion chromatique d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> Λ = 1,7 μm, d = 0,9 μm et FCP hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -borosilicate avec Λ = 1,7 μm fixe et d = 0,6, 0,7, 0,8 et 0,9 μm. Ci-dessous, la distribution de champ de mode fondamental HE <sub>11</sub> du FCP hybride As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -borosilicate (b), et FCP d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> (c) avec Λ = 1,7 μm, d = 0,9 μm à 2,5 de longueur d'onde de pompe.....	90
Figure. 3. 28. Comparaison de la génération de SC à λ = 2,5 μm du FCP As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> (a) et la FCPH As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> -borosilicate (b).....	92
Figure. 3. 29. La génération de supercontinuum à λ = 2,5 μm en faisant varier le diamètre du trou d'air de 0,9 μm à 0,6 μm, avec une durée d'impulsion de 50 fs, une énergie de 1,6 nJ et 4 mm de long. ....	93

Figure. 3. 30. Évolution spectrale dans les différents FCPH avec 4 mm de long pompés à 2,5  $\mu\text{m}$ . La ligne pointillée représente la distance de la longueur d'onde brisée. .... 94

Figure. 3. 31. (a) l'évolution temporelle de l'impulsion d'entrée au début de l'onde brisé optique avec la distance de propagation  $z = 1$  mm, (b) la représentation de spectrogramme du SC obtenu après 4 mm de long pour la FCPH1. .... 95

Figure. 3. 32. La génération de supercontinuum à  $\lambda = 2,5$   $\mu\text{m}$  en faisant varier la durée d'impulsion à 50 fs, 100 fs, 150 fs et 200 fs, l'énergie d'impulsion est de 1,6 nJ à 4 mm de long pour FCPH1. .... 96

Figure. 3. 33. SC Généré dans 4 mm de long FCPH1 à  $\lambda = 2,5$  microns avec diverses impulsions d'énergie à 50 fs durée d'impulsion. .... 97

Figure. 3. 34. (a) Supercontinuum généré dans 4 mm de FCP de la dispersion toute normale avec 50 fs, 1,6 nJ énergie d'impulsion à 2,5  $\mu\text{m}$ . (b) degré de cohérence correspondant. .... 97

Figure. 3. 35. Résolution longitudinale en fonction de la puissance crête. .... 98

## CHAPITRE 4

Figure.4. 1. La diffusion Brillouin Spontané (en haut) et stimulé (en bas).L'onde acoustique générée à la suite de l'électrostriction stimule en outre la rétrodiffusion, qui à son tour améliore l'interférence entre la pompe et les ondes de Stokes et renforce l'onde acoustique. .... 107

Figure.4. 2. Dispersion de la résonance de SBS. (a) Gain Brillouin (trait plein) et l'indice de réfraction (ligne pointillée) de la résonance. (b) l'indice de groupe normalisé de la résonance [25]. .... 111

Figure.4. 3. (a) des impulsions de sortie mesurées à différentes températures dans les 100 m SMF, (b) les données expérimentales (pointillé noirs) et courbes ajustées sur le retard de temps par rapport à la température à trois valeurs de gain de SBS différentes : 20, 30 et 40 dB [24]. .... 112

Figure.4. 4. Calculées (courbes rouge) et mesurées (pointillé bleu) profil d'indice de groupe pour (a) la lumière retardée et (b) accélération de la lumière. Une modulation sinusoïdale de 10 MHz pour le ralentissement et 3 MHz pour l'accélération a été imposée à l'onde stokes [41]. .... 113

Figure.4. 5. (a) Processus de ralentissement de la lumière par la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique. (b) vue en coupe transversale du mode fondamental à  $\lambda = 1.55$   $\mu\text{m}$  avec la conception proposée de la PCF à base d' $\text{As}_2\text{S}_3$ . .... 114

Figure.4. 6. Puissance de seuil de la SBS mesuré [39] (a) et simulation (b) sur une fibre à cristal photonique à base d' $\text{As}_2\text{S}_3$  avec une puissance de pompe de 50 mW. .... 115

Figure.4. 7. Simulation de la pompe et évolution des ondes de Stokes de plus de 10 m de long d'une FCP à base d' $\text{As}_2\text{S}_3$ . .... 115

Figure.4. 8. (a) Gain (courbe noire) et l'indice de réfraction (courbe bleue) de la résonance. (b) l'indice de groupe normalisé de la résonance. .... 116

Figure.4. 9. (a) Le temps de retard  $\Delta T_d$  en fonction de gain. (b) facteur d'élargissement en fonction de gain, avec la puissance de la pompe de 50 mW et de la pompe stokes de 1  $\mu\text{W}$ . .... 116

Figure.4. 10. (a) des retards d'impulsions en fonction de différentes puissance normalisée (b) temps de retard en fonction de la température avec trois valeurs différentes de puissance de pompe. .... 117

## Liste des acronymes

FCPs	Fibres à Cristaux Photoniques	Photonic Crystal Fiber (PCF)
FCPH	Fibre à Cristaux Photoniques Hybride	Hybrid Photonic Crystal Fiber
SC	Supercontinuum	Supercontinuum
FWHM	Largeur totale à mi-hauteur	Full Width at Half Maximum
DW	Onde dispersive	Dispersive Wave
FWM	Mélange à quatre ondes	Four-Wave Mixing
IM	Instabilité de Modulation	Modulation Instability
ENLS	Équation Non-Linéaire de Schrödinger	Nonlinear Schrödinger Equation
ENLSG	Équation Non-Linéaire de Schrödinger généralisée	General Nonlinear Schrödinger Equation
SSF	Méthode de Fourier à pas fractionnaire	Split-Step Fourier method
GVD	Dispersion de la vitesse de groupe	Group Velocity Dispersion
OWB	Onde optique Brisée	Optical Wave Broking
SMF	Fibre monomode	Single Mode Fiber
XPM	Modulation de phase croisée	Cross Phase Modulation
ZDW	Longueur d'onde de dispersion nulle	Zero Dispersion Wavelength
SPM	Auto-modulation de phase	Self-Phase Modulation
SRS	Diffusion Raman stimulée	Stimulated Raman Scattering
DBS	Diffusion Brillouin stimulée	Stimulated Brillouin Scattering (SBS)
OSA	Analyseur de spectre optique	Optical Spectrum Analyser
MMF	Fibre multi-mode	Multi-mode Fiber
MEF	Méthode des Éléments Finis	Finite element method
WDM	Multiplexage en longueur d'onde	Wavelength Division multiplexing
OTDR	Réfectomètre Optique dans le Domaine Temporel	Optical Time-Domain Reflectometer

## Liste des tableaux

### CHAPITRE 2

Tableau 2. 1. Longueurs d'ondes de dispersions nulles pour différents matériaux vitreux .....	41
Tableau 2. 2. Paramètres numériques utilisés pour résoudre l'ENSG.....	54

### CHAPITRE 3

Tableau 3. 1. Les coefficients de Sellmeier d'AsSe <sub>2</sub> .....	66
Tableau 3. 2. Les paramètres de la structure proposée.....	67
Tableau 3. 3. Les paramètres optimisés d'impulsion de sortie et d'entrée.....	72
Tableau 3. 4. Les coefficients de Sellmeier de As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> , Tellurite et Borosilicate.....	85
Tableau 3. 5. Résumé des résultats expérimentaux et simulations sur la production de SC.....	98

## Introduction générale

La dernière décennie a été témoin d'une conception particulière émergente en fibres optiques. En effet, celles-ci ont connu des progrès significatifs dans leur performance depuis les années 1970 jusqu'à nos jours. Grâce à l'apparition des lasers en 1960 et l'utilisation des verres de silice, les physiciens Charles Kao et Georges Hockman démontrèrent que la fibre pouvait transporter des données en télécommunication. En 1970, la première fibre optique a été fabriquée par la compagnie Corning Glass de New York. Après la première mise en œuvre commerciale et industrielle de fibres en silice, la transmission optique a été appliquée sur de longues et de courtes distances dans le domaine de la télécommunication, la détection chimique, la spectroscopie, l'imagerie, le microscope optique, la tomographie en cohérence optique (OCT), le développement du laser (source laser à base de fibres), et bien d'autres disciplines. Malgré son succès, les limitations en fibres de silice classiques ont commencées à apparaître.

Mis au point par le groupe de recherche de Philip St. J. Russell dans les années 1990 à l'université de Bath, le développement des fibres à cristaux photoniques (FCPs) et l'exploration de la grande variété d'applications possibles ont suscité un intérêt énorme. La conception de ces nouvelles fibres peut conduire à un niveau de contrôle sans précédent dans leur dispersion, biréfringence, nombre de modes guidés, non-linéarité, les pertes de confinement et de nombreuses autres propriétés. Les interactions non linéaires fondamentales ont été bien caractérisées dans de nombreux matériaux où il y a une tendance persistante à la recherche de matériaux avec une non-linéarité améliorée. Les effets non linéaires dépendent de plusieurs facteurs, dont en particulier, la longueur d'interaction de la lumière avec le matériau, l'indice non linéaire du matériau et l'intensité du signal. L'avènement des sources supercontinuum dans les années 1970 a ouvert de nouvelles perspectives. Un supercontinuum est formé quand un ensemble de processus non linéaires agissent ensemble sur un faisceau de lumière pour provoquer l'élargissement spectral sévère du faisceau, par exemple en utilisant un guide d'ondes hautement non linéaire plus particulièrement une fibre à cristaux photoniques. Alfano et Shapiro génèrent le premier supercontinuum dans un matériau de verre de BK7. La source obtenue était limitée dans le domaine du visible. Le supercontinuum avec des sources de spectres allant de 400 nm à 2400 nm générées dans une fibre à cristaux photoniques en silice sont disponibles commercialement depuis plusieurs années. Cependant, la fibre de silice présente deux limitations principales dans le moyen infrarouge : faible non-linéarité (indice de réfraction non linéaire  $n_2 = 2,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) et les courtes longueurs

d'onde de transmission dans le moyen infrarouge (inférieures à 2  $\mu\text{m}$ ). Déjà depuis le milieu des années 1960, plusieurs équipes de recherche se sont penchées sur la réalisation de fibres optiques avec des verres autre que la silice, comme le tellure (Te), le bismuth (Bi), le chalcogénure. L'intérêt porté pour de tels verres vient du fait que ceux-ci possèdent des propriétés très différentes de la silice. Les verres de chalcogénures, par exemple, sont des matériaux vitreux dont la composition contient un ou plusieurs éléments chalcogènes à savoir Soufre (S), Sélénium (Se) ou Tellure (Te), ainsi que des éléments des groupes IV et V de la classification périodique. Ils ont des fréquences sensiblement inférieures aux vibrations (donc aussi des énergies de phonons inférieurs) que la silice ( $\text{SiO}_2$ ) en raison de la plus grande masse d'ions de chalcogénures (comparaison avec des ions d'oxygène). Par conséquent, ces verres peuvent être transparentes dans l'infrarouge jusqu'à 25  $\mu\text{m}$  en dépendance de la composition :

- verres de sulfures tels que l'arsenic (As-S) sont par exemple appropriés pour les longueurs d'onde de 1 à 9  $\mu\text{m}$ .
- verres sélénites (As-Se) peuvent être utilisés jusqu'à 25  $\mu\text{m}$ , ces verres ont des non-linéarités 1000 fois plus importantes que la silice.

Les verres de chalcogénures sont donc de bons candidats pour les applications en optique non linéaire dans l'infrarouge. Ces verres sont aussi utilisés dans les fibres optiques pour ralentir ou accélérer la lumière à cause de leur fort non linéarité. La technique du ralentissement de la lumière basée sur la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres à cristaux photoniques hautement non-linéaires est particulièrement intéressante car elle permet une mise en œuvre très simple et robuste des lignes accordables de retard d'impulsions optiques essentielles comme composants dans les futurs réseaux tout optique de télécommunication.

L'objectif principal de cette thèse est de développer des fibres à cristaux photoniques hautement non linéaires ayant pour applications :

- la génération de supercontinuum dans la fenêtre atmosphérique infrarouge ainsi que dans la région de l'empreinte digitale et donc les sources SC infrarouge à haute et faible puissance basées sur des verres de chalcogénures hautement non linéaires sont requises. En effet, nous avons proposé une nouvelle conception et caractéristiques des FCPs utilisées pour produire des sources SC infrarouges cohérentes pouvant atteindre deux fenêtres atmosphériques (1-14  $\mu\text{m}$  et 1-5  $\mu\text{m}$ ). Notre but s'est porté sur la génération de supercontinuum infrarouge, large bande qui sera exploité dans le domaine de la spectroscopie, la cohérence en tomographie optique, militaire, la médecine, la métrologie de fréquence, la vision nuit, etc. Différents types d'élargissement spectraux ont été mis en

évidence. La dynamique de la construction des SC en fonction des effets non-linéaires mis en jeu a été aussi validée numériquement.

- le ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Nous avons étudié le processus de la diffusion Brillouin stimulée et spontanée. Les simulations de ralentissement de la lumière et l'application de la détection de température à base de la diffusion Brillouin ont été démontrées et vérifiées grâce à des comparaisons avec des résultats expérimentaux publiés antérieurement.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres. Le premier chapitre a pour objet de présenter le développement des fibres optiques hautement non linéaires : de la fibre classique à la fibre à cristaux photoniques. Les mécanismes de propagation de la lumière seront expliqués et la distinction entre fibre monomode et multi-mode sera établie. Ensuite nous rappelons comment est établie l'équation non linéaire de Schrödinger (ENLS) et l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (ENLSG) en basant sur les équations de Maxwell. Ensuite, nous décrirons les effets non linéaires qui se produisent dans les fibres optiques. Enfin, les verres hautement non linéaires ont été présentés pour des applications potentielles des FCPs à la fois en optique passive et en optique active.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de la modélisation des propriétés optiques et la propagation non linéaire dans les fibres optiques. Dans la première partie, la modélisation numérique des propriétés des fibres optiques sera présentée en utilisant la méthode des éléments finis (MEF) à savoir la dispersion chromatique, la biréfringence, le coefficient non linéaire et les pertes de confinement. Ensuite, nous indiquerons comment l'ENLSG est résolue numériquement en utilisant la méthode de Fourier à pas fractionnaire (SSFM). Enfin, nous présentons une description détaillée de la génération de supercontinuum infrarouge avec des matériaux de chalcogénures hautement non linéaire.

Le troisième chapitre a pour but d'étudier l'application des effets non linéaire qui étudie la génération de supercontinuum infrarouge en utilisant des fibres à cristaux photoniques hautement non linéaires avec des nouvelles familles de verres: les chalcogénures et spécifiquement en Arsenic et Sélénium ( $As_2S_5$ ,  $AsSe_2$  et  $As_{38.8}Se_{61.2}$ ). Ces verres sont extrêmement non linéaires (indice de non linéarité 800 à 1000 fois plus élevé que la silice). La génération de supercontinuum infrarouge large bande, cohérent et super-plat est réalisée en régime femtoseconde dans les régimes de dispersion anormale et normale respectivement en utilisant ces verres de chalcogénures.

Nous terminons dans le chapitre 4 par l'étude du ralentissement de la lumière dans les FCPs hautement non linéaires en utilisant la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Dans un premier temps, l'étude et la modélisation de cet effet non linéaire inélastique seront présentées. Ensuite, la puissance de seuil de la diffusion Brillouin dans les FCPs sera étudiée et puis l'origine du ralentissement de la lumière sera abordée. Enfin, les résultats qui décrivent la détection de la température en utilisant la DBS en se basant sur les lignes de retard d'impulsion seront présentés.

---

Chapitre 1

---

**Les fibres optiques hautement non  
linéaires**

---

## 1.1. Introduction

L'utilisation d'ondes porteuses optiques de la lumière pour la communication est courante depuis de nombreuses années [1]. Trois scientifiques de la compagnie Corning Glass de New York, Robert Maurer, Peter Schultz et Donald Keck, produisirent la première fibre optique pouvant être utilisée dans les réseaux de télécommunications en 1970 [2]. Avec les travaux du laboratoire de recherche de Corning, l'atténuation des fibres passe de 0.02 dB/m à 0.004 dB/m [3, 4, 5, 6]. Les atténuations obtenues étant même plus élevées, ils ont donné naissance à un nouveau type de fibre optique. En 1996 le groupe optoélectronique de l'université de Bath publiait la première fabrication d'un nouveau type de fibre optique : c'est la fibre microstructurée ou fibre à cristaux photonique FCP (ou Photonic Crystal Fiber PCF) [7]. L'aspect des FCPs a offert de nouveaux types d'expériences sur les fibres hautement non linéaires et le contrôle de la dispersion chromatique en jouant sur les paramètres optogéométriques de ces fibres. Dans un premier temps, ce chapitre donne historiques et explications générales sur les fibres optiques. Les différentes avancées ayant conduit à l'avènement de cette technologie seront mentionnées. Les différents mécanismes de propagation de la lumière seront expliqués et la distinction entre fibre monomode et multi-mode sera établie. Ensuite, un état de l'art des fibres à cristaux photoniques permettra de décrire brièvement la méthode de fabrication mises en place pour réaliser de telles fibres. En fin les verres hautement non linéaires et les effets non linéaires ont été présentés pour des applications à la fois en optique passive et en optique active.

## 1.2. Histoire de la fibre optique

Le guidage de la lumière par réflexion totale interne, était mis à profit par les artisans du Grecs anciens pour les décorations [8]. En utilisant un jet d'eau afin de guider la lumière, le physicien irlandais John Tyndall démontre scientifiquement le principe de la réflexion totale interne devant la Société Royale Britannique en 1884 [9] Fig. 1.1.

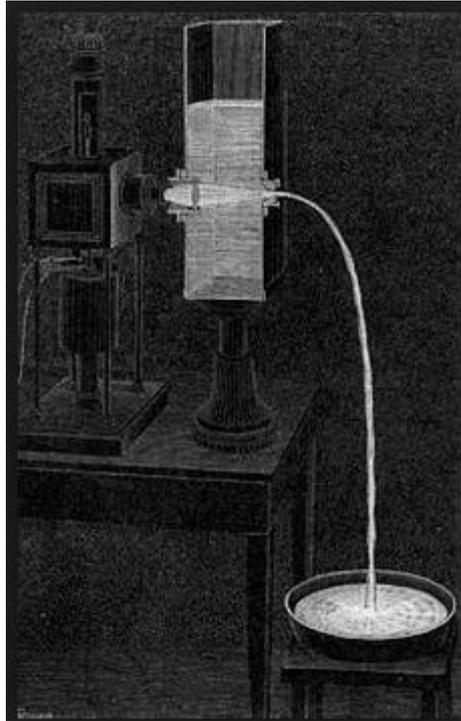


Figure. 1. 1. La fontaine lumineuse de Colladon en 1884 [9].

H. Lamm parvient à transmettre l'image d'un filament de lampe électrique avec un assemblage rudimentaire d'une fibre optique en 1930, cette approche ne trouva pas d'application. Le fibroscope a été inventé par Van Heel et Hopkin en 1950 [10]. Le fibroscope est un appareil qui permet de guider les rayons lumineux grâce à une fibre optique souple. L'appareil fut utilisé en médecine et dans le domaine de l'industrie, avec une transmission courte qui ne pouvait se faire sur une grande distance étant donnée la mauvaise qualité des fibres utilisées. L'invention du laser en 1960 offrit l'occasion de transmettre un signal avec assez de puissance sur une grande distance, le signal lumineux étant suffisamment puissant pour être transmis sur une grande distance. Les physiciens Charles K. Kao et George A. Hockham de la société Téléphones et câbles standard britannique ont été les premiers à promouvoir l'idée que l'atténuation dans les fibres optiques pourrait être réduite en dessous de 0,02dB/m en 1964 [11], ce qui rend les fibres d'un moyen de communication pratique. Ils ont démontrés que les pertes dans les fibres optiques à l'époque avaient été provoquées par des impuretés qui pourraient être supprimés, plutôt que par des effets physiques fondamentaux, telles que la diffusion. Ils ont théorisés correctement et systématiquement les propriétés de la lumière dans la fibre optique telles que les atténuations, et ils ont souligné le bon matériel à utiliser pour de telles fibres : verre de silice de haute pureté. Cette découverte a valu à Charles Kao le prix Nobel de physique en 2009. En 1970 la première fibre optique a été fabriquée par la compagnie Corning Glass de

New York. En 1977, la fibre fut installée pour la première fois aux Etats-Unis à Chicago. En 1996 [7] le groupe optoélectronique de l'université de Bath publiait la première fabrication d'un nouveau type de fibre optique : c'est la fibre à cristaux photonique ou fibre microstructurée Fig. 1.2. Ces travaux ont marqué le début du développement de fibres de différentes géométries utilisant des verres de différentes compositions hautement non-linéaire.

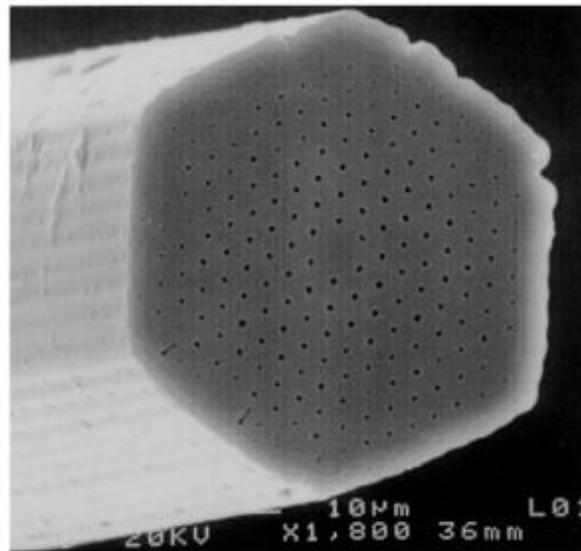


Figure 1. 2. La première FCP monomode en silice en 1996 [7].

La technologie actuelle trouve la fibre optique dans de nombreuses industries, dans une variété d'applications. Militaire, médical, télécommunications, stockage de données, réseaux, industriels, et arts, ont tous trouvé des façons d'utiliser cette fibre polyvalente.

### 1.3. Fibre optique conventionnelle

Une fibre optique est un fil flexible et transparent qui a la propriété d'être un guide d'onde fabriqué par étirage de verre ou de plastique à un diamètre légèrement plus épaisse que celle d'un cheveu humain. Elles sont constituées d'une partie centrale (cœur) d'indice de réfraction entourée d'une gaine optique dont l'indice de réfraction est légèrement plus faible, le tout étant entouré d'une gaine de protection en polymère.

#### 1.3.1. Réflexion totale interne

La fibre optique est un guide d'onde qui se base sur le principe de la réflexion totale interne. On écrit la loi de Snell-Descartes pour la réfraction par l'expression suivante :

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (1.1)$$

$n_1$  et  $n_2$  sont les indices respectifs des milieux 1 et 2,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les angles formés avec la normale par le rayon incident et le rayon réfracté respectivement Fig. 1.3. On déduit l'expression suivante à partir de l'équation 1.1 :

$$\sin(\theta_2) = \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) \tag{1.2}$$

On note que pour :

- $n_1 < n_2$ , l'équation (1.2) a une solution en  $\theta_2$ , et il existe toujours un rayon réfracté et il n'y a pas la réflexion totale.
- $n_1 > n_2$ , il n'y a alors pas de rayon réfracté et la réflexion est totale.

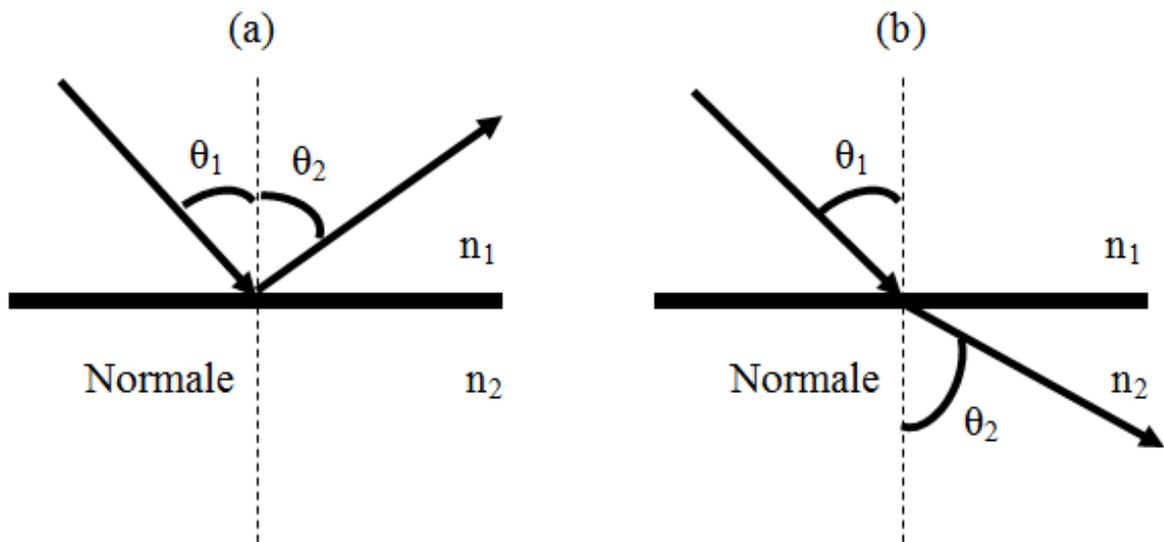


Figure 1. 3. Réflexion (a) et réfraction (b) sur un milieu d'indices  $n_1$  et  $n_2$ .

L'angle limite est l'angle d'incidence pour lequel l'angle de réfraction est  $90^\circ$ . L'angle d'incidence est mesuré par rapport à la normale. Considérons un rayon lumineux qui passe du verre à l'air. La lumière provenant de l'interface est pliée vers le verre. Lorsque l'angle d'incidence est suffisamment augmenté, l'angle transmis (dans l'air) atteint  $90^\circ$ . C'est à ce point qu'aucune lumière n'est transmise dans l'air. En utilisant la loi de Snell-Descartes on obtient l'expression suivante :

$$\sin(\theta_l) = \frac{n_2}{n_1} \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{n_2}{n_1} \tag{1.3}$$

La valeur de l'angle critique ou limite est la valeur pour laquelle  $\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_l) = 1$ , de cette expression et de l'équation (1.3) on déduit alors l'angle d'incidence  $\theta_l$  limite correspondant à l'expression suivante :

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1.4)$$

En physique, le coefficient de réflexion est un paramètre qui décrit la quantité d'onde électromagnétique réfléchi par une discontinuité d'impédance dans le milieu de transmission. La réflectance d'un système est aussi parfois appelée coefficient de réflexion. Le coefficient de réflexion en intensité ( $R$ ) a pour expression suivante :

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}\right)^2 \quad (1.5)$$

Par exemple, il est utilisé en optique pour calculer la quantité de lumière réfléchi par une surface avec un indice de réfraction différent, telle qu'une surface de verre, ou dans une ligne de transmission électrique pour calculer la proportion de l'onde électromagnétique réfléchi par une impédance. Le coefficient de réflexion est étroitement lié au coefficient de transmission, et a pour expression suivante :

$$T = 1 - R \quad (1.6)$$

### 1.3.2. Mécanismes de propagation de la lumière dans une fibre optique

#### 1.3.2.1. Structure de la fibre conventionnelle

Une fibre optique est un guide d'onde constituée d'une partie centrale (cœur) d'indice de réfraction ( $n_c$ ) entourée d'une gaine optique dont l'indice de réfraction ( $n_g$ ) est légèrement plus faible, entouré d'une gaine de protection de polymère Fig. 1.4. Du à la différence d'indice de réfraction, la lumière incidente dans le cœur reste piégée au sein de la fibre optique par le procédé bien connu de réfraction totale interne décrit dans la Fig. 1.3. Dans la Fig. 1.4(a), nous présentons une vue d'une fibre optique classique ou conventionnelle. Le guidage est assuré par un saut d'indice optique suffisant entre le cœur et la gaine comme illustré dans la Fig. 1.4(b), où l'on présente une coupe transversale du profil d'indice de réfraction de la fibre.

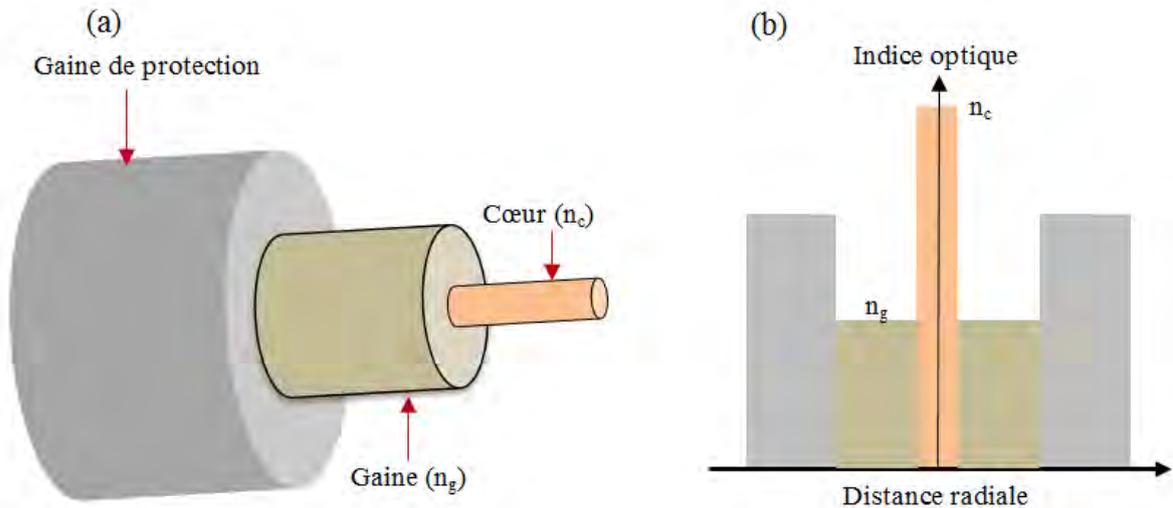


Figure 1. 4. Structure d'une fibre optique (a) coupe transversale (b) profil d'indice correspondant (b).

Selon les caractéristiques des modes de propagation, nous avons trois configurations possibles pour les fibres optiques commerciales: fibre multi-mode à gradient d'indice (Multi-Mode Fiber MMF), fibre multi-mode à saut indice et fibre monomode (Single Mode Fiber SMF) Figure. 1.5.

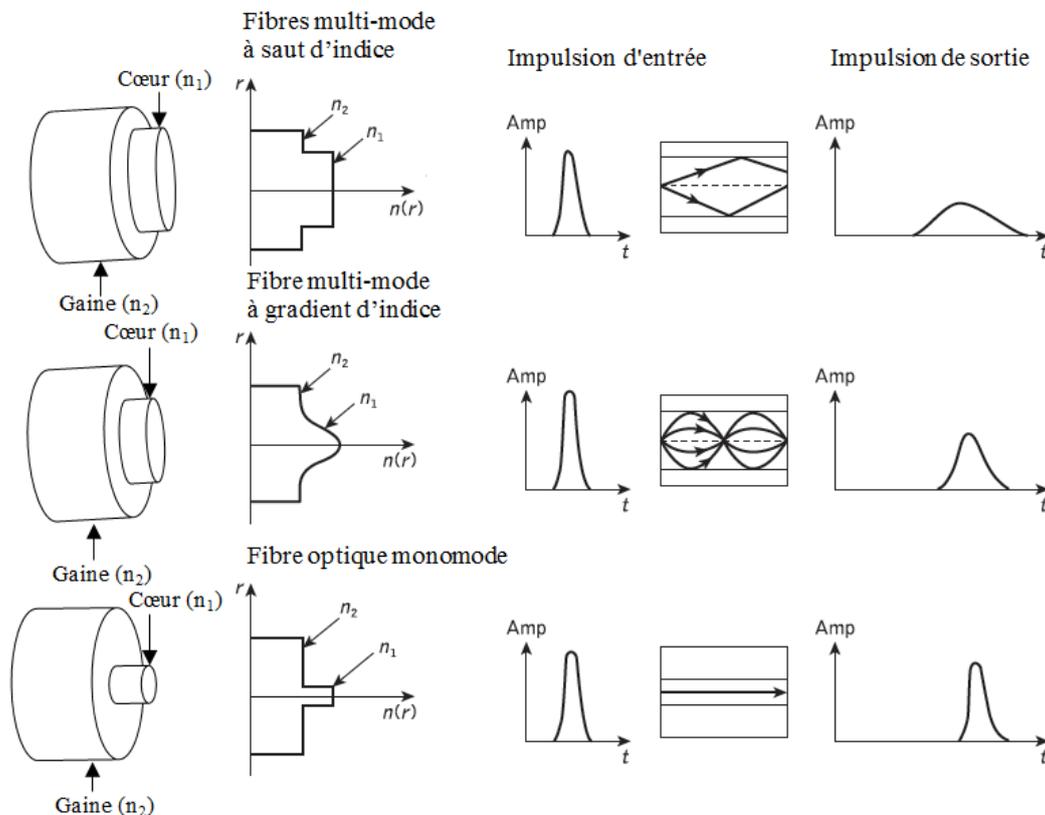


Figure. 1. 5. Diagramme schématisant une fibre à saut d'indice, une fibre à gradient d'indice et une fibre monomode, et illustrant l'élargissement d'impulsion dû à la dispersion dans chaque type de fibre

### 1.3.2.2. Principe de guidage dans la fibre optique

La réflexion totale interne est à la base de la propagation des ondes lumineuses dans la fibre optique. Elle impose un angle maximal d'injection des faisceaux à l'entrée de la fibre comme la Fig.1.6. L'angle d'incidence maximal que peuvent avoir les rayons pour être guidés dans la fibre est obtenu en appliquant les conditions de la réflexion totale interne. Cette grandeur est appelée Ouverture Numérique (ON) de la fibre et a pour expression suivante :

$$ON = \sin(\theta_{\max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.7)$$

Tous les rayons qui rentreront dans ce cône d'acceptance Fig. 1.6 : seront guidés dans le cœur de la fibre. Tous les rayons se trouvant en dehors de cette zone seront perdus dans la gaine par réfraction à l'interface cœur /gaine. Ils occasionneront des pertes par injection.

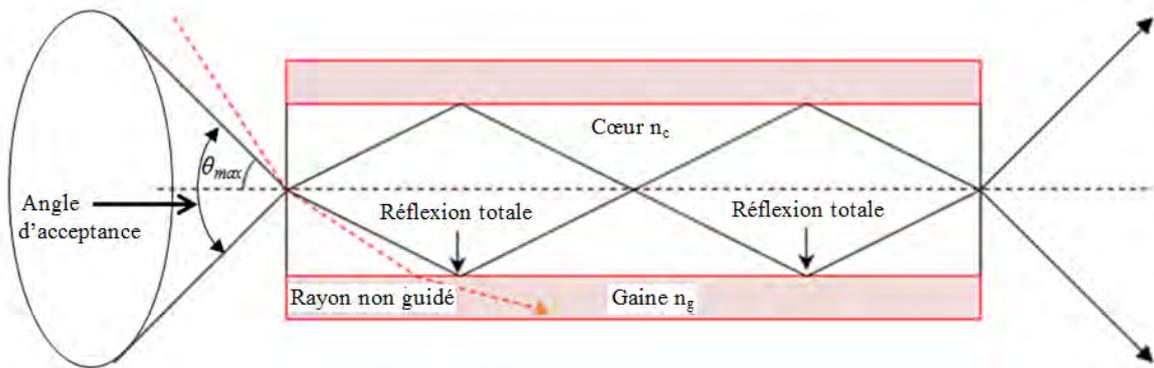


Figure 1. 6. Propagations d'une onde dans la fibre optique

### 1.3.2.3. Propagation des modes optiques

Pour étudier la propagation de l'onde dans les fibres optiques, on fait appel à la théorie l'électromagnétique. On peut alors décrire la propagation des ondes en résolvant l'équation d'Helmholtz. Chaque onde qui est solution de cette équation est appelée mode optique. Pour calculer le nombre de mode dans une fibre à saut d'indice, on détermine la valeur de la fréquence normalisée en utilisant cette expression suivante :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.8)$$

Avec  $V$  la fréquence normalisée,  $a$  le rayon du cœur,  $\lambda$  la longueur d'onde considéré,  $n_c$  et  $n_g$  les indices de cœur et de la gaine respectivement. Dans le cas où  $V < 2,405$ , uniquement le mode fondamental  $LP_{01}$  se propage, la fibre est alors dite monomode. Pour  $V > 2,405$  la fibre devient multi-mode  $LP_{11}$  ( $TE_{01}$   $TM_{01}$ ).

On remarque deux types de mode dans les fibres optiques :

- Les fibres optiques monomodes (SMF) LP<sub>01</sub> qui n'autorisent qu'un seul mode Fig. 1.7 propagation (utilisé dans notre étude chapitre 3 et 4),
- Les fibres optiques multi-modes (MMF) qui ont un régime de propagation correspondent à une superposition de plusieurs modes Fig. 1.7.

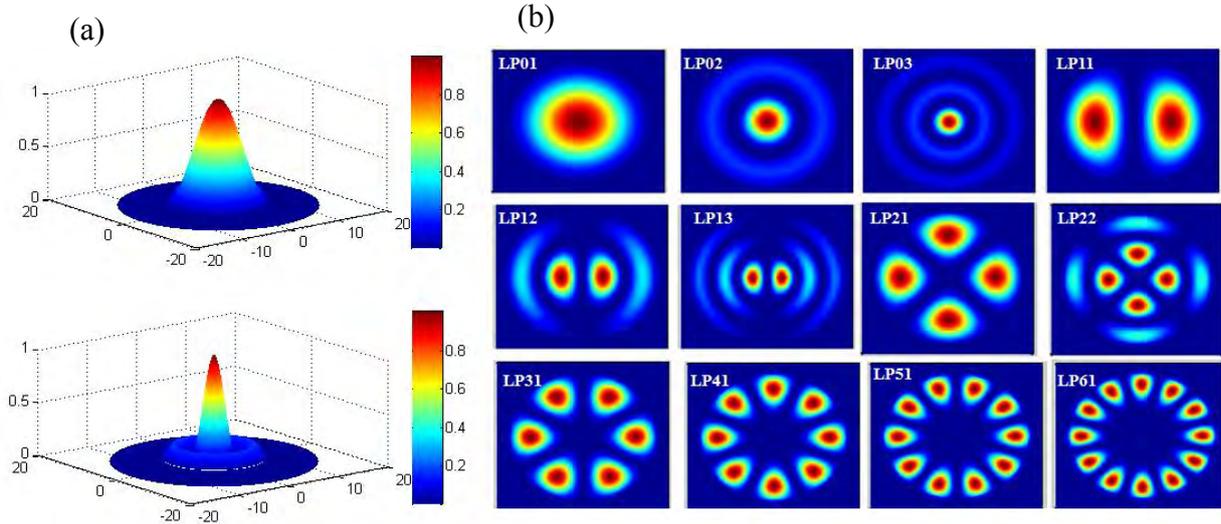


Figure. 1. 7. Simulation des guidages dans une fibre. (a) Mode fondamental (LP<sub>01</sub>) et mode d'ordre supérieur (LP<sub>02</sub>). (b) Différents modes optiques guidés dans la fibre.

### 1.4. Fibres à Cristaux photoniques

En 1996, un nouveau type de fibre optique a été rapporté à l'université de Bath, qui, au lieu d'avoir une zone de gaine formée d'un verre, avait une région de gaine comprenant un réseau de trous d'air microscopiques traversant longitudinalement la fibre [7, 12, 13, 14, 15]. Cela est connu sous le nom de la fibre à cristaux photonique (Photonic cristal fiber PCF en anglais).

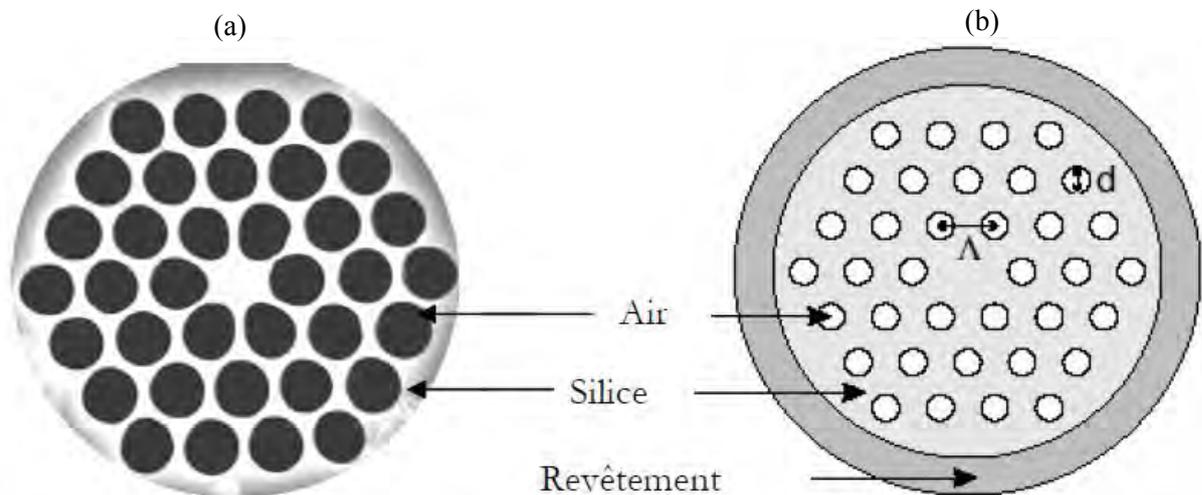


Figure. 1. 8. Coupe transverse d'une fibre à cristaux photonique réelle (a) [16] et idéale (b).

La Fig. 1.8 (a-b) montre les coupes transversales d'une FCP réelle et idéale respectivement. La région, au centre de la fibre, permettant le guidage de la lumière est considérée comme le cœur de la fibre. L'arrangement des trous d'air peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de couronnes de trous utilisées pour former la gaine microstructurée constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage [16]. En jouant sur les paramètres de la FCP, la distance entre les centres des deux trous ( $A$ ) appelée pitch et le diamètre des trous d'air ( $d$ ) Fig. 1.8 (b), on maîtrise les propriétés du guidage de la fibre. On remarque deux types de guidage : le guidage par réflexion totale interne et le guidage par bande photonique interdites (BPI). Pour les FCPs à cœur plein ou solide, le guidage se fait par réflexion totale interne. Dans le cas des FCPs à cœur creux, le guidage se fait par le principe de BPI. Pour ce dernier cas, la lumière incidente à l'interface cœur gaine est fortement diffusée par les trous d'air. La lumière est confinée dans un trou d'air de la structure dans le cas des fibres à cœur creux Fig. 1.9(c). Un tel mécanisme de guidage ne fonctionne normalement que dans une région de longueur d'onde limitée. Pour la génération de supercontinuum et le ralentissement de la lumière les FCPs hautement non linéaires avec un cœur solide Fig. 1.9 (a-b) seront utilisées dans nos études.

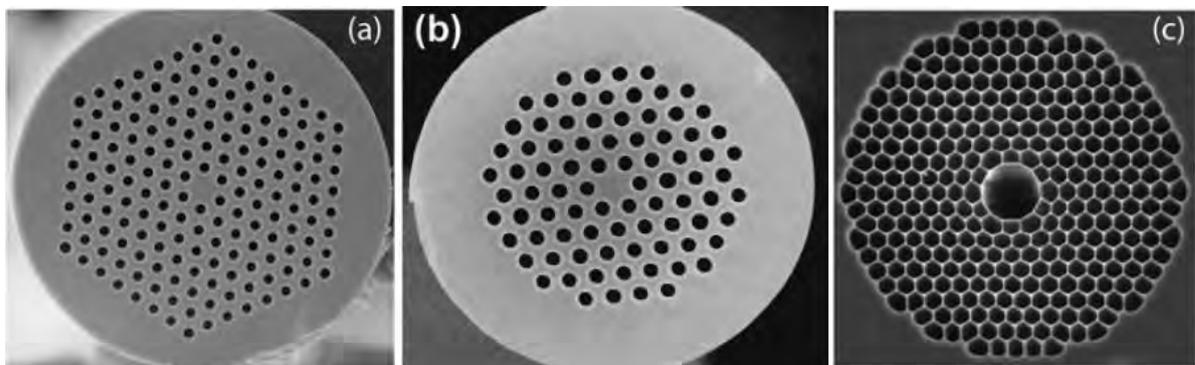


Figure. 1. 9. Des FCPs disponibles commercialement et possédant une structure air-silice à arrangement périodique. (a) et (b) FCPs à cœur solide et de structure hexagonale. (c) FCP à cœur creux pour un guidage par bandes interdites [17, 18].

#### 1.4.1. Propagation de la lumière dans les FCPs à cœur solide

Le guidage de la lumière dans les FCPs à cœur solide se fait par réflexion totale interne. Le confinement de la lumière dans une FCP à cœur solide est plus fort que dans une fibre conventionnelle.

Comme indique, la valeur de la constante de propagation  $\beta$  est liée par l'indice de réfraction du cœur et l'indice de réfraction de la gaine:

$$kn_g < \beta < kn_c \quad (1.9)$$

Avec  $kn_c$  et  $kn_g$  sont les constantes de propagation maximale autorisée dans le cœur et dans la gaine respectivement.

Les propriétés de guidage des FCPs dépendent de leurs paramètres optogéométriques.

La fréquence normale efficace  $V_{\text{eff}}$  pour les fibres à cristaux photonique ayant un rayon de cœur „a” avec des indices de réfraction de cœur  $n_c$  et de la gaine  $n_{\text{geff}}$  respectivement, [19, 12] a pour expression suivante :

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{\text{geff}}^2} \quad (1.10)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d’onde du rayon propagé. Nous avons démontré, à partir de la méthode des éléments finis, que pour les petits diamètres de trou,  $d/\Lambda < 0,43$ , les FCPs sont infiniment monomodes valable uniquement pour les verres de silice ( $\text{SiO}_2$ ). A partir de l’équation 1. 10, la condition de coupure est donnée par  $V_{\text{eff}} = 2,405$ , comme dans les fibres classiques conventionnelles, et donc le paramètre de la fréquence normalisée permet d’appliquer directement le principe de conception des fibres standard et aux FCPs.

#### 1.4.2. Fabrication des FCPs

Il y a un certain nombre de moyens de fabrication des FCPs, mais le plus commun est la technique de l’empilement-étirage („stack and draw”) Fig. 1.10. Tout d’abord, les capillaires sont tirés à partir de tubes de verre, puis empilées dans une rangée étroite garnie d’éventuels défauts solides créés par le remplacement d’un capillaire d’une tige solide. Cette pile est ensuite insérée dans un tube, et mis sur une tour de fibrage, et tirée vers le bas pour les préformes. Ces préformes offrent une étape intermédiaire utile avant l’empilement à la fibre. Cela peut maintenir la structure, ou permettre les trous à l’effondrement ou à être gonflés.

Il est même possible d’appliquer des pressions différentes à différents trous en insérant les capillaires entre eux et faire pression sur les capillaires ; cette technique a été utilisée pour effectuer le maintien de polarisation des FCPs [20].

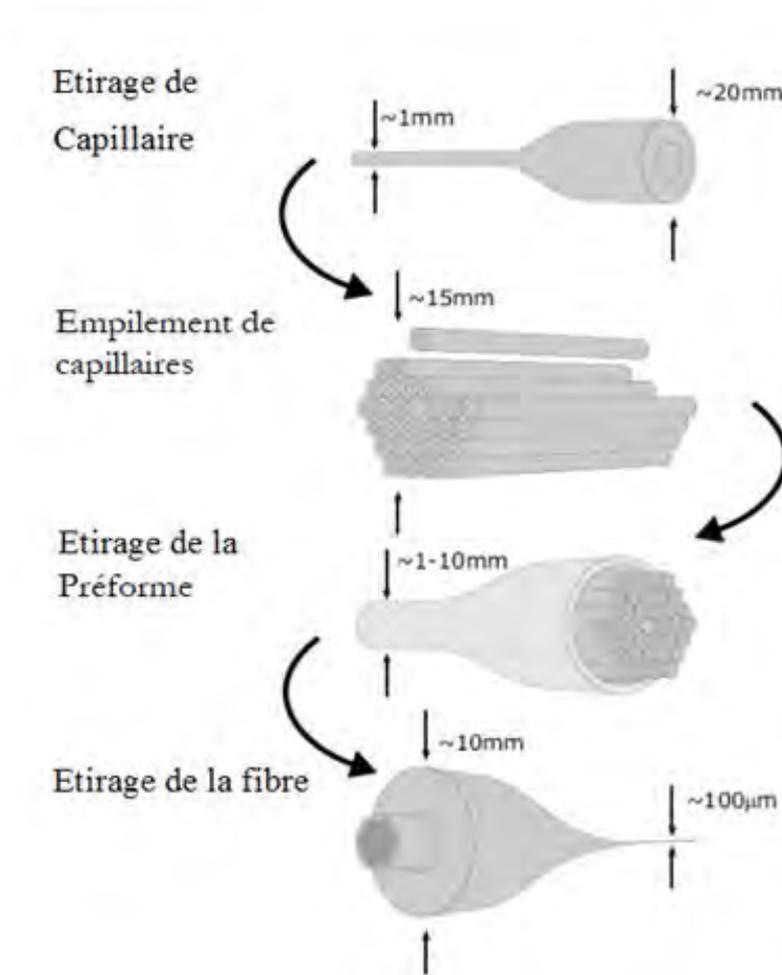


Figure. 1. 10. Principe de fabrication d'une FCP en utilisant le procédé de Stack and Draw [20].

Les fibres à cristaux photoniques ont évoquées beaucoup d'intérêt en raison de leurs applications répandues dans la communication en fibre optique, dans les dispositifs non linéaires, dans les capteurs à fibres optiques, et dans d'autres domaines de l'industrie [4-7]. Leurs propriétés particulières rendent les FCPs très attractives pour une très large gamme d'applications.

## 1.5. Les effets non linéaires dans la fibre optique

### 1.5.1. Equation d'onde dans la fibre optique

Tout type d'onde électromagnétique peut être décrit par le vecteur champ électrique  $\vec{E}$ , le déplacement électrique  $\vec{D}$ , le vecteur champ magnétique  $\vec{H}$  et la densité de flux magnétique  $\vec{B}$ . Les relations entre les quatre vecteurs de champs, appelée équation de Maxwell, ont été dérivées par James Clerk Maxwell et ont pour expressions suivantes [21, 22] :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \vec{D} = \rho_f \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \vec{B} = 0 \quad (1.14)$$

Où  $J$  est la densité de courant,  $\rho_f$  est la densité de porteur, et  $\nabla$  est l'opérateur de Nabla. En l'absence de charges libres dans un milieu tel que les fibres optiques,  $J$  et  $\rho_f$  sont égaux à zéro. Pour un milieu non magnétique tel que la silice les densités de flux  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$  résultant en réponse aux champs électriques et magnétiques  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  peuvent s'écrire :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.15)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.16)$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\mu_0$  est la perméabilité du vide, et  $\mathbf{P}$  est la polarisation électrique induite. La prise en compte des phénomènes non-linéaires dans les fibres optiques nécessite d'étudier la théorie de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les milieux non-linéaires dispersifs. L'équation d'onde pour le champ électrique peut être dérivée comme l'équation suivante en prenant d'abord la boucle de l'équation (1.11), puis en remplaçant l'équation (1.13) dans le résultat, on obtient l'expression suivante [21].

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.17)$$

Où  $c$  la célérité de la lumière dans le vide et  $\varepsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$ . Dans le traitement de l'effet linéaire dans un milieu, nous décrivons la relation entre la polarisation induite  $\mathbf{P}$  et le champ électrique  $\mathbf{E}$  à travers la fonction de susceptibilité électrique  $\chi_e$  :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad (1.18)$$

La constante diélectrique  $\varepsilon_r$  et la permittivité nette du milieu  $\varepsilon$  sont liées à la fonction de susceptibilité électrique  $\chi_e$  comme  $1 + \chi_e$  et  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ , respectivement. En ajoutant les relations 1.17, 1.18, et les expressions citées nous trouvons les relations suivantes :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.20)$$

Dans le domaine de la fréquence, les équations ci-dessus sont transformées en Equation (1.17) comme suit en utilisant la forme opérateur [21]  $\partial/\partial t = i\omega$

$$\nabla^2 \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0 \quad (1.21)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (1.22)$$

Avec  $k$  est le nombre d'ondes. Ces deux équations sont les équations dites de Helmholtz.

Un milieu est diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. L'atome est formé de protons chargés positivement et d'électrons. Le mouvement des charges a pour conséquence la création de dipôles induits. Ces mouvements sont faibles comparés aux déplacements des charges dans un matériau conducteur. La polarisation du milieu est définie comme la superposition de tous les moments dipolaires induits par le champ électrique. Nous avons dérivé l'équation (1.19), où la polarisation induite  $\mathbf{P}$  et le champ électrique  $\mathbf{E}$  suivent la relation linéaire Equation (1.18) par la fonction de susceptibilité électrique  $\chi_e$ . Cependant, avec la présence d'effets non linéaires, la polarisation induite ne satisfait plus à cette relation linéaire, mais elle est exprimée par les premiers termes d'une expansion en série des puissances du champ électrique  $\mathbf{E}$  [23]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \quad (1.23)$$

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + (\vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots) \quad (1.24)$$

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (1.25)$$

Où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\chi^{(j)}$  ( $j=1,2,\dots$ ) sont les susceptibilités du  $j^{\text{ème}}$  ordre. Ce sont des tenseurs de rang  $j+1$ ,  $\chi^{(1)}$  représente la polarisation linéaire, et les susceptibilités d'ordre supérieur constituent la polarisation non linéaire et les symboles  $\cdot$  et  $:$  désignent les produits tensoriels de première et deuxième espèces. On suppose que la polarisation au temps  $t$  dépend uniquement de la valeur instantanée de la force du champ électrique. Dans le cas des fibres optiques, seules  $\vec{P}^{(1)}$  et  $\vec{P}^{(3)}$  contribuent à la polarisation induite totale en raison des propriétés suivantes des verres utilisés : Premièrement, pour les matériaux possédant un centre de symétrie d'inversion, comme la silice, la polarisation induite n'a que des puissances étranges

du champ électrique. Deuxièmement,  $P^{(1)}$  et  $P^{(3)}$  sont les seuls effets non linéaires observés avant qu'un dommage irréversible d'une fibre optique ne se produise. Les polarisations linéaires  $P_L$  et non linéaires  $P_{NL}$  s'expriment, en se limitant à l'ordre 2, par rapport au champ électrique par les relations générales suivantes :

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (1.26)$$

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \iiint_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (1.27)$$

La partie réelle de la susceptibilité du 1<sup>er</sup> ordre peut être reliée à l'indice de réfraction équation 1.28 et sa partie imaginaire par l'absorption de la fibre équation 1.29.

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} R_e [\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (1.28)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} I_m [\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (1.29)$$

La partie réelle est reliée à l'indice non linéaire du matériau  $n_2$ , par l'équation 1.30 suivante :

$$n_2 = \frac{3}{8n} R_e [\chi^{(3)}] \quad (1.30)$$

La partie imaginaire est, elle, reliée au coefficient d'absorption à deux photons  $\alpha_2$  par l'équation 1.31 suivante :

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} I_m [\chi^{(3)}] \quad (1.31)$$

### 1.5.2. Equation non linéaire de Schrödinger (ENLS)

Dans cette sous-section nous allons décrire l'équation non linéaire de Schrödinger (ENLS). C'est cette équation qui décrit la propagation d'une onde dans une fibre optique. Cette onde est polarisée linéairement suivant une direction unique, ce qui permet une approche scalaire du problème. Nous pouvons écrire le champ électrique en séparant la partie à variation rapide et la partie lentement variable de la manière suivante :

$$\vec{E} = \frac{1}{2} [E(\vec{r}, t) e^{i\omega_0 t} + cc] \hat{x} \quad (1.32)$$

La partie de polarisation linéaire  $P_L$  et la partie de polarisation non linéaire  $P_{NL}$  peuvent être exprimées de la même manière :

$$\vec{P}_L = \frac{1}{2} [P_L(\vec{r}, t) e^{i\omega_0 t} + cc] \hat{x} \quad (1.33)$$

$$\vec{P}_{NL} = \frac{1}{2} [P_{NL}(\vec{r}, t) e^{i\omega_0 t} + cc] \hat{x} \quad (1.34)$$

Dans un premier temps, la réponse non linéaire du milieu est considérée comme instantanée. La dépendance temporelle de  $\chi^{(3)}$  est alors donnée par le produit de trois fonctions de Dirac de la forme  $\delta(t - t_1)$ . L'équation 1.34 devient alors :

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.35)$$

En ajoutant l'équation (1.32) dans l'équation (1.35), nous voyons alors apparaître des termes en  $\omega_0$  ainsi qu'en  $3\omega_0$  dans l'expression de la polarisation non linéaire. Ces derniers sont généralement négligeables dans les fibres optiques. Après simplification nous obtenons l'expression suivante :

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2 \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} [E(\vec{r}, t) e^{i\omega_0 t} + cc] \quad (1.36)$$

En identifiant la relation obtenue avec l'expression (1.34), on obtient

$$\vec{P}_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2 \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.37)$$

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.38)$$

Où  $\varepsilon_{NL}$  est la contribution non linéaire de la constante diélectrique. Elle sera considérée comme constante durant toute la propagation de l'impulsion lumineuse. Afin de pouvoir résoudre les équations différentielles dans le domaine des fréquences, nous définissons les transformées de Fourier  $\tilde{E}, \tilde{P}_L; \tilde{P}_{NL}$ , des amplitudes lentement variables respectivement E,  $P_L$ ,  $P_{NL}$ .

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\vec{r}, t) e^{-i(\omega - \omega_0)t} dt \quad (1.39)$$

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) e^{i(\omega - \omega_0)t} d\omega$$

La composante linéaire  $P_L$  dans le domaine fréquentiel est exprimée comme suit :

$$\begin{aligned} P_L(\vec{r}, t) &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)} \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) e^{i(\omega - \omega_0)t} d\omega \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} E(\vec{r}, t) e^{i(\omega - \omega_0)t} dt \end{aligned} \quad (1.40)$$

En ajoutant les relations (1.32), (1.33) et (1.34) dans l'équation (1.17) nous trouvons l'expression suivante :

$$\nabla^2 \tilde{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} + \mu_0 \omega^2 \tilde{P}_L + \mu_0 \omega^2 \tilde{P}_{NL} = 0 \quad (1.41)$$

L'équation 1.41 en fonction de  $\tilde{E}$  s'écrit alors :

$$\nabla^2 \tilde{E} + k_0^2 \varepsilon(\omega) \tilde{E} = 0 \quad (1.42)$$

Avec  $\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL}$ . La constante diélectrique peut également être exprimée en fonction de l'indice de réfraction  $\tilde{n}$  et de l'absorption  $\tilde{\alpha}$

$$\varepsilon(\omega) = \left( \tilde{n} + \frac{i\tilde{\alpha}c}{2\omega_0} \right) \quad (1.43)$$

Avec

$$\tilde{n} = n + n_2 |E|^2 \quad (1.44)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2 \quad (1.45)$$

En posant  $\tilde{\alpha} = \alpha$ , la constante diélectrique devient alors :

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= (n + \Delta n)^2 \\ &\approx n^2 + 2n\Delta n \end{aligned} \quad (1.46)$$

Avec

$$\Delta n = n_2 |E|^2 - \frac{i\alpha}{2k_0} \quad (1.47)$$

Ces équations mettent en évidence une perturbation de l'indice de réfraction du matériau avec l'intensité du champ électrique. Cette perturbation est considérée comme une faible perturbation ce qui justifie l'utilisation de la théorie de la perturbation du première ordre. En utilisant la méthode de séparation des variables, on écrit l'expression de  $\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0)$  comme suit :

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 z} \quad (1.48)$$

Où  $F(x, y)$  est la distribution modale du champ et  $\tilde{A}$  l'amplitude lentement variable du champ en fonction de  $z$  et  $\beta_0$  la constante de propagation à la fréquence centrale. L'approximation des enveloppes lentement variables consiste à négliger les dérivées secondes du champ  $\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2}$  en supposant que  $\tilde{A}$  varie lentement avec  $z$ . En ajoutant (1.41) avec l'équation (1.33), on aboutit aux équations suivantes :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2]F = 0 \quad (1.49)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A} \quad (1.50)$$

Avec

$$\tilde{\beta} = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (1.51)$$

La perturbation de l'indice de réfraction a conduit à introduire une perturbation sur la constante de propagation  $\beta(\omega)$  qui s'écrit:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (1.52)$$

Pour déterminer l'évolution de  $A(z, t)$  il faut retourner dans le domaine temporel. Pour cela, on utilise de décomposer en série de Taylor la constante de propagation  $\beta(\omega)$  autour de la pulsation central  $\omega_0$ .

$$\beta(\omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\beta_n}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad (1.53)$$

Avec

$$\beta_n = \left( \frac{d^n \beta(\omega)}{d\omega^n} \right)_{(\omega=\omega_0)} \quad (1.54)$$

Les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont reliés à l'indice de réfraction effectif du mode guidé  $n(\omega) = n_{\text{eff}}$  (Prise en compte des contributions du guide et du matériau à la dispersion) et ses dérivées par :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right) \quad (1.55)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{\partial n}{\partial \omega} + \omega \frac{\partial^2 n}{\partial \omega^2} \right) \quad (1.56)$$

Où  $n_g$  est l'indice de groupe et  $v_g$  est la vitesse de groupe. L'enveloppe d'une impulsion se déplace à la vitesse de groupe tandis que le paramètre  $\beta_2$  représente la dispersion de vitesse de groupe (GVD: *Group Velocity Dispersion*) exprimée en  $s^2/m$ , qui est responsable de l'élargissement de l'impulsion.

La dispersion est souvent exprimée dans la littérature par le paramètre  $D$ .

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.57)$$

En ce qui concerne le chalcogénures de la composition As-Se,  $\beta_2$  s'annule à la longueur d'onde d'environ 5500 nm (elle est appelée : longueur d'onde de dispersion nulle, détaillée dans le chapitre 2  $\lambda_{D=0}$ ), et devient négatif pour de plus grandes longueurs d'onde. En effet, la dispersion totale n'est pas nulle, il reste la contribution des ordres supérieurs de dispersion  $\beta_{n \geq 3}$ . Les effets des ordres supérieurs de dispersion peuvent être la distorsion d'impulsions ultracourtes dans les deux régimes linéaire et non-linéaire. De manière générale, ils manifestent différents comportements selon le signe du paramètre de GVD détaillé dans le chapitre 2. Pour les longueurs d'onde telles que  $\lambda < \lambda_{D=0}$ , la fibre présente une dispersion dite normale comme  $\beta_2 > 0$  ( $D < 0$ ). Dans ce régime, les composantes de hautes-fréquences d'une impulsion se déplacent plus lentement que les composantes basses fréquences de cette même impulsion. En effet, le contraire se passe dans le régime de dispersion dite anormale, pour lequel  $\beta_2 < 0$  ( $D > 0$ ) lorsque  $\lambda > \lambda_{D=0}$ .

En utilisant les relations 1.37 et 1.45, on obtient l'équation 1.58 suivante :

$$\Delta\beta = \frac{k_0 n_2}{A_{eff}} |A(z,t)|^2 + \frac{i\alpha}{2} \quad (1.58)$$

En utilisant les équations 1.54 et 1.53 dans l'équation 1.50 on obtient l'équation de propagation pour  $A(z,t)$  suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (1.59)$$

On fait un changement de variable  $T = t - \beta_1 z = t - z/v_g$  afin de créer un repère temporel se déplaçant à la même vitesse que l'impulsion.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A - i\gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.60)$$

L'équation 1.60 est l'équation non linéaire de Schrödinger (ENLS). Elle décrit la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Dans cette équation, nous avons pris en compte les pertes de la fibre, sa non linéarité et la dispersion chromatique. Cette forme particulière de l'ENLS est dimensionnelle en ce que la normalisation de l'amplitude ( $A$ ) dans l'ENLS est telle que  $|A|^2$  donne une puissance instantanée en W (watts). Cette forme dimensionnelle de l'ENLS est souvent préférable dans les fibres optiques non linéaires, car elle permet d'obtenir des puissances caractéristiques et des échelles de longueur. Pour les études analytiques ou mathématiques, une forme sans dimension de l'équation (1.60) serait préférée. Une impulsion se propageant en présence de seule dispersion est associée à une intensité spectrale qui reste invariante pendant la propagation, tandis qu'une impulsion se propageant en présence de seule non linéarité est associée à un profil d'intensité temporelle qui reste invariant pendant la

propagation. Mais en général, les deux effets se produisent ensemble, et des techniques numériques doivent être utilisées pour résoudre (1.60).

### 1.5.3. L'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (ENLSG)

Dans le but d'étudier la génération de SC, l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (ENLSG) est employée dans lequel la perte, la dispersion d'ordre élevé, la diffusion Raman stimulée, et la dépendance en fréquence de la réponse non linéaire sont considérés. Pour des impulsions courtes, il est également utile de conserver plusieurs termes dans l'expression (1.60). Avec ces ajouts, on obtient ENLSG impulsion de propagation suivante [23].

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z, T) - \sum_{n=2}^{+\infty} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial T^n} = i\gamma \left( 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A(z, T) \int_0^{+\infty} R(t') |A(z, T-t')|^2 dt' \right) \quad (1.61)$$

Où  $\tau_{shock}$  est le terme du choc optique, son expression est donnée par l'équation suivante [5]

$$\tau_{shock} = \tau_0 + \frac{d}{d\omega} \left[ \ln \left( \frac{1}{n_{eff}(\omega) A_{eff}(\omega)} \right) \right]_{\omega_0} \quad (1.62)$$

Dans cette équation 1.63  $R(t)$  est la réponse non linéaire normalisée et définie par :

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (1.63)$$

On retrouve la réponse de l'effet Kerr supposée instantanée et donc représentée par une fonction de Dirac. Les autres termes  $f_R$  et  $h_R$  sont, eux, relatifs à l'effet Raman que nous allons décrire en détail,  $h_R$  décrit la réponse retardée du milieu. Il a été démontrée que pour un verre de silice, le coefficient  $f_R$  prenait une valeur de 0,18 [24], sa valeur est de 0,1 pour un verre de chalcogénure [25] et a pour expression.

$$f_R = \frac{\lambda}{2\pi^2 n_2} \int_0^{+\infty} \frac{g_R(f)}{f} df \quad (1.64)$$

$g_R$  est le spectre de gain Raman défini par :

$$g_R(\omega) = \frac{2\omega_0 n_2 f_R}{c} \text{Im}[H_R(\omega)] \quad (1.65)$$

De nombreuses études ont été réalisées afin de déterminer une forme analytique approximative de la fonction Raman dans les fibres optiques en chalcogénure, la plus utilisé étant:

$$h_R(t) = \frac{\tau_a^2 + \tau_b^2}{\tau_a \tau_b^2} \exp\left[\frac{-t}{\tau_b}\right] \sin\left[\frac{t}{\tau_a}\right] \quad (1.66)$$

Où  $\tau_a$  et  $\tau_b$  correspondent respectivement à l'inverse de la fréquence des phonons d'oscillation et la bande passante du spectre de gain de Raman du matériau.

## 1.6. Théorie non-linéaire dans la fibre optique

- **Effet Kerr**

L'effet Kerr est un effet optique non linéaire se produisant lorsque le signal de lumière intense se propage dans les cristaux et les verres. L'effet Kerr est l'effet d'une réponse non linéaire se produisant instantanément, ce qui peut être décrit comme la variation de l'indice de réfraction d'un matériau en réponse à un champ électrique appliqué. En particulier, l'indice de réfraction pour le faisceau lumineux de haute intensité est elle-même modifiée selon cette expression suivante [21] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.67)$$

Où  $n_0$  est la contribution linéaire de l'indice de réfraction,  $n_2$  est l'indice de réfraction non linéaire, et  $I$  est l'intensité de l'onde exprimée en  $\text{W}/\text{m}^2$ . Le changement d'indice de réfraction est donc proportionnel à l'intensité de la lumière se propageant à travers le milieu. La valeur  $n_2$  d'un milieu peut être mesurée par exemple avec la technique de z-scan. Pour les fibres de silice, indice de réfraction non linéaire est de  $\approx 2,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  [26]. Pour les verres souples et en particulier pour les semi-conducteurs, il peut être beaucoup plus élevé, car il dépend fortement de l'énergie de bande interdite, pour des verres de chalcogénure  $\text{AsSe}_2$   $n_2 = 1.1 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  1000 fois plus que la silice [27]. L'effet Kerr non-linéaire donne lieu à de nombreux effets non linéaires, y compris auto-modulation de phase (self-phase modulation SPM), modulation de phase croisée (cross phase modulation XPM), instabilité de modulation (modulation instability MI) et le mélange à quatre ondes (four wave mixing FWM).

- **Auto-modulation de phase (SPM)**

Auto-modulation de phase (ou le self-phase modulation SPM) est un effet optique non linéaire d'interaction lumière avec la matière. Lorsqu'une impulsion ultracourte voyage dans un milieu, il va induire un indice de réfraction variant du milieu en raison de l'effet Kerr optique équation 1.67. Cette variation d'indice de réfraction produit un déphasage dans l'impulsion, ce qui conduit à une modification du spectre de fréquence du pulse. Lorsque le SPM se produit dans un milieu dispersif, des résultats qualitativement différents sont obtenus en fonction du signe de la dispersion. Ce mécanisme est à l'origine de la génération de supercontinuum dans le cas d'impulsions femtoseconde.

- **Mélange à quatre ondes (FWM)**

Ce phénomène correspond à l'interaction de trois ondes électromagnétiques, qui génèrent ou en amplifient une quatrième. Leurs fréquences sont reliées par l'expression suivante :

$$\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \quad (1.68)$$

En théorie les différentes combinaisons de fréquences sont possibles. En pratique certaines sont limitées en efficacité par l'accord de phase.

- **Diffusions stimulées inélastiques et effet Raman**

La diffusion Raman a été découverte indépendamment en 1928 par les physiciens Chandrasekhar Venkata Raman et Leonid Mandelstam et est observé dans les fibres optiques en 1970 [28]. Cet effet consiste en un échange d'énergie entre le photon incident et l'atome (ou la molécule) via la création ou l'annihilation d'un phonon optique. Si un résultat d'une telle interaction on obtient en plus d'un phonon, un photon d'énergie plus basse (décalée vers le rouge) que celle du photon incident, on parle de décalage Stokes.

La classe des effets non-linéaires résultant de diffusions stimulées inélastiques consiste à un transfert d'une partie de l'énergie du champ optique vers le milieu non-linéaire. Deux importants effets font partie de cette catégorie, et ils sont reliés aux modes d'excitations des vibrations de la molécule. Ces phénomènes, connus sous les noms de diffusion Raman stimulée (SRS : Stimulated Raman Scattering) et la diffusion Brillouin stimulée (SBS : Stimulated Brillouin Scattering étudié dans le chapitre 4), sont parmi les premiers effets non-linéaires étudiés dans les fibres optiques. Ce qui les différencie est la participation de phonons optiques dans la diffusion Raman et de phonons acoustiques dans la diffusion Brillouin. Lorsqu'un photon incident (onde pompe) est annihilé, il est créé alors un photon à une basse fréquence (onde Stokes) et un phonon avec une énergie et un moment satisfaisant la conservation d'énergie et du moment. Cependant, un photon à haute fréquence (onde anti-Stokes), donc de plus grande énergie peut être créé si un phonon, avec l'énergie et le moment appropriés, est disponible. Les impulsions utilisées dans les applications des chapitres suivants sont de durée de femtoseconde, par conséquent le phénomène de diffusion Brillouin est négligeable dans ces conditions [21]. Il ne sera donc étudié dans le chapitre 4 et seule la description du phénomène de diffusion Raman sera présentée dans les chapitres 2 et 3. Dans un milieu moléculaire, la diffusion Raman stimulée peut transférer une faible fraction de l'énergie d'un champ optique vers un autre, dont la fréquence est diminuée par une quantité déterminée par les modes de vibration du milieu (décalage Raman).

### 1.7. Les matériaux non silicates vers les nouvelles sources SC infrarouge

Les fibres optiques ont été considérées comme intrinsèquement excellent candidat pour la génération de supercontinuum car ils peuvent fournir une longueur significative pour l'interaction non linéaire. L'élément composant une fibre optique est le verre. Un verre de qualité est donc fondamental pour obtenir une fibre optique ayant les propriétés optiques optimales. Les premiers travaux sur le développement et les applications des fibres optiques ont concerné les fibres en silice. La maturité des fibres à cristaux photoniques de verre de silice, dont le cœur et la gaine de construction peut être adapté pour fournir des dispersions d'ingénierie et de cœur monomodes très confinés, a grandement bénéficié la génération de SC. Les sources supercontinuum avec des spectres couvrant de 0,4  $\mu\text{m}$  à 2,4  $\mu\text{m}$  générées dans une FCP en silice sont disponibles commercialement depuis plusieurs années [29]. Cependant, la fibre de silice a deux principales limites pour le moyen infrarouge supercontinuum : faible non-linéarité voir Figure 1.11 et la courte transmission dans l'infrarouge ( $<3 \mu\text{m}$ ) [30]. Certaines fibres de verre non-silice, y compris ZBLAN ( $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ ), le bismuth, tellurite et chalcogénures, peuvent franchir un ou les deux contraintes et ont été considérés comme des candidats prometteurs pour le moyen infrarouge supercontinuum. Tous ces verres ont une transmission élevée dans la région de l'infrarouge moyen ou même longueur d'onde infrarouge et ont des non-linéarités supérieures à celui de la silice. Les verres de chalcogénures hautement non linéaire sont de bon candidat pour des fenêtres de transmission dans l'infrarouge Figure 1. 12.

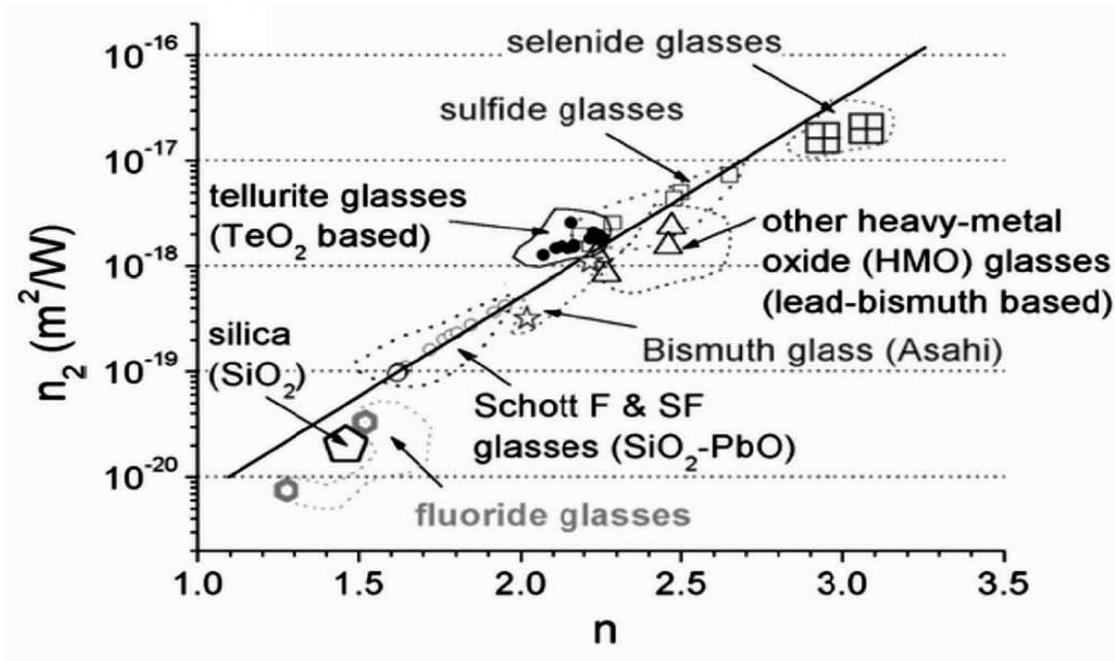


Figure. 1. 11. Indice de réfraction non linéaire  $n_2$  versus l'indice de réfraction linéaire  $n$  pour les différents de verre [30].

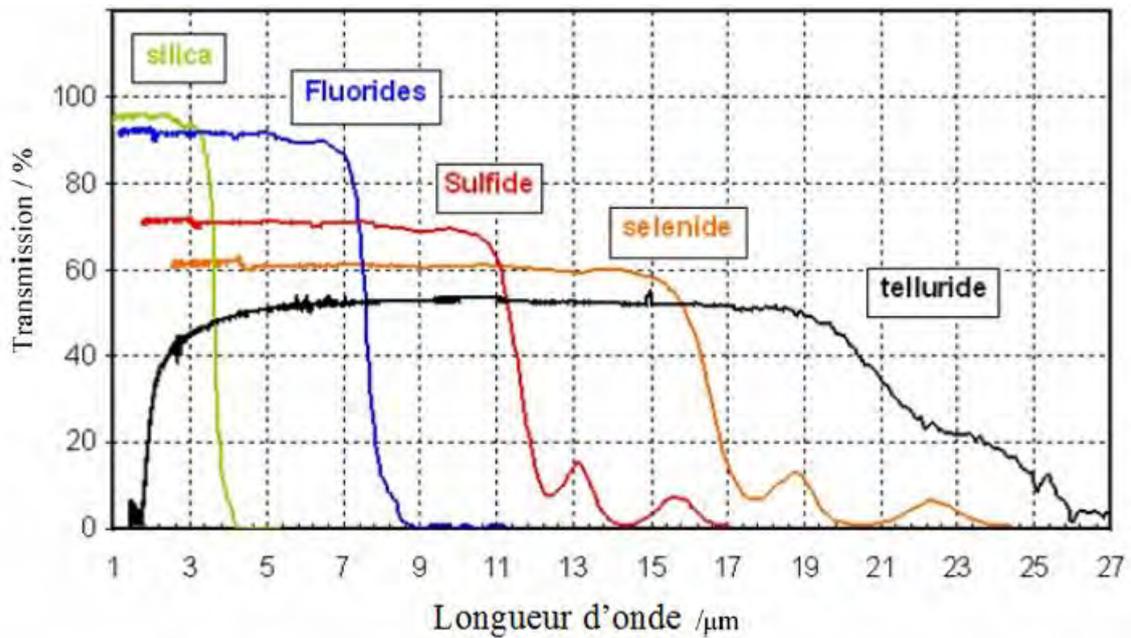


Figure. 1. 12. Transmission des différents types de verres dans l'infrarouge [30].

Le verre de chalcogénures est un membre du groupe de verre non-oxyde qui contient un ou plusieurs des éléments chalcogènes : S, Se ou Te a hautement non-linéaire ( $n_2 = 1,5 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  [31], 800 à 1000 fois plus que la silice [32]) et une excellente transmission infrarouge (jusqu'à 25  $\mu\text{m}$  [33-37]) Fig. 1.12 a été largement utilisé pour fabriquer divers dispositifs

photoniques dans le moyen infrarouge. Les fibres à cristaux photoniques de verre de chalcogénure ont été considérés comme le moyen non linéaire le plus prometteur pour la génération de supercontinuum infrarouge couvrant deux fenêtres atmosphériques 3-7  $\mu\text{m}$  et 8-15  $\mu\text{m}$  (empreinte digitale des molécules). Plusieurs études expérimentales et théoriques sur la production de supercontinuum infrarouge en fibres de chalcogénure ont été signalées au cours des dernières années.

### **1.8. Applications potentielles des FCPs hautement non linéaires**

Les FCPs avec un cœur solide en font un candidat idéal pour les systèmes optiques non-linéaires. De nombreuses applications ont déjà été démontrées comme la génération de SC, le ralentissement de la lumière, l'amplification optique, la commutation optique, la régénération optique et le démultiplexage tout optique etc. Le non linéarité élevée des PCF permet de réaliser les fonctions précédentes avec de plus courtes longueurs de fibre et de plus faibles puissances lumineuses d'entrée qu'avec les fibres conventionnelles. Dans cette partie nous allons détailler deux applications potentielles : la génération de SC et le ralentissement de lumière.

- **Génération du Supercontinuum**

De nos jours de nombreuses applications font appel à l'utilisation des sources laser large bande comme le type de la génération de Supercontinuum émettant un rayonnement multi-longueur d'onde et couvrant un domaine spectral important de visible à l'infrarouge. L'apparition des FCPs a suscité un vif intérêt en raison du grand nombre d'applications. Les FCPs présentent de forts confinements de la lumière dans le cœur ce qui donne des effets non-linéaires élevés. Ainsi, plusieurs travaux ont été menés dans le but d'exploiter le SC pour la conception de nouvelles sources large bande pour les systèmes de télécommunications, microscopie optique, spectroscopie, militaire etc. De nombreuses applications en métrologie fréquentielle ont été développées et ont mené notamment au prix Nobel 2005 par Roy Glauber. Nous donnerons des exemples détaillés de SC infrarouge dans le chapitre 3. Les caractéristiques spectrales de la source SC par rapport à d'autres sources telles qu'une lampe à incandescence, un ensemble de LED et une lampe à arc sont illustrées dans la figure 1.13 [38].

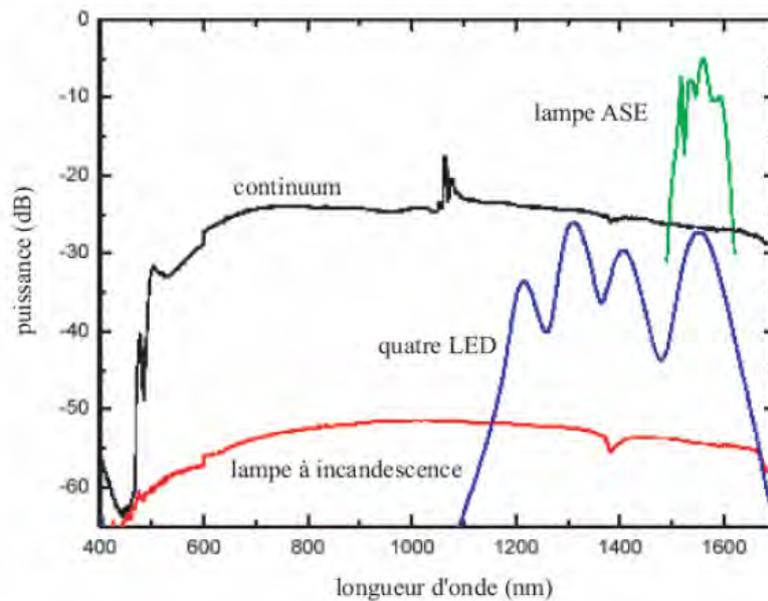


Figure.1.13. Comparaison de spectres de puissance pour un angle solide donné, pour une lampe à incandescence, un ensemble de LED, un supercontinuum et une lampe à arc [38].

- **Ralentissement de la lumière**

Le ralentissement de la lumière (slow light en anglais) via la diffusion Brillouin stimulée est l'une des applications les plus intéressantes pour la télécommunication et les capteurs optiques. La lumière est dite ralentie lorsqu'elle se propage dans un milieu avec une vitesse de groupe inférieure à la vitesse de phase. Ce phénomène est obtenu par l'augmentation de l'indice de réfraction de groupe due à la modification de la dispersion du guide d'onde optique. Le changement de l'indice de réfraction de groupe peut avoir lieu dans un milieu ayant une résonance spectrale étroite. Les résonances étroites résultant du processus de la DBS sont un bon moyen de changement de la vitesse de groupe d'une impulsion. L'avantage de la diffusion Brillouin stimulée par rapport aux autres techniques de résonance est la possibilité du contrôle tout-optique du retard de l'impulsion par une simple variation de la puissance de la pompe. L'utilisation de la diffusion Brillouin stimulée dans les fibres à cristaux photoniques est très intéressante puisqu'elle permet d'appliquer le processus du ralentissement de la lumière dans le domaine de la télécommunication et d'assurer facilement la connexion aux équipements standards de télécommunication. Le ralentissement de la lumière peut être utilisée dans plusieurs domaines tels que la communication optique, le traitement de signal, les lignes optiques à retard, le stockage optique, la synchronisation des données, etc [39].

## 1.9. Conclusion

Nous avons décrit dans ce premier chapitre l'histoire et le principe de fonctionnement d'une fibre optique conventionnelle et une fibre à cristaux photonique hautement non linéaire. La découverte de cette dernière en 1996 à l'université de Bath en Angleterre a ouvert de nouvelles perspectives dans de nombreuses applications. Pour la génération de supercontinuum infrarouge et ralentissement de la lumière via la diffusion Brillouin stimulée, ces fibres fortement non linéaires sont très intéressantes car elles permettent un contrôle total de la dispersion chromatique et de réduire les pertes de confinement. Ensuite nous avons introduit un nouveau verre de chalcogénure hautement non-linéaire et transparent dans l'infrarouge. Et enfin nous avons présenté des applications potentielles des FCPs hautement non linéaires. Nous allons maintenant étudier la modélisation numérique des propriétés optiques en utilisant la méthode des éléments finis que nous avons utilisée dans nos calculs numériques et les étapes suivies pour la caractérisation d'une FCP. Les travaux exposés dans cette thèse portent sur la génération de supercontinuum infrarouge à base des verres chalcogénures hautement non-linéaire dans les fibres à cristaux photoniques et l'étude du ralentissement de la lumière en basant sur l'effet Brillouin stimulé.

## Bibliographie

- [1] J.-D. Colladon, “Souvenirs et mémoires”, Genève, 1893.
- [2] D. B. Keck, P. C. Schultz, US Patent 3711262.
- [3] D. Keck, P. Schultz, and F. Zimar, “Attenuation of multimode glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 21, pp. 215–217, (1972).
- [4] D. B. Keck and R. Tynes, “Spectral response of low-loss optical waveguides,” *Appl. Opt.*, vol. 11, pp. 1502–1506, Jul (1972).
- [5] D. Keck, R. Maurer, and P. Schultz, “On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 22, pp. 307–309, (1973).
- [6] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, “Radiation losses in glass optical waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 423–425, (1970).
- [7] J. C. Knight, T. A. Birks, P.S. J. Russell, et D.M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.*, 21 (19), 1547-1549 (1996).
- [8] J. Hecht, “City of Light: The Story of Fiber Optics”, Oxford University Press, New York, (1999).
- [9] J.-D. Colladon, “La fontaine lumineuse”, *La Nature*, vol. 12, p. 325, (1884).
- [10] H. H. Hopkins and N. S. Kapany, “A flexible fibrescope, using static scanning,” *Nature*, vol. 173, pp. 39–41, (1954).
- [11] K.C. Kao, and G.A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies”, *Proc. Inst. Elect. Eng.*, 113, 1151-1158 (1966).
- [12] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, et J.P. de Sandro, “Properties of photonic crystal fiber and the effective index model”, *J. Opt. Soc. Am. A*. Vol. 15, 748 (1998).
- [13] S. E. Barkou, J. Broeng, and A. Bjarklev, „Silica-air photonic crystal fiber design that permits wave guiding by a true photonic band gap effect,“*Opt. Lett.* Vol. 24(1), 46-48, (1999).
- [14] J. Broeng, S. E. Barkou, A. Bjarklev, J. C. Knight, T. A. Birks, and P. St. J. Russel, „Highly increased photonic band gaps in silicarair structures,“*Opt. Commun.*, vol. 156, 240 (1998).
- [15] K. Tajima, J. Zhou, K. Nakajima, K.Sato "Ultralow Loss and Long Length Photonic Crystal Fiber" *J. of lightwave technology*, 22, 7-10, (2004).
- [16] R. Cherif, “Etude des effets non linéaires dans les fibres à cristaux photoniques”, Thèse de Doctorat, Ecole Supérieure des Communications de Tunis, 2009.

- [17] J. C. Beugnot, « La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées, » Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté, (2007).
- [18] BENJAMIN WETZEL, « Eude expérimentales et numériques des instabilités non-linéaires et des vagues scélérates optiques » thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, France (2014).
- [19] T. A. Birks, J. C. Knight, P. S. J. Russell, US Patent 6603912.
- [20] N. Traynor, A. Monteville, L. Brilland, J. Troles, D. Tregoat, L. Provino, T. Chartier et T. N. Nguyen, « Fabrication et applications des fibres microstructurées », Journées Nationales d'Optique Guidée, Lannion, (2008).
- [21] G. P. Agrawal, „Nonlinear fiber optics,“ Academic press, San Diego, 2001.
- [22] R. Zhang, “Propagation of ultrashort light pulses in tapered fibers and photonic crystal fibers,” PhD thesis, Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät, der Rheinischen Friedrich Wilhelms-Universität Bonn, (2006).
- [23] R. Cherif, “Etude des effets non linéaires dans les fibres à cristaux photoniques”, Thèse de Doctorat, Ecole Supérieure des Communications de Tunis, 2009.
- [24] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 8, 1633 (1991).
- [25] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus, “Raman response function of silica-core fibers,” J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, pp. 1159–1166, 1989.
- [26] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. Feng, and D. J. Richardson, “Non-silica microstructured optical fibers for mid-IR supercontinuum generation from 2  $\mu\text{m}$  – 5  $\mu\text{m}$ ,” vol. 6102, p. 61020A, SPIE, (2006).
- [27] C. Wei, X. Zhu, R.A. Norwood, F. Song, N. Peyghambarian, “Numerical investigation on high power mid-infrared supercontinuum fiber lasers pumped at 3  $\mu\text{m}$ ”, Opt. Express 21, 29488–29504, (2013).
- [28] <http://www.nktpotonics.com/> le 29/09/2016 à 18:53 minutes
- [29] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. Feng, and D. J. Richardson, “Non-silica microstructured optical fibers for mid-IR supercontinuum generation from 2  $\mu\text{m}$  – 5  $\mu\text{m}$ ,” Vol. 6102, p. 61020A, SPIE, (2006).
- [30] Mathieu DUHANT « Etude des sources supercontinuum à fibres transparentes dans le moyen infrarouge » Thèse de doctorat, UNIVERSITE DE BOURGOGNE Sciences et Techniques, ICB UMR 6303 CNRS Université de Bourgogne, Département OMR Equipe SLCO, France, 190 pages (2012).

- [31] J. Hu, C. R. Menyuk, L. B. Shaw, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, "Maximizing the bandwidth of supercontinuum generation in  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fibers," *Opt. Express*. Vol. 18(7), p 6722–6739, (2010).
- [32] David Milam, "Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica" *A. Optics*, 37(3), 546-550, (1998)
- [33] M. R. Lamont, B. Luther-Davies, D. Y. Choi, S. Madden, and B. J. Eggleton, "Supercontinuum generation in dispersion engineered highly nonlinear ( $\gamma = 10$  /W/m)  $\text{As}_2\text{S}_3$  chalcogenide planar waveguide," *Opt. Express* 16(19), 14938–14944 (2008).
- [34] M. El-Amraoui, J. Fatome, J. C. Jules, B. Kibler, G. Gadret, C. Fortier, F. Smektala, I. Skripatchev, C. F. Polacchini, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, M. Szpulak, and G. Renversez, "Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers," *Opt. Express* 18(5), 4547–4556 (2010).
- [35] J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, L. B. Shaw, C. M. Florea, P. Pureza, V. Q. Nguyen, and F. Kung, "Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers," *J. Optoelectron. Adv. Mater.* 8, 2148–2155 (2006).
- [36] A. Marandi, C. W. Rudy, V. G. Plotnichenko, E. M. Dianov, K. L. Vodopyanov, and R. L. Byer, "Mid-infrared supercontinuum generation in tapered chalcogenide fiber for producing octave-spanning frequency comb around 3  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Express* 20(22), 24218–24225 (2012).
- [37] P. Klocek, *Handbook of Infrared Optical Materials* (Marcel Dekker, 1991).
- [38] G. P. Agrawal, „,Nonlinear fiber optics,““Academic press, San Diego, 2001.
- [39] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, V. Finazzi, J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. Feng, and D. J. Richardson, "Non-silica microstructured optical fibers for mid-IR supercontinuum generation from 2  $\mu\text{m}$  – 5  $\mu\text{m}$ ," vol. 6102, p. 61020A, SPIE, (2006).

---

Chapitre 2

---

**Modélisation des propriétés optiques et  
de la propagation dans les FCPs**

---

## 2.1. Introduction

Pour une compréhension des phénomènes non linéaires dans les fibres optiques, il est nécessaire de faire une étude de la théorie de propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux non linéaires dispersifs. Des caractéristiques particulières en termes de profil spectral, de profil temporel et de cohérence du signal ont été obtenues dans des régimes femtoseconde pour l'application des effets non linéaires. L'une des applications les plus connues pour ce dernier est la génération de supercontinuum. L'objectif de ce chapitre est d'obtenir une équation de base (à partir des équations de Maxwell) qui régit la propagation des impulsions optiques dans les fibres à cristaux photoniques monomode et de présenter la modélisation des propriétés optiques. Dans un premier temps nous allons présenter la modélisation numérique des fibres à cristaux photoniques en utilisant la méthode des éléments finis (MEF) : la dispersion chromatique, la biréfringence, le coefficient non linéaire et les pertes de confinement. Ensuite nous allons étudier la propagation d'onde optique non linéaire dans des fibres à cristaux photoniques et présenter la résolution numérique de l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée en utilisant la méthode de Fourier à pas fractionnaire (Split-step Fourier Method SSFM). Enfin nous allons présenter un état de l'art de la génération de supercontinuum infrarouge avec des matériaux de chalcogénures hautement non linéaires.

## 2.2. Modélisation numérique : la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis MEF (ou finite element method FEM) est une méthode numérique la plus souvent utilisée pour la résolution d'équations mathématiques aux dérivées partielles décrivant des phénomènes physiques. Elle est une méthode numérique puissante utilisée couramment pour la conception de dispositifs en optique [1]. La solution du problème optique donne les valeurs des indices effectifs du mode de propagation optique et la distribution du champ électrique. La méthode des éléments finis est une méthode numérique pour donner une approche des solutions de problèmes mathématiques qui sont habituellement formulées de manière spécifique précisément une idée de quelque aspect de la réalité physique. La première étape est celle de faire du maillage de la structure à étudier. Les triangles décalés sont les éléments du maillage. En outre, au cours de la simulation, le diamètre de la gaine d'air est plus élevé que le diamètre du cœur en assurant une grande précision pour la détermination des propriétés optiques. En effet, en divisant la section transversale de fibre hybride en bord curviligne élément nodal et en appliquant la procédure des éléments finis, on obtient l'équation de valeur propre suivant [2] :

$$[K]\{E\} - k^2 n_{eff}^2 [M]\{E\} = \{0\} \quad (2.1)$$

Ou  $[K]$  et  $[M]$  sont les matrices des éléments finis,  $\{E\}$  est le vecteur champ électrique discrétisée constituée par le bord et variable nodale. La résolution de cette équation dans les plages de transmission de longueur d'onde nano fil donne l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde optique.

En utilisant la MEF on voit que cette méthode est précise, totalement vectorielle, profil d'indice quelconque et le temps de calcul est court par conclusion la MEF donne un résultat satisfaisant pour le calcul des propriétés optiques. Pour calculer les propriétés optiques les indices effectifs, la dispersion chromatique, l'aire effective, la biréfringence et les effets non linéaires nous allons utiliser un logiciel qui se base sur la méthode des éléments finis. De nos jours, la méthode des éléments finis est une méthode couramment utilisée pour les problèmes multi-physiques. Le logiciel se base sur la détermination des profils d'indices, la définition du matériau, ensuite le maillage de la structure et enfin la détermination de la distribution des modes (mode fondamental et multi-mode). En utilisant cette méthode nous allons détailler les étapes cités.

### 2.2.1. Profile d'indice

Cette partie nous permet de définir la géométrie de la fibre optique (FCP, fibre à gradient d'indice ou fibre conventionnelle). Des structures de FCP peuvent être facilement définies, en effet, le logiciel nous permet également de prendre en compte des profils réels. Les paramètres géométriques de la FCP du matériau à cœur solide sont : un pitch  $\Lambda$ , diamètre de trous  $d$  et un diamètre de cœur  $a$  (voir Fig. 2. 1). L'image qui est montrée sur la figure 2.1 est importée vers notre logiciel de calcul.

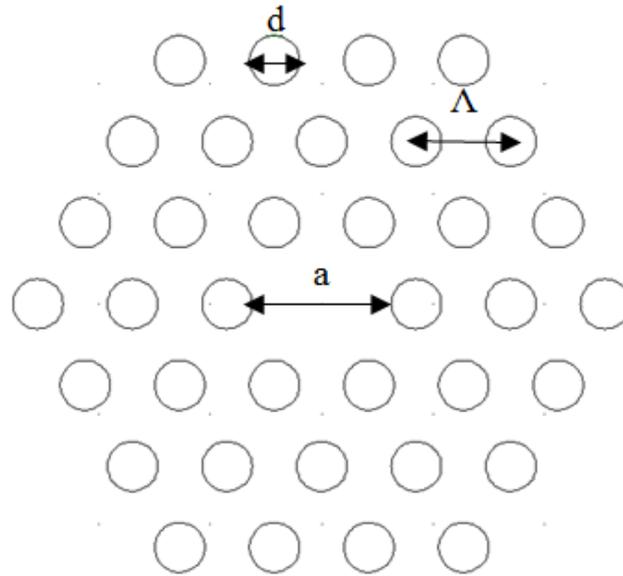


Figure. 2. 1. Géométrie d'une fibre à cristaux photonique

### 2.2.2. Indice de réfraction du matériau

Pour définir le matériau on utilise l'indice de réfraction, qui est spécifique pour chaque matériau. L'indice de réfraction de chaque matériau dépend de la longueur d'onde qui peut être déterminée par l'expression de Sellmeier suivante [3] :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^m \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (2.2)$$

Avec  $\lambda$  la longueur d'onde considérée,  $A_i$  constante à la résonance  $i$  et  $\lambda_i$  longueurs d'onde dans le vide de la résonance  $i$ . Ces grandeurs sont déterminées expérimentalement en ajustant les courbes mesurées à l'équation (2. 2). L'addition de cette équation se fait sur toutes les fréquences de résonance  $i$  du matériau étudié.

### 2.2.3. Maillage de la structure

Pour les solutions des équations aux dérivées partielles, le maillage est une représentation discrète de la géométrie impliquée dans le problème. Essentiellement, il divise l'espace en sous éléments pour lesquels les équations peuvent être approchées. La précision de la MEF dépend fortement de la taille et la forme du maillage et aussi l'approximation de la fonction locale. Une meilleure précision est obtenue avec une petite taille d'élément et un polynôme de degré plus élevé. La taille de l'élément peut être optimisée en ajustant le paramètre de maillage. On peut approximer un polynôme d'ordre supérieur dans le programme de la MEF pour incorporer une limite de courbe. De toute évidence, le temps de calcul supplémentaires sera ajouté pour le polynôme d'ordre supérieur et plus d'éléments requis pour le maillage fin. En outre, les maillages sont également très utilisés dans l'analyse des données géographiques

et cartographiques. Un exemple de la FCP finement maillée est donné sur la Figure 2.2 suivantes.

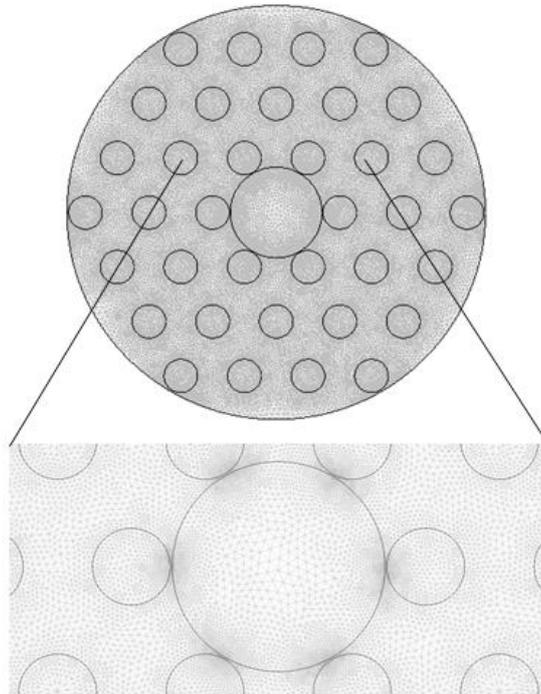


Figure. 2. 2. Image de la FCP maillée

#### 2.2.4. Détermination des modes de la fibre optique

Le but de cette dernière partie est de calculer les modes des fibres optiques guidé mis en jeu en utilisant la méthode des éléments finis. La propagation de signaux lumineux dans les guides d'ondes optiques non idéaux a été étudiée par simulation informatique à l'aide de ce logiciel. La Figure 2.3 montre la distribution du mode fondamental et multi-mode dans une FCP.

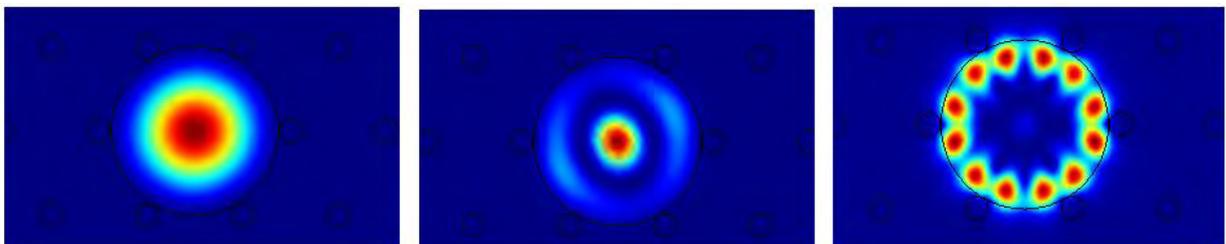


Figure. 2. 3. Exemples de détermination de la distribution des modes dans une FCP.

## 2.3. Détermination des propriétés de la fibre optique

### 2.3.1. Dispersion chromatique

Dans le domaine de l'optique la dispersion chromatique est une variation de la vitesse de groupe de la lumière par rapport à la longueur d'onde. Nous nous concentrons sur la dispersion chromatique du second ordre, également appelée dispersion de vitesse de groupe (GVD). Pour déterminer la dispersion chromatique, l'indice effectif  $n_{eff}$  du mode fondamental du FCP est calculé en fonction de la longueur d'onde. La dispersion est ensuite calculée à partir de la seconde dérivée de l'indice de mode en utilisant l'expression suivante [4] :

$$D_c = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} \quad (2.3)$$

Avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\lambda$  est la longueur d'onde de fonctionnement. La dispersion chromatique d'une fibre est exprimée en ps/(nm.km), représentant le retard différentiel, ou l'étalement temporel (en ps), pour une source dont la largeur spectrale est de 1 nm parcourue sur 1 km de fibre. Il dépend du type de fibre, et il limite le débit ou la distance de transmission pour une bonne qualité de service.

La dispersion chromatique  $D_c$  de la fibre est la somme de la dispersion du matériau  $D_m$  et la dispersion du guide  $D_g$ , laquelle a pour origine la dispersion chromatique de l'indice effective

$$D = D_m + D_g \quad (2.4)$$

La dispersion des matériaux dépend de l'indice de réfraction incorporé dans le matériau et nous ne pouvons pas le modifier. Alors que la dispersion des guides d'ondes dépend du profil d'indice de réfraction de la fibre et sa partie peut être conçue pour permettre la fabrication de fibres spécialisées avec des profils de dispersion spécifiques.

En changeant la dispersion du guide d'onde (c'est-à-dire en modifiant la conception de la fibre) et en l'équilibrant contre la dispersion de matériau (fixe), les caractéristiques de dispersion de la fibre peuvent être modifiées aux valeurs requises sur la fenêtre de fonctionnement préférée. Dans une fibre optique monomode, la longueur d'onde de dispersion nulle (ou Zero Dispersion Wavelength ZDW) est la ou les longueurs d'onde auxquelles la dispersion de matériau et la dispersion de guide d'onde s'annulent. Par exemple dans les fibres optiques à base de silice, la dispersion minimale du matériau se produit naturellement à une longueur d'onde d'environ 1,3  $\mu\text{m}$ . Les fibres monomodes peuvent être constituées de verres à base de silice contenant des dopants qui déplacent la longueur d'onde de dispersion

du matériau et donc la longueur d'onde de dispersion nulle vers la fenêtre de perte minimale à approximativement  $1,55 \mu\text{m}$ .

La valeur de dispersion chromatique nulle est caractéristique de chaque composition vitreuse  
Tableau 2.1.

Tableau 2. 1. Longueurs d'ondes de dispersions nulles pour différents matériaux vitreux

Matériau	ZDW ( $\mu\text{m}$ )
Silice	1,3
Bismuth	2,29
Tellurite	2,24
As-S	4,81
As-Se	$\sim 5$

L'accord d'ingénierie est une légère augmentation du coefficient d'atténuation minimum. Une telle fibre est appelée fibre décalée en dispersion. Aujourd'hui les fibres les plus utilisées pour décaler la longueur d'onde de dispersion nulle sont les fibres à cristaux photoniques hautement non linéaire Fig. 2.4.

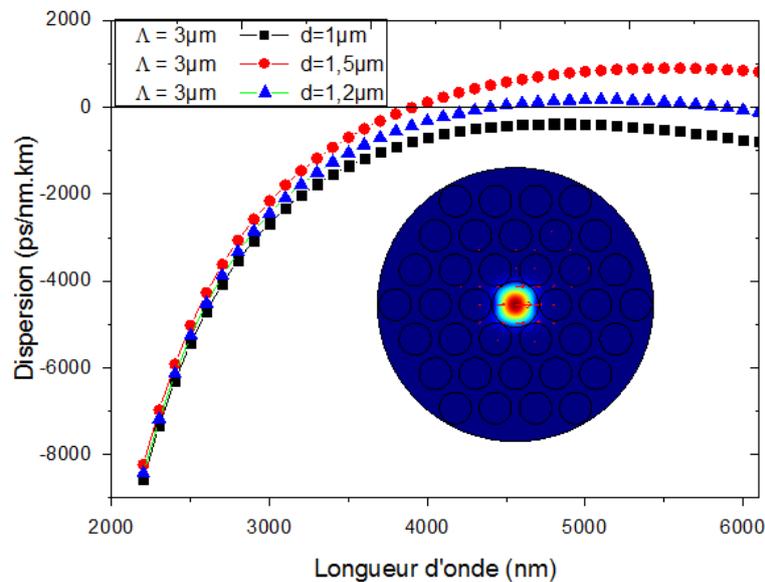


Figure. 2. 4. Variation de la dispersion chromatique en fonction des paramètres optogéométriques de la PCF  $A=3 \mu\text{m}$ ,  $d=1 \mu\text{m}$ ,  $1,2 \mu\text{m}$ , et  $1,5 \mu\text{m}$ , (à l'intérieur la distribution transverse du champ à  $A=3 \mu\text{m}$ ,  $d=1 \mu\text{m}$  avec une longueur d'onde de pompe de  $3 \mu\text{m}$ )

La longueur d'onde de dispersion nulle permet de définir les régimes de propagation :

- Si  $D < 0$ , la fibre présente une dispersion dite « normale » les composantes basses longueurs d'onde d'une impulsion se déplacent plus lentement que les composantes hautes longueurs d'onde.
- Si  $D > 0$ , la fibre présente une dispersion dite « anormale » les composantes à haute longueur d'onde d'une impulsion se déplacent plus lentement que les composantes à basse longueur d'onde.

L'évolution spectrale de la dispersion chromatique doit être calculée avec une grande précision pour obtenir des résultats fiables.

Nous avons pu voir comment une conception appropriée de la gaine microstructurée peut décaler la longueur d'onde de dispersion nulle de la PCF vers les longueurs d'onde plus courtes que la longueur d'onde de dispersion nulle intrinsèque. La modification des caractéristiques  $d$  et  $\Lambda$  de la microstructure permet d'obtenir de nouvelles propriétés de dispersion et de non-linéarité. On observe un déplacement du zéro de dispersion des verres de chalcogenide vers l'infrarouge, ce qui est défavorable compte tenu des longueurs d'onde de pompe disponibles. Pour envisager la possibilité d'utiliser des verres non silice, il faut pouvoir déplacer leurs ZDW vers les longueurs d'onde émises par les sources laser de pompe disponibles.

- **Régime de dispersion anormale**

Dans le régime de dispersion anormale, le SPM induite et la dispersion agissent les uns contre les autres. Les fréquences nouvellement générés se déplacent vers le centre d'impulsion, de sorte que l'impulsion est comprimée. Dans certains cas, la dispersion et la non-linéarité exactement annulent mutuellement et produisent une impulsion qui se propage sans déformation, connu comme un soliton fondamental. L'ordre soliton est donné par cette expression suivante :

$$N^2 = L_D / L_{ND} \quad (2.5)$$

Où  $L_D$  et  $L_{ND}$  sont les caractéristiques de dispersion et la longueur non linéaire respectivement.

Un soliton fondamental est d'ordre  $N = 1$ , c'est-à-dire la longueur de la dispersion et la longueur non linéaire sont égaux. Un soliton fondamental se propage sans aucun changement à son profil temporel ou spectral.

Les solitons d'ordre supérieur ont  $N > 1$ , et dans ce cas le SPM et la dispersion ne sont pas exactement équilibrés. Contrairement aux solitons fondamentaux qu'ils ne conservent pas leur

forme temporelle et spectrale lors de la propagation, et au lieu répartis périodiquement et recombinent sur une distance connue sous le nom  $z_0 = (\pi / 2) L_D$  la période soliton. La longueur de fission de soliton,  $L_{fiss}$  pour estimer la longueur à laquelle la compression de solitons plus élevée est atteinte, a pour expression suivante [5]:

$$L_{fiss} = \frac{L_D}{N} = \sqrt{\frac{\tau_0^2}{|\beta| \gamma P_0}} \quad (2.6)$$

Où  $L_D$  est la longueur de dispersion :

$$L_D = T_0^2 / \beta_2 \quad (2.7)$$

Ici  $T_0$  est la durée d'impulsion liée avec  $T_{FWHM}$  (la largeur à mi-hauteur)  $T_0 = T_{FWHM} / 1.7627$  et  $\beta_2$  est la dispersion de vitesse de groupe. La longueur non linéaire est définie par l'expression suivante :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.8)$$

Où  $P_0$  est la puissance de crête d'impulsion, et  $\gamma$  est le coefficient non linéaire.

- **Régime de dispersion normale**

Pour ce régime, la dispersion et l'auto-modulation de phase induite se renforcent mutuellement. Les basses fréquences générées au niveau du bord avant de l'impulsion ont une vitesse de groupe supérieur à la fréquence centrale et des fréquences élevées générées au niveau du bord arrière de l'impulsion ont une vitesse de groupe inférieur. Si l'affichage de l'impulsion à partir d'un cadre de référence en mouvement avec l'impulsion dans le temps, les fréquences nouvellement générées se déplacent du centre d'impulsion. L'impulsion élargit rapidement avec la propagation.

Si l'entrée des impulsions en durée femtoseconde puis auto-modulation de phase peut conduire à un élargissement significatif qui est temporellement cohérente. Cependant, si les impulsions d'entrée femtoseconde ensuite l'effet Raman tendance à dominer et typiquement une série de lignes de Stokes discrets montés en cascade apparaît jusqu'à ce que la longueur d'onde de dispersion nulle est atteinte. À ce stade, un continuum de Raman soliton peut se former. Le pompage dans le régime de dispersion anomalie est beaucoup plus efficace pour la production de supercontinuum que le régime normal. En particulier la génération de supercontinuum dans les FCPs pour le régime de dispersion normale est principalement gouvernée par auto-modulation de phase (SPM) et la brisure d'onde optique (ou optical wave breaking OWB) effets.

### 2.3.2. Biréfringence

La biréfringence est la propriété optique d'un matériau ayant un indice de réfraction qui dépend de la polarisation et de la direction de propagation de la lumière. Ces matériaux optiques sont dits biréfringence. Elle peut être donnée par la relation suivante [6] :

$$B = |n_x - n_y| \quad (2.9)$$

Avec  $n_x$  et  $n_y$  sont les indices effectifs des deux états de polarisation correspondant aux deux directions orthogonales  $x$  et  $y$  de la fibre. La biréfringence de phase de la PCF à base d'As-Se a été calculée en fonction de la longueur d'onde Fig. 2.5.

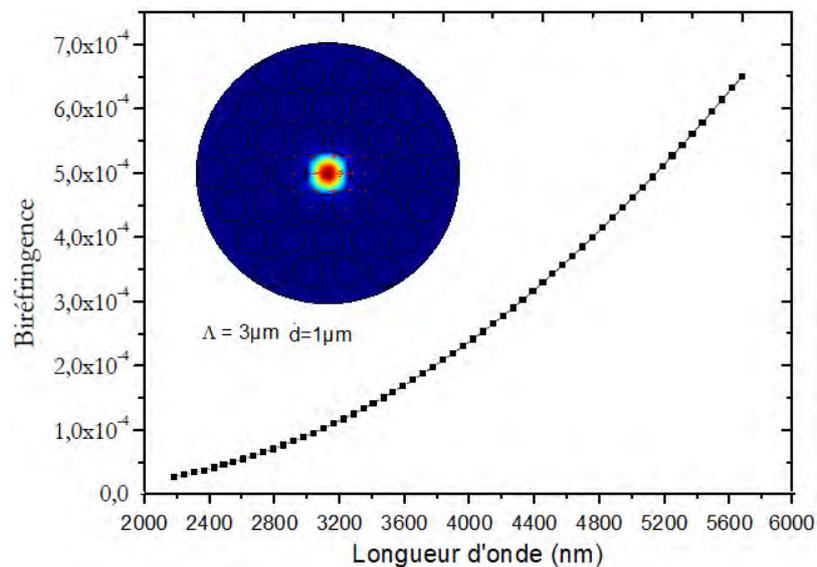


Figure. 2. 5. La biréfringence d'une PCF à base d'As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> en fonction de la longueur d'onde (à l'intérieur la distribution transverse du champ)

Actuellement, la qualité de conception des FCPs nous permet de réduire cette biréfringence résiduelle à des valeurs de l'ordre de  $10^{-5}$ .

### 2.3.3. Aire effective et coefficient non linéaire

Le confinement du champ optique à l'intérieur du cœur est réalisé par le profil d'indice de réfraction, qui détermine la distribution de champ du mode fondamental. Le champ du mode fondamental d'une fibre monomode n'a qu'une faible ressemblance avec le profil d'indice de réfraction et donc la zone de la région centrale elle-même ne représente pas la zone du champ de mode. L'aire effective ( $A_{eff}$ ) du mode doit être calculée à partir de la distribution du champ, une définition opérationnelle de la surface efficace est nécessaire. L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique par l'équation suivante [7]:

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int \int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.10)$$

Où  $E$  est l'amplitude du champ électrique. Cette grandeur est en général supérieure à la surface du cœur de la fibre. L'intégration se fait non seulement sur la zone de base, mais sur tout le plan. Une conséquence importante d'une petite zone de mode efficace est que les intensités optiques pour un niveau de puissance donné sont élevées, de sorte que les coefficients non-linéaires deviennent importants. Les effets non linéaires se produisent efficacement dans les fibres optiques, car le champ optique est confiné à la zone du cœur de la fibre sur de longues distances. L'effet non linéaire a pour expression suivante [8] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (2.11)$$

Avec  $n_2$  est l'indice de réfraction non linéaire et  $\lambda$  la longueur d'onde considérée.

Dans le cas des FCPs, de nouveaux matériaux hautement non linéaire ayant des coefficients non-linéaires avec un records supérieurs à  $1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  ont été obtenus avec des FCPs constituées d'un cœur à base d'un matériau autre que la silice tels que le chalcogénure (combinaison d'Arsenic Sulfure, As S et Se), le tellure (Te), le fluorite ou ZBLAN et le bismuth (Bi) ou encore le verre Schott (SF57). Dans la fibre standard, les diamètres de cœur sont aussi de l'ordre de  $6 \mu\text{m}$  à  $50 \mu\text{m}$  selon leur caractère monomode ou multi-mode. Dans le cas des FCPs, cette dimension peut atteindre moins de  $1,5 \mu\text{m}$ .

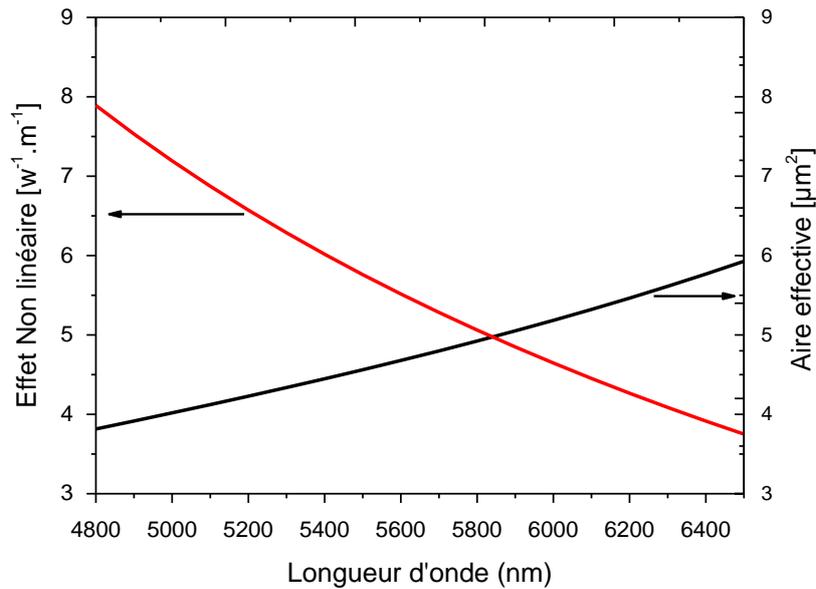


Figure. 2. 6. Coefficient non linéaire et l'aire effective de mode fondamental à base de PCF d'As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogénure en fonction de la longueur d'onde avec  $\Lambda = 3 \mu m$ ,  $d = 1 \mu m$ .

Comme le montre la Fig. 2.6, le coefficient non linéaire de la PCF chalcogénure As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> avec  $\Lambda = 1 \mu m$ , et  $d = 1 \mu m$  diminue avec la longueur d'onde principalement en raison de l'augmentation de l'aire effective de mode. Avec une longueur d'onde pompe de  $5 \mu m$ , l'aire effective de mode est égale à  $4 \mu m^2$  avec un coefficient non-linéaire de  $7 (W \cdot m)^{-1}$ .

### 2.3.4. L'atténuation et les pertes de confinement dans les fibres optique

L'atténuation et la dispersion représentent les deux caractéristiques les plus importantes d'une fibre optique qui déterminent la capacité de transport d'informations d'un système de communication par fibre optique. Bien évidemment, plus l'atténuation est faible de même, plus la dispersion est faible. L'atténuation d'un faisceau optique est habituellement mesurée en décibels (dB). Si une puissance d'entrée est donnée par  $P_1$  et une puissance de sortie  $P_2$ , la perte de puissance  $\alpha$  en décibels est donnée par l'expression suivante :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left( \frac{P_1}{P_2} \right) = 4.343\alpha \quad (2.12)$$

Où la constante d'atténuation  $\alpha$  est une mesure des pertes totales de la fibre il exprimer en dB/km. La perte de confinement est un phénomène par lequel une partie de la lumière guidée pénètre dans la zone de revêtement. La perte de Confinement ( $L_c$ ) du FCP est calculée en utilisant l'expression suivante :

$$L_c = 8.686 \frac{2\pi}{\lambda} I_m [n_{eff}] \quad (2.13)$$

Où  $I_m[n_{eff}]$  est la partie imaginaire de l'indice de réfraction effectif déterminé à partir de la distribution du mode de la fibre en basant sur la MEF. La figure 2.7 suivante montre la perte de confinement du PCF à base d'As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> avec  $d = 1 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ .

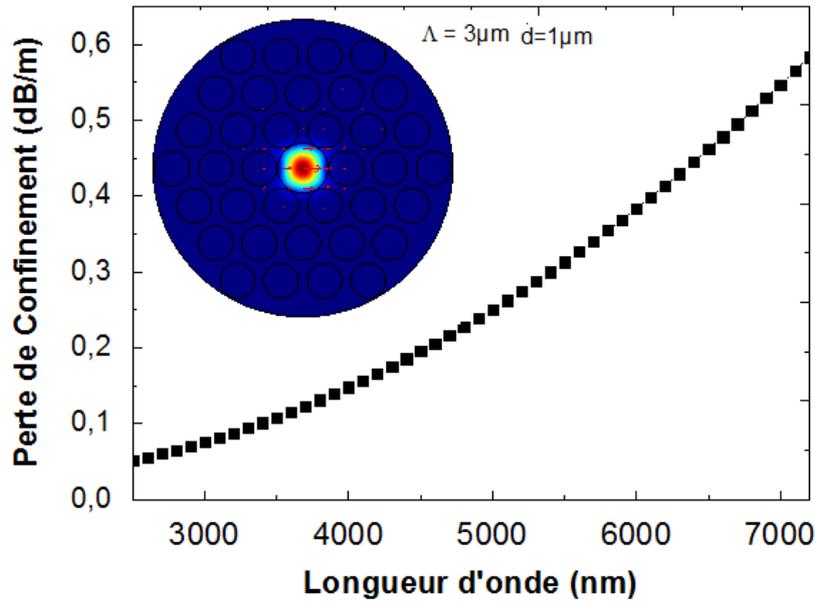


Figure. 2. 7. Perte de confinement en fonction de la longueur d'onde pour la structure PCF à base d'As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> avec  $d = 1 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ , à l'intérieur montre la distribution de champ HE<sub>11</sub> avec la longueur d'onde pompe de  $3 \mu\text{m}$ .

### 2.3.5. Caractérisation d'une structure hybride fortement non linéaire

Les fibres à cristaux photoniques admettent une grande liberté de choix des paramètres optogéométriques. On peut changer facilement les propriétés de la dispersion en augmentant, en diminuant les paramètres de la géométrie ( $\Lambda$  et  $d$ ) ou avec les FCPs hybrides (changement de matériau de la gaine dans une FCP) (Fig. 2.8(a)), l'influence des paramètres de la géométrie  $d$  et  $\Lambda$  sera limitée et la dispersion chromatique de la fibre sera proche de la dispersion du matériau. On détermine la dispersion de vitesse de groupe (GVD) appelée dispersion chromatique du mode fondamental HE<sub>11</sub> pour l'hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> hybride de la Fig. 2.8(b). En utilisant la méthode d'élément fini, le GVD du mode fondamental HE<sub>11</sub> de l'hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> est fixé pour diverses structures en augmentant le  $\Lambda$  de  $1,5 \mu\text{m}$  à  $2,5 \mu\text{m}$  avec la taille des pas de  $0,1 \mu\text{m}$  et l'ajustement du diamètre du trou de  $0,6 \mu\text{m}$  comme on le voit sur la Fig.2.8(a).

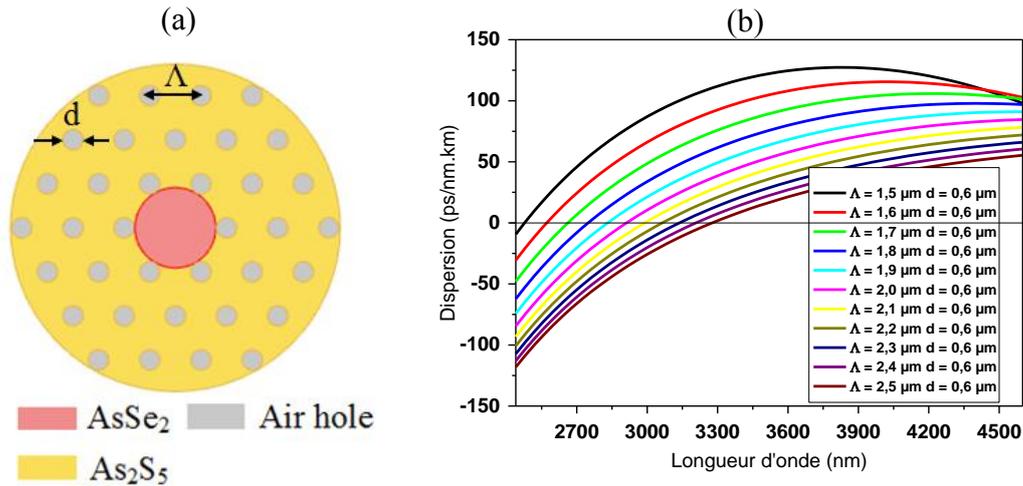


Figure. 2. 8. (a) Section transversale d'une FCP hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> (b) la dispersion chromatique en fonction des paramètres optogéométriques de la FCP hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>.

Un autre paramètre linéaire est la perte totale de la fibre. La Fig. 2.9 montre les dépendances en longueur d'onde de la perte de confinement et l'atténuation de la FCP hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> avec  $d = 0,6 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$ . Le procédé de purification élevé utilisé pour la fabrication du verre As-Se conduit à des pertes de matériau inférieures à 1 dB/m dans les gammes spectrales de 1,5  $\mu\text{m}$  à 9  $\mu\text{m}$ , sauf autour de 4,55  $\mu\text{m}$  où la présence de la bande d'absorption Se-H induit à 2,5 dB/m des pertes optiques. On rappelle que la perte totale est  $L = 0,7 + 0,368 = 1,068$  dB/m à la longueur d'onde de pompage de 4  $\mu\text{m}$  pour le FCP hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> chalcogénure (en utilisant la MEF). Pour le reste de nos études, la perte totale (confinement et matériel) sera minimisée car on utilisera une longueur des fibres très courtes. A la longueur d'onde de pompage de 4  $\mu\text{m}$ , on remarque que la FCP hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> présente un coefficient non linéaire élevé  $\gamma = 1,76 (\text{W.m})^{-1}$  et a une aire efficace de  $A_{\text{eff}} = 9,92 \mu\text{m}^2$ . Au-dessous de la Fig. 2.9 montre la distribution de champ HE<sub>11</sub> avec les longueurs d'ondes 4, 6 et 8  $\mu\text{m}$ . Le paramètre  $V_{\text{eff}}$  (fréquence normalisée) pour la structure hybride sélectionnée à  $d = 0,6 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,5 \mu\text{m}$  par rapport à la longueur d'onde est représenté par la Fig. 2.10. Comme on peut le voir, la ligne horizontale pointillée tracée à  $V = 2.405$  montre la frontière entre le mode fondamental et la région multi-mode, la longueur d'onde dans laquelle la structure hybride est une fibre monomode est  $\lambda > 2,36 \mu\text{m}$  (illustrée à l'intérieur de la Fig.2.10 monomode multi-mode à une longueur d'onde de pompage de 4  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$  respectivement).

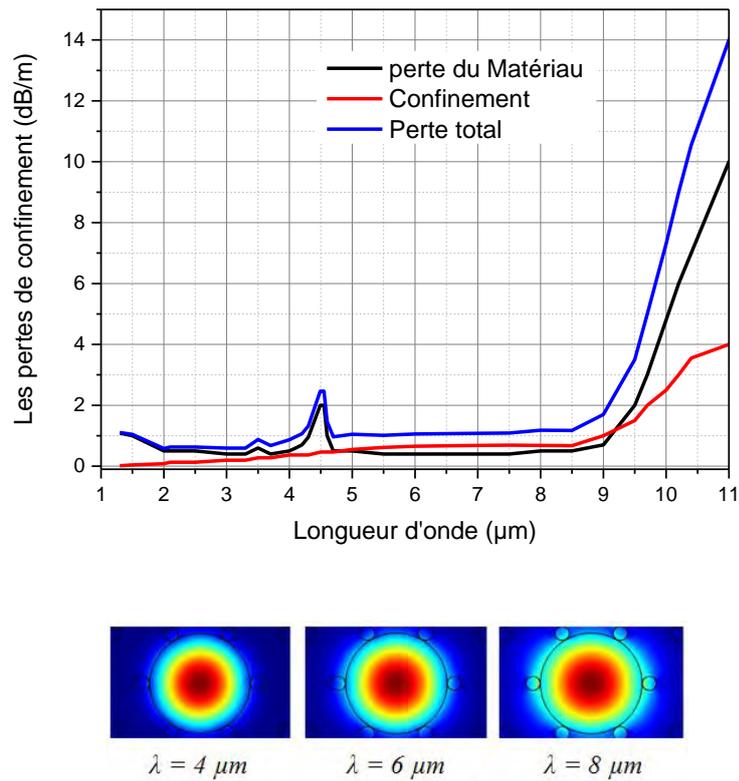


Figure. 2. 9. Perte du matériel, perte de confinement et perte totale en fonction de la longueur d'onde pour la structure hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> avec d = 0,6 μm et Λ = 2,5 μm, au-dessous montrent la distribution de champ HE<sub>11</sub> avec la longueur d'onde 4, 6 et 8 μm.

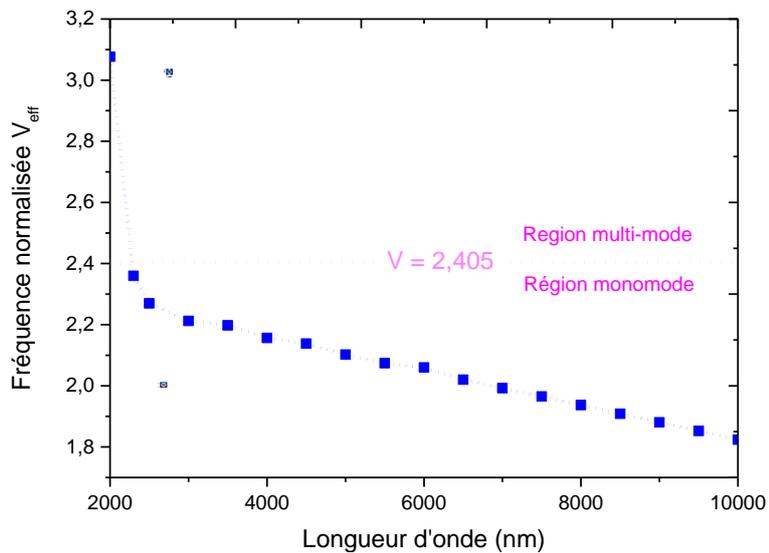


Figure. 2. 10. La fréquence normalisée en fonction de la longueur d'onde pour la structure hybride AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> avec Λ = 2,5 μm et d = 0,6 μm.

## 2.4. Modélisation de la propagation non linéaire

L'ENLS comporte des solutions exactes particulières appelées solitons. Un soliton est une impulsion ayant la propriété remarquable de ne pas se déformer au cours de sa propagation, ou de se déformer périodiquement grâce à la compensation des effets de la dispersion et de l'auto modulation de phase. Ces impulsions ne peuvent exister qu'en régime de dispersion anormale. La forme de cette solution est une sécante hyperbolique. La solution exacte est donnée par :

$$A(z, T) = \frac{\sqrt{P_0}}{N} \operatorname{sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \exp \left( i \frac{z |\beta_2|}{2T_0^2} \right) \quad (2.14)$$

Où  $P_0$  et  $T_0$  sont respectivement les puissances et durée de l'impulsion.  $N$  est l'ordre du soliton et s'exprime par la relation :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.15)$$

Les résultats montrés sur la Fig. 2. 12 utilisent des paramètres de fibre de dispersion  $\beta_2 = -12,75 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$  et une non-linéarité  $\gamma = 0,10 \text{ W}^{-1} \text{m}^{-1}$ , typique du FCP hautement non linéaire aux longueurs d'onde dans le régime de fonctionnement des lasers bloqués Ti: saphir [5]. Pour  $T_0 = 30 \text{ fs}$  et avec les paramètres de fibre ci-dessus, la puissance de crête correspondante est  $P_0 = 142 \text{ W}$ . La Figure 2.11 présente les résultats de cette technique utilisée pour étudier les solutions de soliton de l'ENLS. Des solutions stables de soliton fondamental ( $N = 1$ ) existent quand  $\beta_2 < 0$ , et dans des conditions telles que les effets linéaires et dispersifs sont exactement équilibrés. C'est ce que l'on appelle souvent le régime de l'ENLS. Figure. 2.12(a) montre la propagation stable de la solution fondamentale de soliton où  $N = 1$ . Les résultats sont illustrés dans les domaines du temps et de la fréquence. Les solutions pour  $N = 2, 3, 4, \dots$  décrivent des solitons d'ordre supérieur qui se propagent périodiquement et Fig. 2.11(b) montre l'évolution périodique pour le cas  $N = 2$  en utilisant nos paramètres. Il est à noter que l'étude de la récurrence périodique de l'évolution du soliton d'ordre supérieur peut être utilisée comme un test pratique pour vérifier la fidélité de tout schéma numérique utilisé pour résoudre l'ENLS.

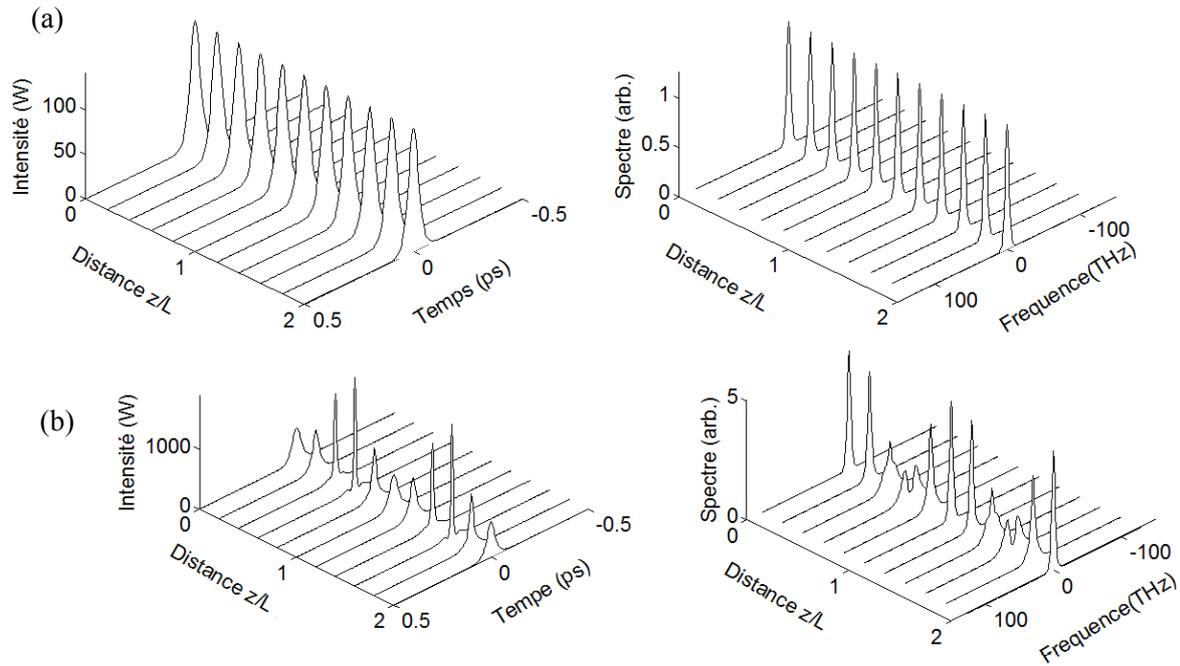


Figure. 2. 11. Solution numérique de l'équation non linéaire de Schrödinger montrant (a) évolution fondamentale du soliton  $N=1$  et (b)  $N=2$ .

On détermine un ajustement précis de la fonction de réponse Raman temporelle du nouveau verre de chalcogénure  $\text{AsSe}_2$  où le spectre Raman a été mesuré récemment dans les références [9,10] Fig. 2.12. La Figure 2.13 représente la variation temporelle de la fonction de réponse Raman  $h_R(t)$  pour le nouveau matériau de chalcogénure  $\text{AsSe}_2$ . Nous avons calculé  $\tau_a = 15,35$  fs,  $\tau_b = 106,1$  fs et le coefficient de gain de crête est situé au décalage Raman de  $346 \text{ cm}^{-1}$  (correspondant à un décalage de fréquence Raman de  $10,38 \text{ THz}$ ) [9]. En outre, la contribution de la fraction de Raman  $f_R$  du verre de chalcogénure  $\text{AsSe}_2$  est déterminée et trouvée égale à  $0,148$ . Cette caractérisation de réponse Raman est un grand intérêt, car il servira pour la modélisation précise de la propagation non linéaire dans les FCPs du nouveau verre d' $\text{AsSe}_2$ . Nous avons aussi calculé  $\tau_a = 23,38$  fs et  $\tau_b = 60,31$  fs, pour  $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  et  $f_R = 0,031$ . Le coefficient de gain crête est situé au décalage Raman de  $225 \text{ cm}^{-1}$  (correspondant à un décalage de fréquence Raman de  $6,75 \text{ THz}$ ) [11].

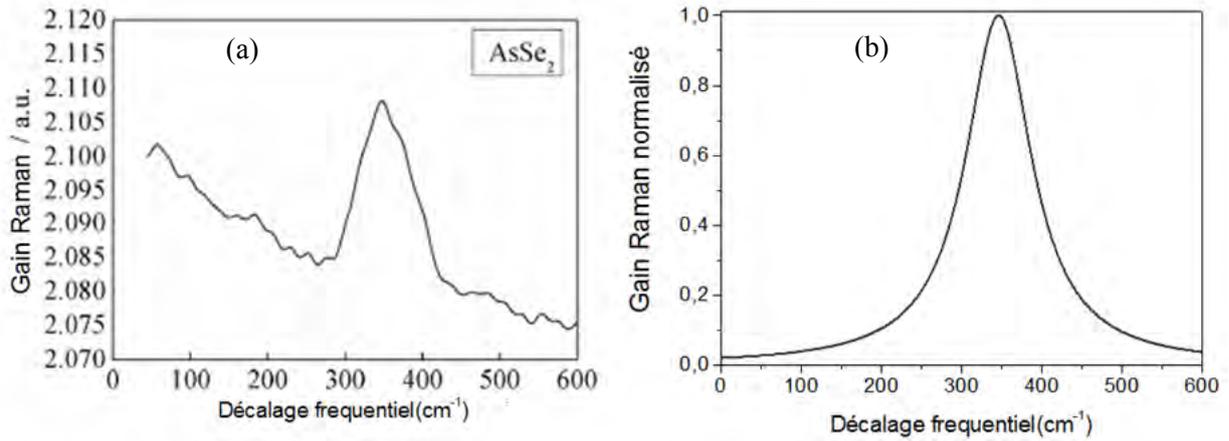


Figure. 2. 12. Spectre de gain Raman  $g_R$  du nouveau verre AsSe<sub>2</sub> (a) mesuré et (b) la fonction fit.

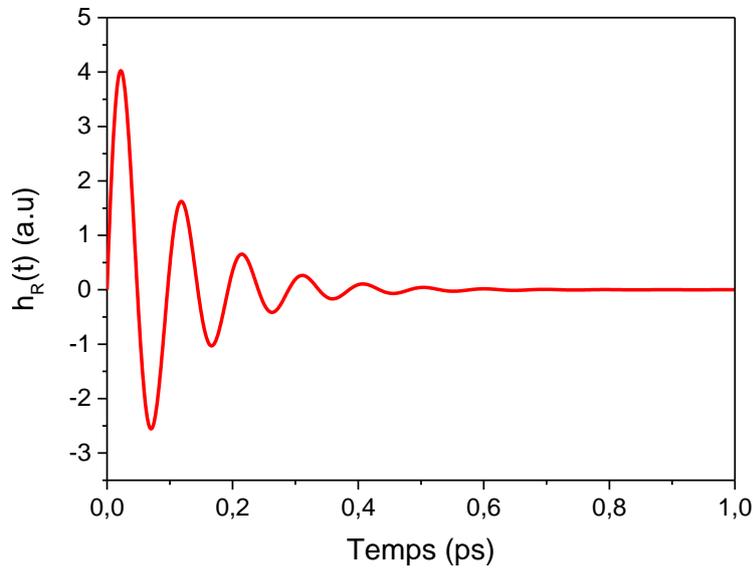


Figure. 2. 13. Fonctions de réponse Raman temporelles calculées pour le nouveau verre AsSe<sub>2</sub> chalcogénure.

## 2.5. Résolution numérique de la propagation non linéaire

Après avoir présenté l'ENLSG 1.61 dans le chapitre 1 nous allons maintenant résoudre cette équation afin de prédire le résultat d'une propagation dans une fibre optique pour une configuration donnée (longueur, dispersion chromatique, régime de pompage (FWHM), puissance crête des impulsions et longueur d'onde de pompe...). Cette équation ne se résout pas analytiquement, il existe plusieurs méthodes numériques pour la résolution de cette équation dont la méthode de Fourier à pas fractionnaire la plus utilisée [12,13]. La méthode fait appel à la notion d'opérateurs mathématiques [14]. Nous écrivons l'ENLSG (1.61) sous la forme suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2.16)$$

Où D et N sont les opérateurs linéaires et non linéaires défini par :

$$\hat{D}A = -\frac{\alpha}{2}A(z,T) + i \sum_{n=2}^{+\infty} \beta_n \frac{i^n}{n!} \frac{\partial^n A}{\partial T^n} \quad (2.17)$$

$$\hat{N}A = i\gamma \left( 1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A(z,T) \int_0^{+\infty} R(t') |A(z,T-t')|^2 dt' \right) \quad (2.18)$$

L'opérateur D inclut l'atténuation linéique et les termes de dispersion, ce pendant que l'opérateur N contient tous les termes non linéaire de l'ENLSG. Dans cette méthode la fibre est subdivisée en intervalles de longueur h. Si la longueur de h est suffisamment faible, on peut approximer la solution en supposant que la longueur de chaque intervalle, les opérateurs de dispersion D et non linéaire N agissent d'une façon indépendante sur le champ électromagnétique. A la distance z + h, la solution de l'équation 2.16 s'écrit de la manière suivante :

$$A(z+h,t) = A(z,t) \exp(\int \hat{D} + \hat{N} dz) \quad (2.19)$$

$$A(z+h,t) = A(z,t) \exp(h(\hat{D} + \hat{N})) \quad (2.20)$$

$$A(z+h,t) = A(z,t) \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) \quad (2.21)$$

On a deux opérateurs D et N qui en général ne commutent pas. La séparation de l'exponentielle qui permet d'aboutir à l'équation (2.21) implique donc une erreur, donnée par la formule de Baker-Hausdorff [15].

$$\exp(\hat{a}) \exp(\hat{b}) = \exp \left[ \hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2} [\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12} [\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots \right] \quad (2.22)$$

Où  $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$  est le commutateur de a et b.

La solution formelle de l'amplitude du champ variable  $A(z+h, t)$  de l'équation (2.21) en fonction de  $A(z, t)$ , est donnée par l'équation :

$$A(z+h,t) = A(z,t) \exp(h/2 \hat{D}) \exp(h\hat{N}) \exp(h/2 \hat{N}) \quad (2.23)$$

Jusqu'à présent, nous sommes en mesure de mettre en œuvre la méthode de Fourier en pas fractionnaire. Le programme a été écrit en utilisant Matlab, où la transformée de Fourier discrète est simple.

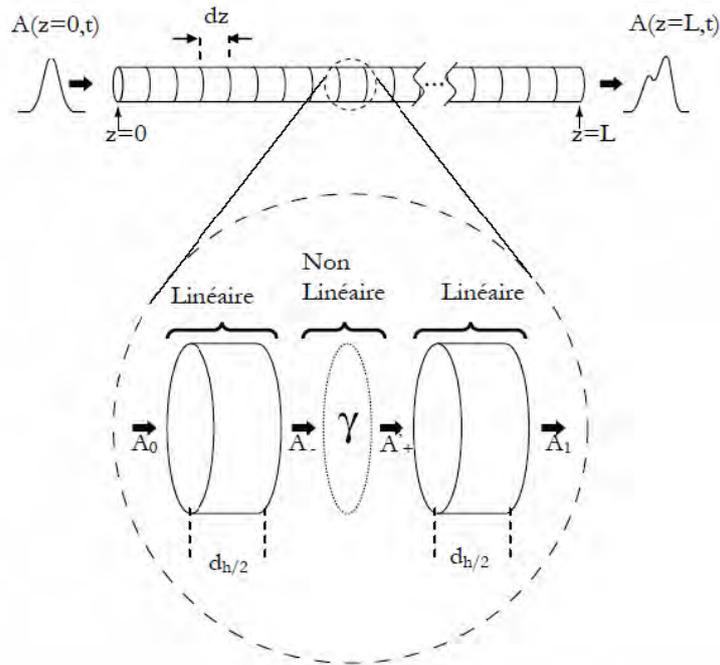


Figure. 2. 14. Algorithme de la méthode de Fourier à pas fractionnaire

La méthode de Fourier à pas fractionnaire suppose que les deux effets linéaires et non-linéaires peuvent être découplés et appliqués successivement à l'impulsion considérée. Ainsi, en découpant le milieu de propagation en segments de longueur  $h$  suffisamment petit, il est possible de dissocier les effets linéaires et non-linéaires. En effet, la propagation entre  $z$  et  $z + h$  peut être divisée en deux étapes. Au cours de la première étape, uniquement la dispersion est appliquée à l'impulsion dans le domaine fréquentiel (l'opérateur  $N=0$ ). L'opérateur  $N$  est ensuite pris en compte sur l'autre moitié  $z+h/2$  et est calculé dans le domaine temporel ( $L=0$ ). Ce processus itératif est répété pas par pas jusqu'à la fin de la fibre. La Fig. 2.14 présente l'algorithme de la méthode de Fourier à pas fractionnaire. La fibre est divisée spatialement en intervalles de longueur  $dz$  tandis que l'intervalle de temps est fixé par les critères habituels de la FFT (taille de la fenêtre temporelle et nombre d'échantillons dans cette fenêtre). Les paramètres numériques sont résumés dans le tableau suivant.

Tableau 2. 2. Paramètres numériques utilisés pour résoudre l'ENSG

Matériau	$\tau_a$ (fs)	$\tau_b$ (fs)	$f_R$	$n_2$ ( $m^2 \cdot W^{-1}$ )
AsSe <sub>2</sub>	15.35	106.1	0.148	$1,1 \cdot 10^{-17}$
As <sub>2</sub> S <sub>5</sub>	15.2	230.5	0.11	$3 \cdot 10^{-18}$
As <sub>38,8</sub> Se <sub>61,2</sub>	23.38	60.31	0.031	$4,89 \cdot 10^{-18}$
Silica SiO <sub>2</sub>	12.2	32	0.18	$2,2 \cdot 10^{-20}$

## 2.6. La génération de supercontinuum

Les sources supercontinuum dans la gamme de longueurs d'onde infrarouge ont attiré une attention particulière au cours des dernières décennies en raison de leurs potentielles applications, y compris la biomédecine [16-18], la spectroscopie [18-21], la métrologie [22, 23], dans le domaine militaire [24,25], la tomographie optique en haute résolution [26-30], source large bande pour les systèmes à multiplexage WDM [31,32]. La génération de supercontinuum est l'élargissement du spectre par la propagation des impulsions incidentes suffisamment intenses à travers un milieu non linéaire. Dans le cas d'impulsions ultracourtes intenses, le spectre élargi peut être très large de visible à moyen infrarouge, en particulier lorsque l'auto-modulation de phase est accompagnée par d'autres processus non linéaires tels que la diffusion Raman stimulé et le mélange à quatre ondes. Le développement des sources supercontinuum en régime femtoseconde au cours de la dernière décennie, est devenu un domaine de recherche actif et intéressant. Cela se justifie par les développements technologiques continus qui ont permis de contrôler et générer un supercontinuum. Avec le développement des fibres à cristaux photoniques, la génération de supercontinuum moyen infrarouge par propagation d'impulsions ultracourtes a beaucoup attiré l'attention en raison de ses propriétés temporelles et spectrales remarquables et contrôlables. L'application des SC est l'une des plus prometteuses pour les FCPs en verre de chalcogénure du fait de leur forte non-linéarité et de leur transmission étendue dans le moyen infrarouge. Plusieurs études numériques et expérimentales ont confirmé que de telles matrices vitreuses ont un fort potentiel dans ce domaine [33-40]. En 2005, le laboratoire de recherche de Naval (Naval Research Laboratory NRL) présente en conférence un élargissement dans une FCP à base de Sélénium (As-Se) [41] entre 2,1 et 3,2  $\mu\text{m}$  (voir Fig.2.15). La fibre présente un diamètre de cœur de 10  $\mu\text{m}$  Fig. 2.16 et un zéro de dispersion chromatique autour de 6  $\mu\text{m}$ . La longueur d'onde de pompe à 2,5  $\mu\text{m}$  en régime femtoseconde n'est pas du tout optimal avec la position du ZDW de la fibre, ce qui explique le faible élargissement obtenu. Celui-ci est obtenu principalement par auto-modulation de phase (self-phase modulation SPM). C'est le principal phénomène permettant d'élargir un spectre dans ce régime impulsif. En 2008, Domachuk et al ont généré un supercontinuum dans 8 mm de FCP de tellurite [42]. La fibre a une aire effective de 1,7  $\mu\text{m}^2$  et un coefficient non linéaire  $\gamma = 596 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . La longueur d'onde de dispersion nulle est de 1,38  $\mu\text{m}$  Fig. 2.16 (b), ce qui est proche de la longueur d'onde de pompe. Le supercontinuum s'étend de 789 à 4870 nm, comme l'illustre la Fig. 2.16(a).

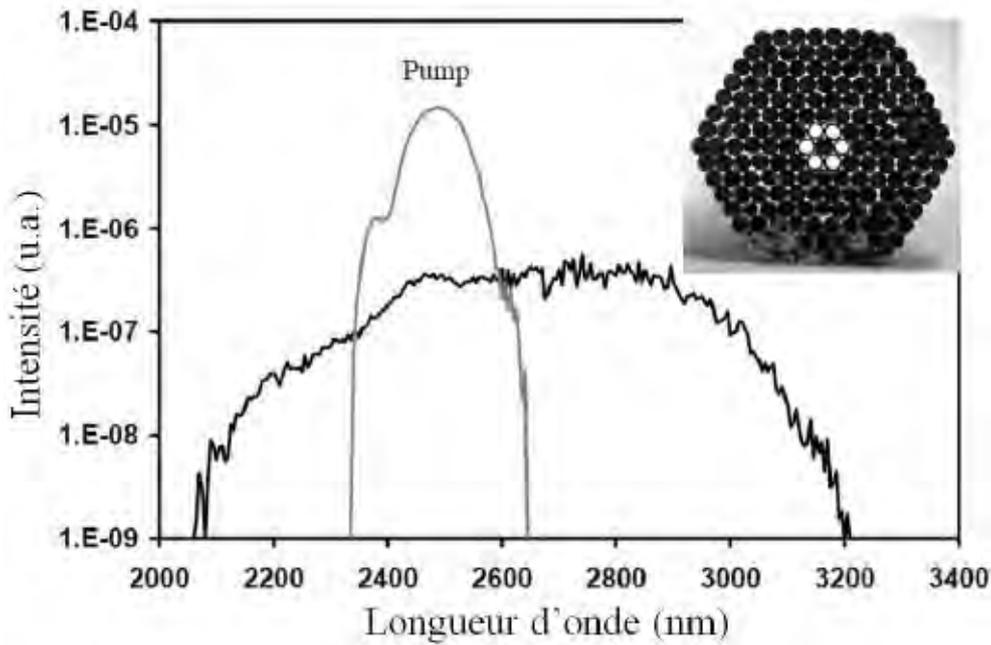


Figure. 2. 15. Spectre d'un SC moyen infrarouge généré dans 1 m d'une FCP en As-Se, et photo de la préforme utilisée pour faire la fibre avec un diamètre de cœur de 10 µm [41].

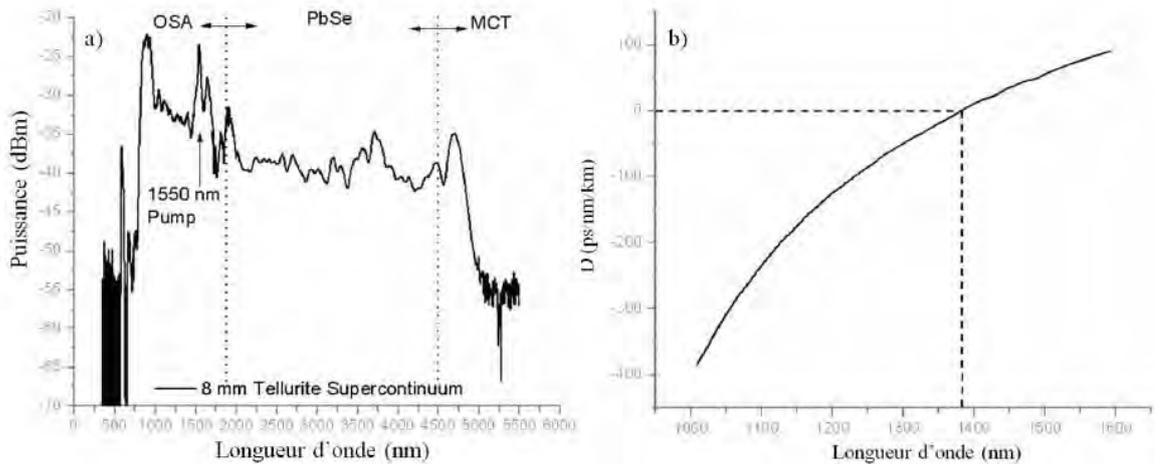


Figure. 2. 16. (a) SC obtenu dans une fibre en oxyde de tellure de 8 mm de long, la longueur d'onde de pompe est 1,55 µm. (b) Courbe de dispersion de la FCP en tellurite avec ZDW=1,38 µm [42].

Récemment, Petersen et al [43] ont démontré expérimentalement un SC infrarouge dans une fibre hybride à saut d'indice à base de chalcogénure couvrant 1,4 à 13,3 µm (voir Fig. 2.17) en utilisant une longueur d'onde de pompe de 6,3 µm avec une durée d'impulsion de 100 fs et une puissance crête de 2.29 MW. La fibre a environ 16 µm de cœur en  $As_{40}Se_{60}$  entouré d'une gaine de  $Ge_{10}As_{23.4}Se_{66.6}$ . Ceci est la première démonstration expérimentale qui a révélé le potentiel des fibres à base de chalcogénure (As-Se) pour émettre dans la région infrarouge d'empreinte digitale des molécules, qui est d'une importance capitale pour des applications

telles que le diagnostic précoce du cancer, la détection de gaz et de contrôle de la qualité des aliments.

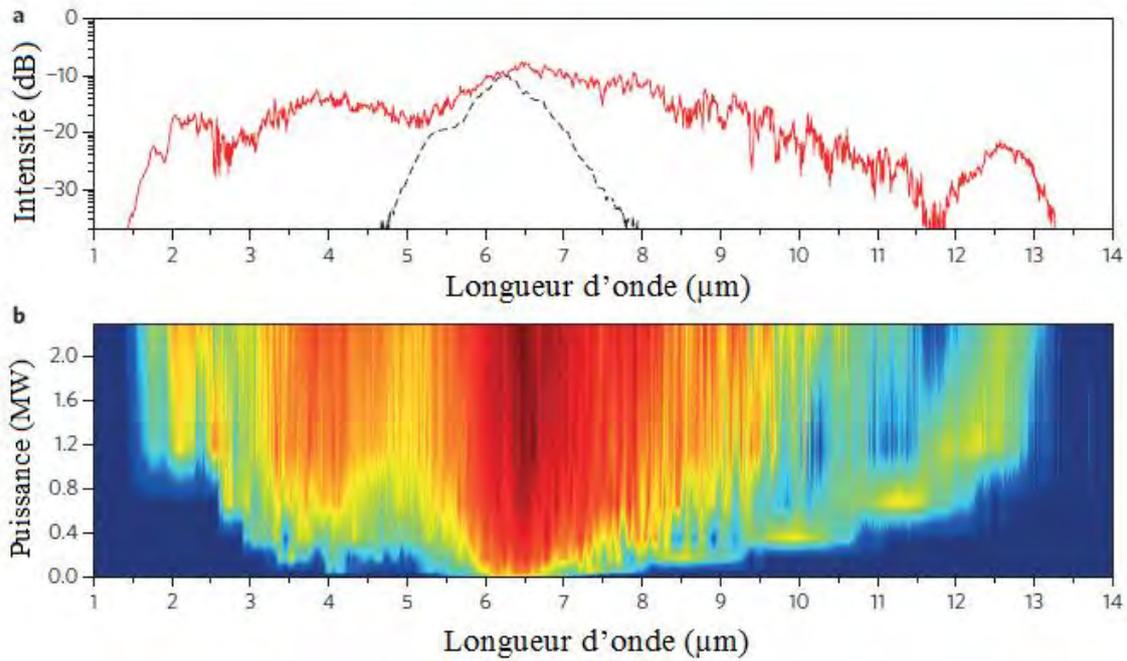


Figure. 2. 17. Résultats expérimentaux de SC généré dans une fibre à saut d'indice chalcogénure avec une longueur d'onde de pompe 4,5  $\mu\text{m}$ . (a) spectre du pompe d'entrée (ligne pointillée) et profil spectral du SC à la puissance maximale (en trait plein) [43].

En 2013, Feng Song et al [44] ont injecté des impulsions de 800 fs à 2,78  $\mu\text{m}$  dans 10 cm d'une FCP à base de chalcogénure ( $\text{As}_2\text{Se}_3$ ) dont le ZDW était situé autour de 2,7  $\mu\text{m}$  et une puissance crête de 1 kW avec une durée d'impulsion de 800 fs. L'élargissement spectral obtenu numériquement s'établissait de 1,5 à 12  $\mu\text{m}$  (Fig.2.18a).

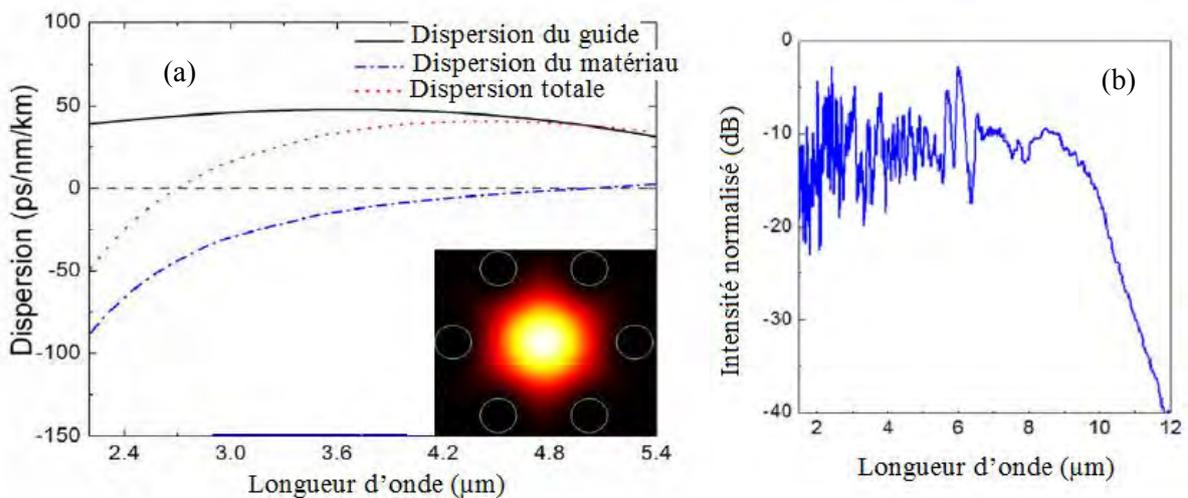


Figure. 2. 18. (a) La dispersion chromatique du FCP  $\text{As}_2\text{Se}_3$ . Insérer : distribution de champ du mode fondamental du FCP  $\text{As}_2\text{Se}_3$  (avec rayon du cœur = 0,61  $\mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ). (b) résultats de simulation de SC généré dans une FCP à base d' $\text{As}_2\text{Se}_3$  [44].

Récemment, un nouveau matériau  $\text{AsSe}_2$  chalcogénure a été introduit par Cheng et al. présentant de grandes potentialités dans le moyen infrarouge et la facilité de fabrication (voir Fig. 2.20). Il dispose également d'une grande transparence de 0,83 à 18,9  $\mu\text{m}$  et beaucoup plus large que le matériel traditionnel  $\text{As}_2\text{S}_5$  Fig. 2. 19 [10]. La même équipe fait preuve d'un SC moyen infrarouge couvrant 1,26 à 5,4  $\mu\text{m}$  dans une nouvelle fibre à cristaux photonique hybride  $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$  avec une puissance crête de 1337 W et une longueur d'onde de pompe de 3389 nm Fig. 2. 21 [45,46].

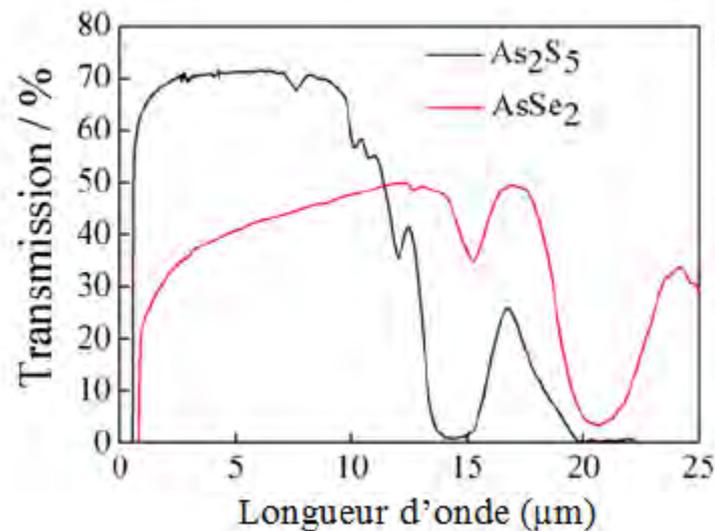


Figure. 2. 19. Les spectres d'absorbance et de transmission d' $\text{As}_2\text{S}_5$  et  $\text{AsSe}_2$  [10].

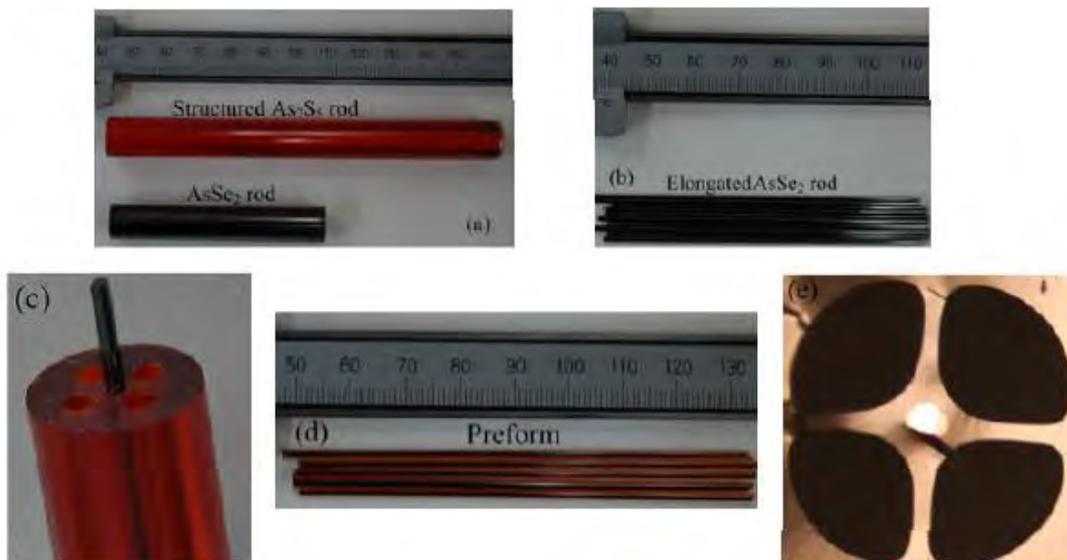


Figure. 2. 20. Photos de la tige d' $\text{As}_2\text{S}_5$  structurée et tige  $\text{AsSe}_2$ . (a) tige  $\text{AsSe}_2$  et tige  $\text{As}_2\text{S}_5$  structurée. (b) des tiges allongées d' $\text{AsSe}_2$ . (c) la tige de  $\text{As}_2\text{S}_5$  structuré avec la tige allongée  $\text{AsSe}_2$  dans le trou central. (d) préformes. (e) Section transversale de la préforme [10].

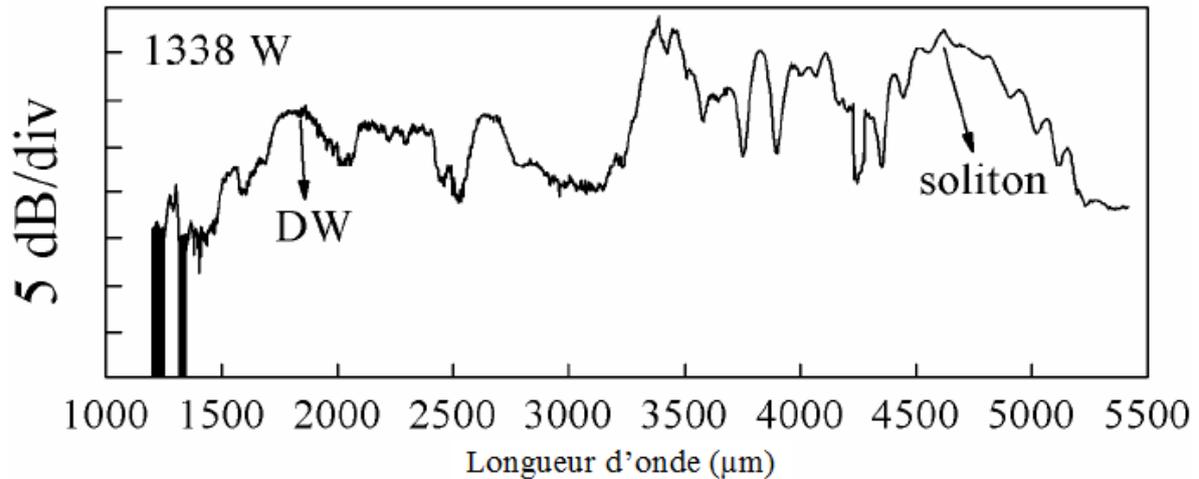


Figure. 2. 21. SC mesurée dans la FCPH  $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$  avec une longueur d'onde de pompe de  $\sim 3389\text{nm}$  et une puissance crête de  $\sim 1338\text{ W}$  [46].

## 2.7. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la modélisation des propriétés optiques, la propagation d'une onde dans les fibres à cristaux photoniques et la méthode de résolution de l'ENLSG. Dans la première partie nous avons mis l'accent sur la méthode des éléments finis que nous avons utilisée dans nos calculs et les étapes suivies pour la caractérisation d'une FCP. Nous avons exposé la propagation non linéaire d'une impulsion dans une fibre optique. Nous avons aussi établi les principales équations qui régissent cette propagation, à savoir l'ENLS et la ENLSG valables pour la propagation d'impulsions jusque dans le régime femtoseconde. C'est cette équation qui décrit la propagation de l'onde dans la fibre optique. Nous allons étudier dans le chapitre qui suit la génération de supercontinuum infrarouge dans les fibres à cristaux photoniques hautement non linéaire (c'est-à-dire les verres de chalcogénures).

Les travaux scientifiques présentés feront appel à des simulations numériques basées sur cette équation d'enveloppe non-linéaire (équation 2.21) par l'intermédiaire des méthodes numériques précédemment décrites.

## Bibliographie

- [1] A. Peyrilloux, S. Février, J. Marcou, L. Berthelot, D. Pagnoux, and P. Sansonetti “Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibers,” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* Vol. 4, 257-262 (2002).
- [2] Amine Ben Salem “Characterization of Photonic Nanowires for pulse compression and sensing applications” PhD., Ecole Supérieure des Communications de Tunis (SupCom), Tunisie, 122 page, (2013).
- [3] Handbook of optics, Volume II, Part 5, chp 38&39 (1995).
- [4] D. Mogilevtsev, T. A. Birks and P. St J. Russell, “Group velocity dispersion in photonic crystal fibers”, *Optics Letters*, Vol. 23 (21), 1662 – 1664 (1998).
- [5] G. P. Agrawal, „Nonlinear fiber optics,“ Academic press, San Diego, 2001.
- [6] L. Labonté, D. Pagnoux, P. Roy, F. Bahloul, and M. Zghal, “Numerical and experimental analysis of the birefringence of large air fraction slightly unsymmetrical holey fibers,” *Opt. Commun.*, Vol. 262, pp. 180-187, (2006).
- [7] N. A. Mortensen, “Effective area of photonic crystal fibers,” *Opt. Express*, Vol. 10, pp. 341-348, (2002).
- [8] International Telecommunication Union, “Definitions and Test Methods for Statistical and Non-linear Attributes of Single- mode Fiber and Cable,” Prepublished Recommendation ITU-T G.650.2, (2002).
- [9] M. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, A. Wague, M. Zghal "High power broadband mid-infrared supercontinuum fiber laser using a novel chalcogenide AsSe<sub>2</sub> photonic crystal fiber" *Opt. Material* 55, 10, (2016).
- [10] T. Cheng, Y. Kanou, D.H. Deng, X.J. Xue, M. Matsumoto, T. Misumi, T. Suzuki, Y. Ohishi, “Fabrication and characterization of a hybrid four-hole AsSe<sub>2</sub>-As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> microstructured optical fiber with a large refractive index difference”, *Opt. Express*, vol. 22, 13322–13329, (2014).
- [11] M. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, H. Saghaei, A. Wague, M. Zghal, “Super-flat coherent supercontinuum source in As<sub>38.8</sub>Se<sub>61.2</sub> Chalcogenide Photonic Crystal Fiber with All-Normal Dispersion engineering at Very Low Input Energy”, *Appl. Optics*, 56(2), 163-169, (2017).
- [12] R. H. Hardin and F. D. Tappert, *SIAM Rev. Chronicle* 15, 423 (1973).

- [13] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Appl. Phys. Lett.* 23, 661 (1973); *J. Appl. Phys.* 46, 4921, (1975).
- [14] G. H. Weiss and A. A. Maradudin, “The baker-hausdorff formula and a problem in crystal physics,” *Journal of Mathematical Physics*, vol. 3, no. 4, pp. 771–777, 1962.
- [15] M. G. Allen, “Diode laser absorption sensors for gas-dynamic and combustion flows,” *Meas. Sci. Technol.* 9(4),545–562 (1998).
- [16] Seddon, A. B. A prospective for new mid-infrared medical endoscopy using chalcogenide glasses. *Int. J. Appl. Glass Sci.* vol. 2, 177–191 (2011).
- [17] Farries, M. Ward, J. Valle, S. Stephens, G. Moselund, P. van der Zanden, K. Napier, B., “Mid infra-red hyper-spectral imaging with bright super continuum source and fast acousto-optic tunable filter for cytological applications,” *Journal of Physics: Conference Series* 619(1), 012032 (2015).
- [18] M. J. Thorpe, D. D. Hudson, K. D. Moll, J. Lasri, and J. Ye, “Cavityring down molecular spectroscopy based on an optical frequency comb at 1.45-1.65  $\mu\text{m}$ ,” *Opt. letters*, vol. 32, 307 (2007).
- [19] S. T. Sanders, “Wavelength-agile fiber laser using group-velocity dispersion of pulsed super-continua and application to broadband absorption spectroscopy,” *Appl. Phys. B* vol. 75(6–7), 799–802 (2002).
- [20] Y. Sun, C. F. Booker, S. Kumari, R. N. Day, M. Davidson, and A. Periasamy, “Characterization of an orange acceptor fluorescent protein for sensitized spectral fluorescence resonance energy transfer microscopy using a white-light laser”, *J. Biomed. Opt.* vol. 14 (5), 054009 (2009).
- [21] K.-D. F. Büchter, H. Herrmann, C. Langrock, M. M. Fejer, and W. Sohler, “All-optical Ti:PPLN wavelength conversion modules for free-space optical transmission links in the mid-infrared,” *Opt. Lett.* Vol. 34(4), 470–472 (2009).
- [22] Schliesser, A., Picqué, N. & Hänsch, T. W. Mid-infrared frequency combs. *Nature Photon.* Vol. 6, 440–449 (2012).
- [23] J. M. Dudley and J. R. Taylor, “Supercontinuum generation” in *Optical Fibers*, Cambridge University Press, United Kingdom (2010).
- [24] Mark G Allen, “Diode laser absorption sensors for gas-dynamic and combustion flows”, *Meas. Sci. Technol.* Vol. 9, 545–562 (1998).
- [25] P. M. Moselund, C. Petersen, S. Dupont, C. Agger, O. Bang and S. R. Keiding “Supercontinuum: broad as a lamp, bright as a laser, now in the mid-infrared” *Proc. SPIE* 8381, 83811A (2012).

- [26] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Ghanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, “Ultra-high-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber,” *Opt. Lett.* Vol. 26, 608–610 (2001).
- [27] G. Humbert, W. J. Wadsworth, S. G. Leon-Saval, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, M. J. Lederer, D. Kopf, K. Wiesauer, E. I. Breuer, and D. Stifter, “Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre,” *Opt. Exp.* Vol. 14, 1596–1603 (2006)
- [28] N. Nishizawa, “Generation and application of high-quality supercontinuum sources,” *Opt. Fiber Technol.* Vol. 18, 394–402 (2012).
- [29] C. S. Cheung et al., “Optical coherence tomography in the two-micron wavelength regime for paint and other high opacity material,” *Opt. Lett.* Vol. 39(22), 6509–6512 (2014).
- [30] A. Hojjatoleslami, and M. Avanaki, “OCT skin image enhancement through attenuation compensation,” *Applied optics*, Vol. 51, 4927 (2012).
- [31] C. Brackett, “Dense wavelength division multiplexing networks: Principles and applications,” *IEEE J. on Selected Areas in Communications*, Vol. 8, 948 (1990).
- [32] J. H. Lee, Z. Yusoff, W. Belardi, M. Ibsen, T. M. Monro, and D. J. Richardson, “A tuneable WDM wavelength converter based on cross phase modulation effects in holey fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 15, pp. 437-439, (2003).
- [33] X. Gai, D. Y. Choi, S. Madden, Z. Yang, R. Wang, and B. Luther-Davies, “Supercontinuum generation in the mid-infrared from a dispersion-engineered As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> glass rib waveguide,” *Opt. Lett.* Vol. 37(18), 3870–3872 (2012).
- [34] S. Kedenburg et al., “High-power mid-infrared high repetition-rate supercontinuum source based on a chalcogenide step-index fiber,” *Opt. Lett.* Vol. 40, 2668–2671 (2015).
- [35] R. R. Gattass, L. B. Shaw, V. Q. Nguyen, P. C. Pureza, I. D. Aggarwal, and J. S. Sanghera, “All-fiber chalcogenide-based mid-infrared supercontinuum source,” *Opt. Fiber Technol.* Vol. 18(5), 345–348 (2012).
- [36] A. Ben Salem, R. Cherif, and M. Zghal, “Soliton-self compression in highly nonlinear chalcogenide photonic nanowires with ultralow pulse energy,” *Opt. Exp.* Vol. 19, 19955–19966 (2011).
- [37] L. Liu, T. Cheng, K. Nagasaka, H. Tong, G. Qin, T. Suzuki, and Y. Ohishi, “Coherent mid-infrared supercontinuum generation in all-solid chalcogenide microstructured fibers with all-normal dispersion,” *Opt. Lett.* 41, 392–395, (2016).

- [38] P. Yana, R. Donga, G. Zhanga, H. Lia, S. Ruana, H. Weib, and J. Luob, “Numerical simulation on the coherent time-critical 2-5  $\mu\text{m}$  supercontinuum generation in an  $\text{As}_2\text{S}_3$  microstructured optical fiber with all-normal flat-top dispersion profile,” *Opt. Commun.* 293, 133–138 (2013).
- [39] U. Møller, Y. Yu, I. Kubat, C.R. Petersen, X. Gai, L. Brilland, D. M’echin, C. Caillaud, J. Troles, B. Luther-Davies, O. Bang, Multi-milliwatt mid-infrared supercontinuum generation in a suspended core chalcogenide fiber, *Opt. Express* 23, 3282–3291, (2015).
- [40] Y. Yu, X. Gai, P. Ma, D.-Y. Choi, Z. Yang, R. Wang, S. Debbarma, S. Madden, B. Luther-Davies, “A broadband, quasi-continuous, mid-infrared supercontinuum generated in a chalcogenide glass waveguide,” *Laser Photon. Rev.* Vol. 8, 792–798 (2014).
- [41] L. Shaw, V. Nguyen, J. Sanghera, I. Aggarwal, P. Thielen, and F. Kung, “IR supercontinuum generation in As-Se photonic crystal fiber,” in *Advanced Solid-State Photonics (TOPS)*, p. 864, Optical Society of America, 2005.
- [42] P. Domachuk, N.A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A.K. George, C.M.B. Cordeiro, J.C. Knight, F.G. Omenetto, “Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs,” *Opt. Express* 16, 7161–7168, (2008).
- [43] C.R. Petersen, U. Møller, I. Kubat, B. Zhou, S. Dupont, J. Ramsay, T. Benson, S. Sujecki, N. Abdel-Moneim, Z. Tang, D. Furniss, A. Seddon, O. Bang, “Mid-IR supercontinuum covering the molecular fingerprint region from 2  $\mu\text{m}$  to 13  $\mu\text{m}$  using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre,” *Nat. Photonics* 8, 830–834, (2014).
- [44] C. Wei, X. Zhu, R.A. Norwood, F. Song, N. Peyghambarian, “Numerical investigation on high power mid-infrared supercontinuum fiber lasers pumped at 3  $\mu\text{m}$ ”, *Opt. Express* 21, 29488–29504, (2013).
- [45] T. Cheng, Y. Kanou, X. Xue, D. Deng, M. Matsumoto, T. Misumi, T. Suzuki, Y. Ohishi, Mid-infrared supercontinuum generation in a novel  $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$  hybrid microstructured optical fiber, *Opt. Express* 22, 23019–23025, (2014).
- [46] T. Cheng, Y. Kanou, K. Asano, D. Deng, M. Liao, M. Matsumoto, T. Misumi, T. Suzuki, Y. Ohishi, Soliton self-frequency shift and dispersive wave in a hybrid four hole  $\text{AsSe}_2\text{-As}_2\text{S}_5$  microstructured optical fiber, *Appl. Phys. Lett.* Vol. 104, 121911, (2014).

---

Chapitre 3

---

**Génération du supercontinuum dans  
l'infrarouge en utilisant des FCPs  
hautement non linéaires**

---

### 3.1. Introduction

Le développement des sources supercontinuum (SC) au cours de la dernière décennie est devenu un domaine de recherche actif et intéressant. La génération de SC est l'élargissement du spectre par la propagation d'impulsions incidentes suffisamment intenses à travers un milieu non linéaire. Les sources laser SC se propageant dans le visible et le proche infrarouge sur la base d'effets non linéaires optiques dans des fibres à cristaux photoniques (FCPs) adaptées sont explorées de manière intensive [1]. De plus, de nombreuses recherches ont été consacrées à l'amélioration de l'élargissement de SC par la conception et la fabrication de FCP soit avec des structures aperiodiques particulières pour obtenir des performances spectrales élevées [2], soit avec différents matériaux (hybride) pour atteindre de nouvelles régions de longueur d'onde cohérente. Les verres doux tels que la tellurite, le chalcogénure ou la fluorite (ZBLAN), plutôt que le verre de silice présentant deux limitations principales : faible non linéarité et de courte transmission dans la région moyenne infrarouge, sont des candidats prometteurs en raison de leurs non linéarités élevées et de leur transparence dans l'infrarouge. La génération de SC infrarouge dans les FCPs à base de ces verres a été étudiée de manière expérimentale et théorique au cours de la dernière décennie [3-10]. Dans le but d'effectuer des applications dans la fenêtre atmosphérique infrarouge ainsi que dans la région de l'empreinte digitale, les sources SC infrarouge à haute et faible puissance basées sur des verres de chalcogénures, sont requis. Dans ce chapitre nous proposons une nouvelle conception des FCPs utilisée pour produire des sources SC infrarouges cohérentes pouvant atteindre deux fenêtres atmosphériques (1-14  $\mu\text{m}$  et 1-5  $\mu\text{m}$ ).

### 3.2. Sources SC infrarouge dans des FCPs à base de matériau $\text{AsSe}_2$

Nous nous intéressons à l'effet d'élargissement spectral d'une impulsion à forte puissance crête dans une fibre constituée d'un nouveau matériau hautement non linéaire, dans laquelle le confinement de guidage des modes est important. Certaines parties ont été publiés récemment dans [11] et [12].

#### 3.2.1. Conception d'une fibre à cristaux photoniques en $\text{AsSe}_2$

Puisque nous l'avons souligné précédemment, l'intérêt de nos études réside dans la génération d'effets non linéaires dans l'infrarouge et nous visons plus particulièrement l'obtention d'un SC couvrant la fenêtre de transparence atmosphérique 1-15  $\mu\text{m}$ . En effet basant sur le nouveau matériau  $\text{AsSe}_2$ , la section transversale du FCP proposé présentant 3 anneaux avec les trous d'air est représenté par la Fig. 3.1(a). Le pitch  $\Lambda$  est la distance entre deux trous d'air et  $d$  est le diamètre des trous. Dans les simulations, nous utilisons l'équation

Sellmeier du nouveau verre de chalcogénure, comme indiqué dans le tableau 3.1. L'indice de réfraction  $n(\lambda)$  en fonction de la longueur d'onde est représenté sur la Fig. 3.1 (b). Le verre  $\text{AsSe}_2$  a été préparé par une synthèse directe à partir des éléments avec la pureté de 99,99% à une température de 650 °C dans une ampoule de silice sous vide par une équipe Japonaise.

Tableau 3. 1. Les coefficients de Sellmeier d' $\text{AsSe}_2$ .

$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - L_i^2}$		
$\text{AsSe}_2 (i=3)$		
$i$	$A_i$	$L_i^2 / \mu\text{m}^2$
1	6.751	0.1034
2	0	153.7990
3	0.1768	10-32

En appliquant la MEF présenté sur le chapitre 2, la dispersion chromatique du mode  $\text{HE}_{11}$  fondamental du nouveau matériau d' $\text{AsSe}_2$  est déterminée pour différentes structures en variant le  $\Lambda$  de 3 à 3,3  $\mu\text{m}$  avec un pas de 0,1  $\mu\text{m}$  et un diamètre de trou d'air  $d = 1,2 \mu\text{m}$  fixe (voir Fig. 3.2). Afin d'obtenir un SC infrarouge à très large bande dans la FCP à base d' $\text{AsSe}_2$ , nous avons optimisé les paramètres structurels pour le profil de dispersion anormale à la longueur d'onde de pompe de 3,9  $\mu\text{m}$  généré à partir d'une source OPA (optical parameter amplifier) disponibles commercialement [8]. A cet effet, nous avons effectué plusieurs simulations et on a étudié l'effet de différentes valeurs de  $d$  et  $\Lambda$  sur les caractéristiques de la dispersion. Nous avons constaté que la structure de la FCP avec  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  et  $d = 1,2 \mu\text{m}$  ayant un ZDW = 3,73  $\mu\text{m}$  est le meilleur candidat pour la génération de SC moyen infrarouge à 3,9  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde de pompe. Nous voyons clairement que, en variant le diamètre des trous d'air de la FCP, le ZDW se déplace vers des longueurs d'onde infrarouge. Ainsi, les effets non linéaires majeurs et importants dans le régime de dispersion anormale devraient se produire.

La Fig. 3.4(b) montre la perte de confinement du nouveau matériau de la FCP d' $\text{AsSe}_2$  pour le mode de propagation fondamental avec  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  et  $d = 1,2 \mu\text{m}$ . Le confinement augmente de manière significative quand la longueur d'onde augmente. A la longueur d'onde de pompe 3,9  $\mu\text{m}$  sélectionnée, la structure proposée présente une très faible perte de confinement de 0,035 dB/m pour le mode fondamental. La perte du nouveau matérielle d' $\text{AsSe}_2$  a été mesurée par la technique du cut-back et il est égal à 1,2 dB/m autour de 3  $\mu\text{m}$ . Pour le reste de notre étude, la perte totale (le confinement et le matériel) sera négligée puisque seuls quelques millimètres de

fibres sont utilisés. L'aire effective et le coefficient non linéaire correspondant du mode  $HE_{11}$  pour la structure proposée sont évaluées et représentées sur la Fig. 3.3. À la longueur d'onde de pompe de  $3,9 \mu\text{m}$  nous remarquons que la FCP d'AsSe<sub>2</sub> présente un coefficient non linéaire élevé  $\gamma = 1,2 (\text{W m})^{-1}$  et a une aire effective de  $A_{eff} = 14,76 \mu\text{m}^2$ . Le tableau 3.2 résume les paramètres de la structure proposé.

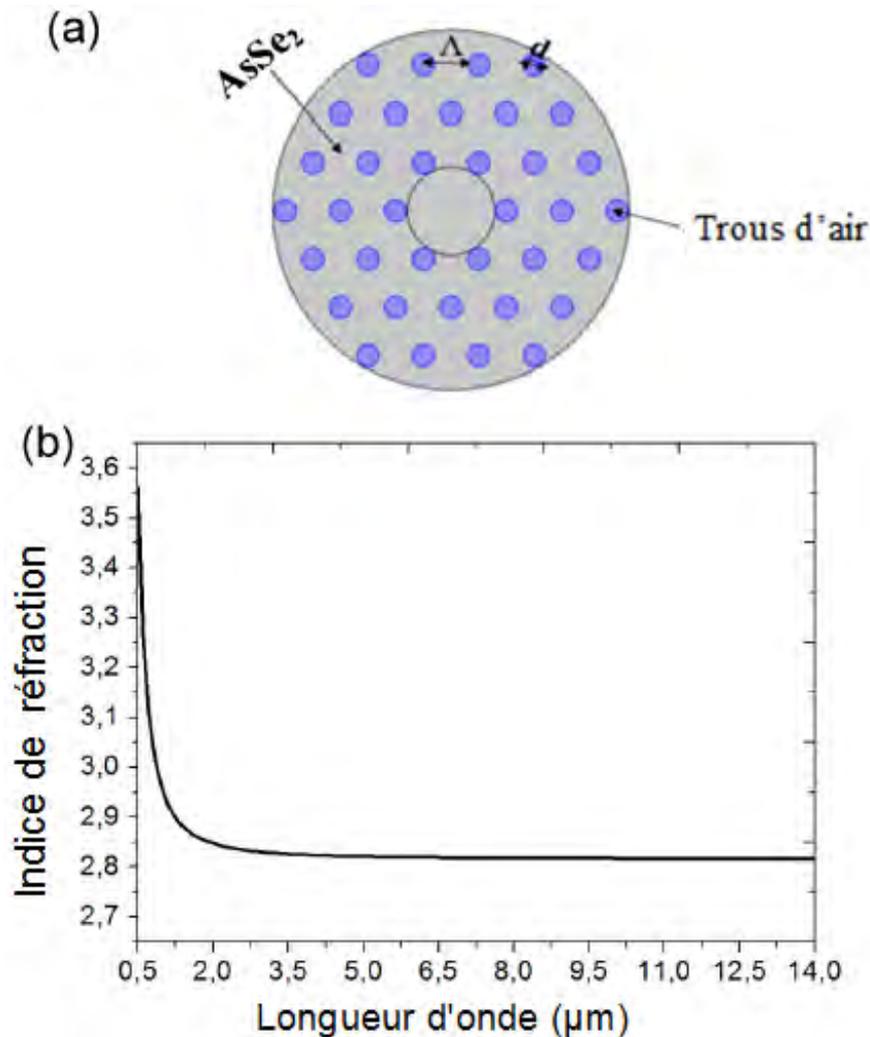


Figure. 3. 1. (a) Section du FCP AsSe<sub>2</sub> proposé et (b) l'indice de réfraction du matériau d'AsSe<sub>2</sub> en fonction de la longueur d'onde.

Tableau 3. 2. Les paramètres de la structure proposée

Pitch ( $\Lambda$ )	diamètre de trou ( $d$ )	Longueur d'onde de dispersion nulle	La longueur d'onde Pompe	l'aire effective ( $A_{eff}$ )	coefficient non linéaire ( $\gamma$ )
$3 \mu\text{m}$	$1,2 \mu\text{m}$	$3,73 \mu\text{m}$	$3,9 \mu\text{m}$	$14,76 \mu\text{m}^2$	$1,2 (\text{W.m})^{-1}$

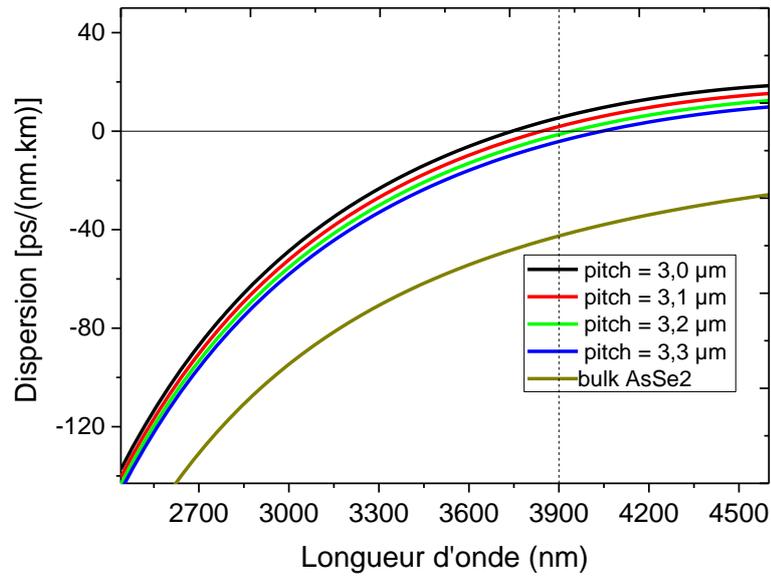


Figure. 3. 2. Les dispersions chromatiques en fonction de la longueur d'onde lorsqu'on fait varier les  $\Lambda= 3$  à  $3,3 \mu\text{m}$  avec un pas de  $0.1 \mu\text{m}$  et  $d=1.2 \mu\text{m}$  fixe pour le nouveau matériau AsSe<sub>2</sub> PCF.

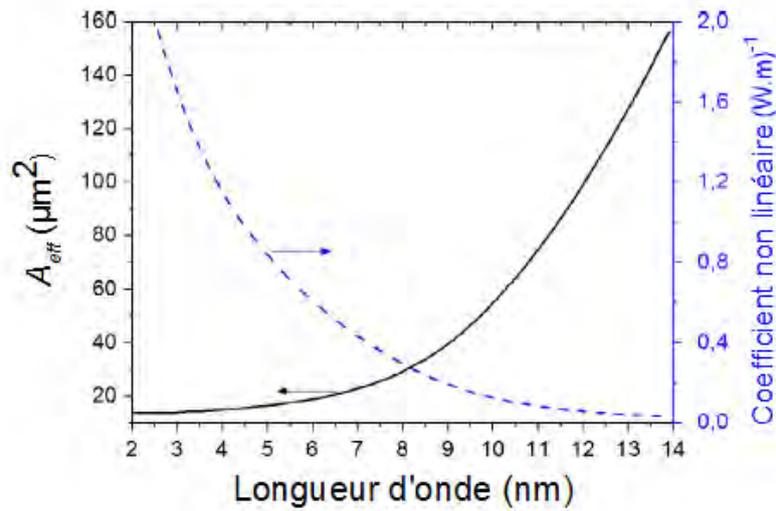


Figure. 3. 3. Variation de l'aire effective et le coefficient non linéaire en fonction de la longueur d'onde correspondant du mode HE<sub>11</sub> pour la structure proposée.

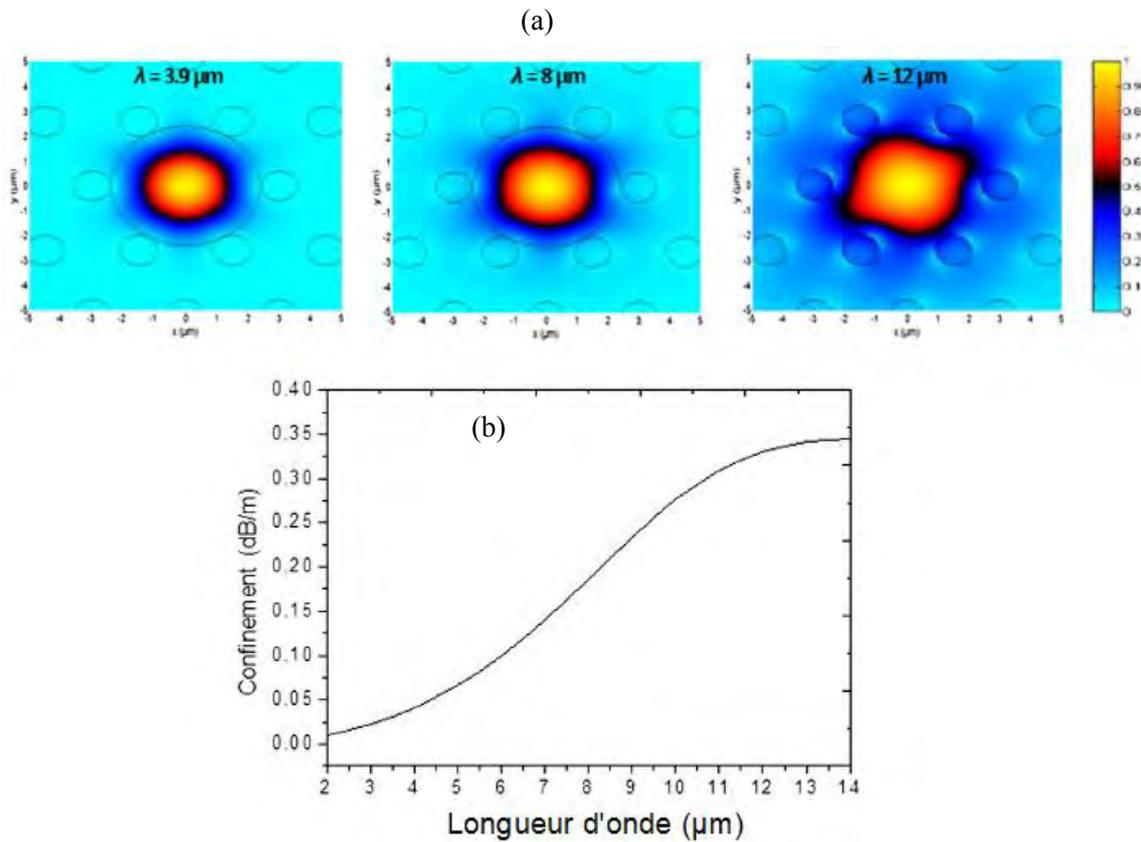


Figure. 3. 4. (a) La distribution de champ de mode  $HE_{11}$  avec différentes longueurs d'onde de  $3,9 \mu\text{m}$ ,  $8 \mu\text{m}$  et  $12 \mu\text{m}$ , (b) le confinement du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde pour la structure d'AsSe<sub>2</sub> choisie.

### 3.2.2. Génération de SC infrarouge dans une FCP en AsSe<sub>2</sub> dans le régime de dispersion anormal

Dans la première étape, afin d'optimiser les paramètres de la fibre (longueur, la durée d'impulsion et la puissance crête), nous avons effectué plusieurs simulations en utilisant l'équation (1.61) chapitre 1 avec différentes longueurs de fibres et on a remarqué qu'il n'y ait pas plus de composantes spectrales générées après 8 mm. Le supercontinua avec différentes longueurs de propagation de la FCP d'AsSe<sub>2</sub> sont représentés sur la Fig. 3.5 avec une puissance crête de 8,8 kW et 150 fs durée d'impulsion fixe. Nous évaluons la longueur non linéaire dans la structure proposée AsSe<sub>2</sub> et on trouve  $L_{NL} = 9,4 \times 10^{-5}$  m. Cependant, la longueur de dispersion est égale à  $L_D = 1,64 \times 10^{-1}$  m. Etant donné que la longueur de fibre  $L = 8 \text{ mm} > L_{NL}$  et  $L < L_D$ , les effets non linéaires sont alors dominants dans les 8 mm de longueur d'AsSe<sub>2</sub>. Nous trouvons au stade initial un élargissement symétrique de l'évolution du spectre due à l'auto-modulation de phase domine alors le spectre des impulsions s'étend de 1,7 à 14  $\mu\text{m}$  et on obtient l'élargissement maximum après une propagation de 8 mm. Ainsi, les effets non linéaires y compris l'effet Raman et la fission soliton jouent un rôle important sur

l'élargissement spectral. Avec en outre la propagation de la fibre, le spectre SC ne change plus.

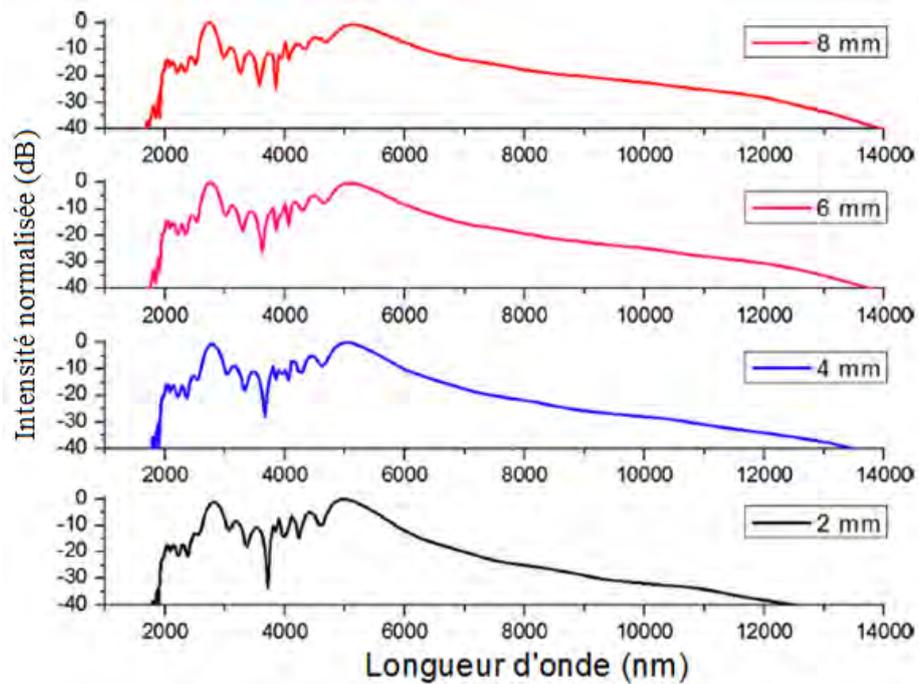


Figure. 3. 5. Elargissement spectral obtenu dans la FCP à base d'AsSe<sub>2</sub> avec différentes longueurs de fibres à une longueur d'onde pompe de 3,9 μm avec une puissance crête de 8,8 kW et 150 fs durée d'impulsion.

Pour optimiser l'élargissement de la génération de SC, nous examinons plus loin comment les propriétés d'impulsion du laser de pompage affectent la largeur du SC pour la structure proposée d'AsSe<sub>2</sub> en faisant varier l'énergie et la durée d'impulsion. Dans une deuxième étape, l'influence des durées impulsions d'entrée sur l'élargissement spectrale de l'intensité de sortie dans 8 mm de long d'AsSe<sub>2</sub> a été analysée. Les spectres générés par la variation des durées d'impulsion ( $T_{FWHM}$ ) sont représentés sur la Fig. 3. 6, la puissance crête et la longueur de la fibre sont fixe  $P_0 = 8,8$  kW et  $L = 8$  mm, respectivement. L'élargissement du supercontinuum diminue pour une durée d'impulsion d'entrée de 200 fs. Cependant, pour une durée d'impulsion d'entrée de 100 fs et 150 fs l'élargissement est jugée similaire, mais la durée 150 fs d'impulsion est adoptée pour l'étude avec la puissance crête fixe de 8,8 kW pour obtenir une impulsion de plus énergétique avec 1,5 nJ conduisant à générer une source laser SC à base de fibre.

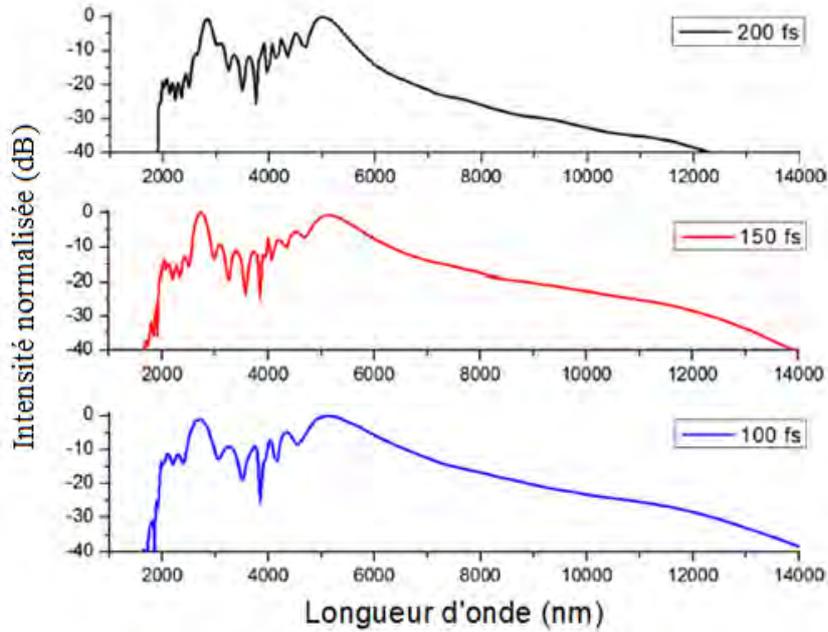


Figure. 3. 6. Génération de supercontinuum dans la FCP d'AsSe<sub>2</sub> pour différentes durées d'impulsion avec la longueur d'onde de pompe 3,9  $\mu\text{m}$ , puissance crête 8,8 kW et 8 mm de long.

Dans ce qui suit, l'influence de la puissance crête sur l'élargissement du spectre est représentée sur la Fig. 3. 7. On fait varier la puissance crête de 1 à 8,8 kW à la longueur d'onde de pompe de 3,9  $\mu\text{m}$  avec 150 fs durée d'impulsion et 8 mm de long fixe. Le SC généré obtient l'élargissement maximum à 8,8 kW (correspond à une énergie de 1,5 nJ) et les mécanismes responsables de la génération de SC sont principalement liées à l'auto-modulation phase, l'effet Raman et l'évolution des solitons. Cette interaction correspond à l'excitation d'un ordre de soliton élevé  $N = 41,68$ . Les valeurs optimisées de la durée d'impulsion d'entrée et de sorties sont résumés dans le tableau 3.3.

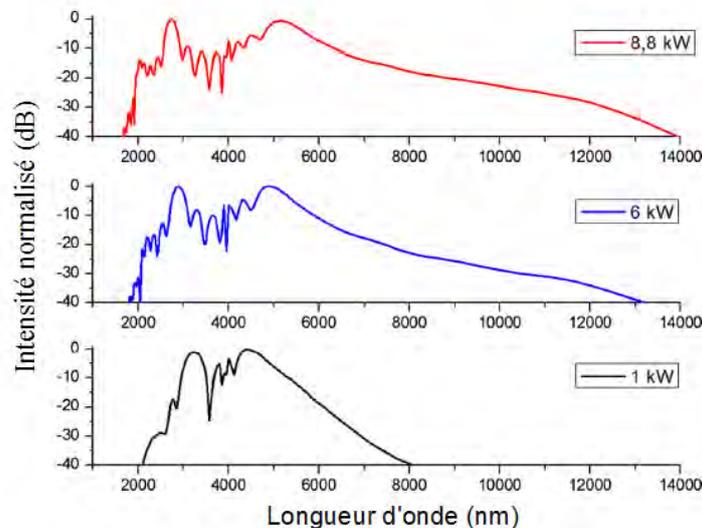


Figure. 3. 7. SC Généré dans 8 mm de long d'AsSe<sub>2</sub> avec 3,9  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde pompe avec différentes puissances crête et 150 fs durée d'impulsion fixe.

Tableau 3. 3. Les paramètres optimisés d'impulsion de sortie et d'entrée

Durée d'impulsion ( $T_{FWHM}$ )	Puissance de crête ( $P_0$ )	Ordre de soliton ( $N$ )	Longueur de la fibre ( $L$ )	largeur du SC	Fraction de puissance $\lambda > 3 \mu\text{m}$
150 fs	8.8 kW	41.68	8 mm	1.7-14 $\mu\text{m}$	81 %

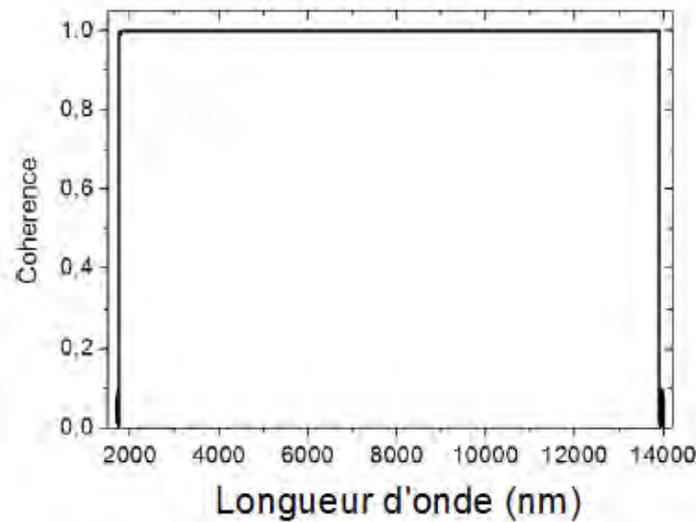


Figure. 3. 8. Degré de cohérence des spectres générés.

L'analyse des propriétés de cohérence du spectre de SC est effectuée. Elle considère l'ajout d'un photon par le bruit de mode avec une phase aléatoire et il est évalué dans le premier degré de cohérence donnée par l'expression suivante [17] :

$$|g_{12}(\lambda, t_1 - t_2)| = \frac{\langle \langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2^*(\lambda, t_2) \rangle \rangle}{\sqrt{\langle \langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \rangle \langle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle \rangle}} \quad (3.1)$$

Où  $E_1(\lambda)$  et  $E_2(\lambda)$  sont deux champs électriques où les crochets angulaires indiquent une moyenne d'ensemble sur les paires générées indépendamment des spectres SC, et  $t$  est le temps mesuré à l'échelle de la résolution temporelle du spectromètre utilisé pour résoudre ces spectres.  $g_{12}$  est considéré à  $t_1 - t_2 = 0$  afin de se concentrer sur la dépendance à la longueur d'onde de la cohérence. Il est connu que la propriété de cohérence de SC est grandement affectée par le bruit quantique de l'impulsion de la pompe.

Dans le but d'étudier la cohérence du SC moyen infrarouge, l'analyse des propriétés de cohérence du supercontinua généré par le laser infrarouge à base de fibre est effectuée. Elle considère l'ajout d'un mode par photon sur le bruit avec une phase aléatoire et il est évalué dans le premier ordre de degré de cohérence donné par l'équation (3.1). Nous constatons que le supercontinuum généré dans les 8 mm de long de la FCP d'AsSe<sub>2</sub> avec une puissance crête de 8,8 kW est parfaitement cohérent sur tout le spectre généré (voir Fig. 3. 8).

Nous avons calculé la fraction de puissance rejetée au-delà de 3000 nm. En effet, pour les applications de ce type de source, il est important d'avoir un maximum d'énergie ou de puissance crête dans le moyen infrarouge. Cette fraction est définie comme le rapport de l'intégrale du spectre au-delà de 3000 nm par rapport à l'intégrale totale du spectre. Sur les spectres de simulation, nous obtenons 81 % de la puissance rejetée au-delà de 3000 nm avec 14 μm de largeur du SC, comme on peut le voir sur la Fig. 3. 9. En effet, plus récemment, dans [13] les auteurs obtiennent un supercontinuum couvrant 1 à 12 μm dont la puissance rejetée au-delà de 3 μm est de 80 %.

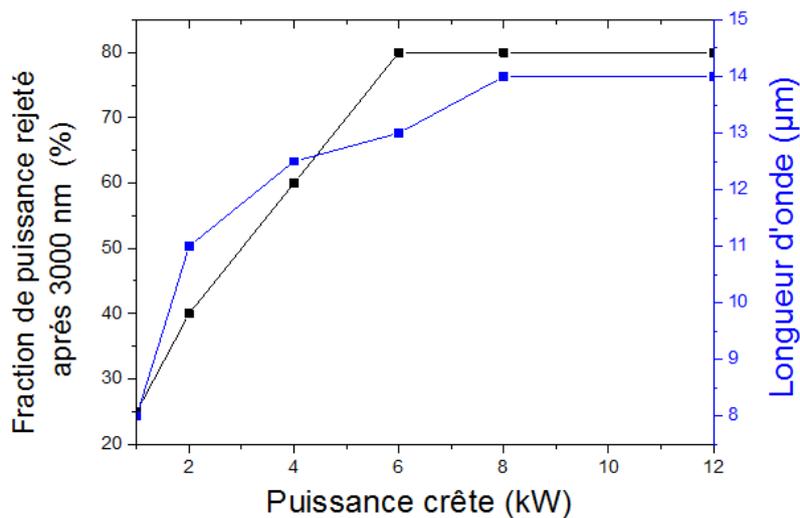


Figure. 3. 9. La fraction de puissance au-delà de 3 μm en fonction de la puissance crête injectée (calculée numériquement à partir des spectres de simulations).

### 3.2.3. Génération de SC infrarouge dans une FCP en AsSe<sub>2</sub> dans le régime de dispersion normale

Nous considérons la structure d'une FCP avec trois anneaux triangulaires simples comme le montre la Fig. 3.1 (a), qui peut être fabriqué en utilisant la technique d'empilage. On utilise les coefficients de Sellmeier donnés sur le tableau 1 pour l'indice de réfraction d'AsSe<sub>2</sub>.

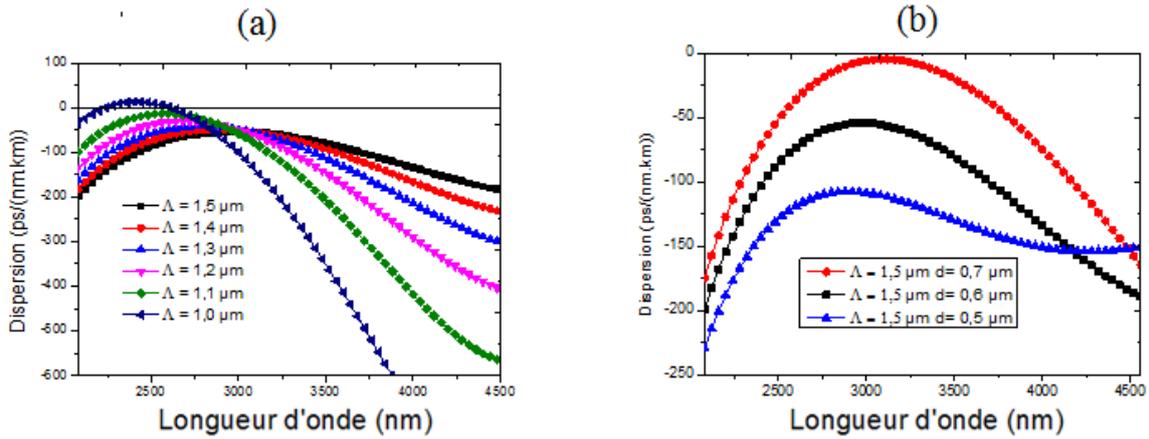


Figure. 3. 10. Influence de la dispersion chromatique (a) en variant le  $\Lambda$  avec  $d = 0,6 \mu\text{m}$  fixe et (b) en faisant varier les diamètres des trous avec  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  fixe.

Pour avoir toute la normale de la dispersion chromatique de la FCP à base d'AsSe<sub>2</sub> on étudie l'influence de la dispersion chromatique, comme illustré sur la Fig. 3.10. Nous avons optimisé les paramètres de la structure (à savoir le pitch  $\Lambda$ , et le diamètre des trous  $d$ ). Plusieurs simulations ont été effectuées et les résultats sélectionnés sont illustrés. Dans un premier temps, nous sélectionnons  $d = 0,6 \mu\text{m}$  et on fait varier  $\Lambda = 1 \mu\text{m}$  à  $1,5 \mu\text{m}$  avec un pas de  $0,1 \mu\text{m}$ , et on calcule la dispersion chromatique (Fig. 3.10. (a)) en fonction de la longueur d'onde. En second lieu, on calcule la dispersion chromatique en fonction du diamètre des trous en définissant  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  et variant le diamètre de  $0,5, 0,6$  et  $0,7 \mu\text{m}$  (voir la Fig. 3.10(b)). En choisissant des paramètres suivants :  $d = 0,6 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  notre structure proposée, on peut obtenir des profils de dispersion plate et toute normale, la valeur de la dispersion est d'environ  $-66 \text{ [ps/ (nm.km)]}$  à  $3,5 \mu\text{m}$  disponible à partir d'un amplificateur paramétrique optique (OPA)

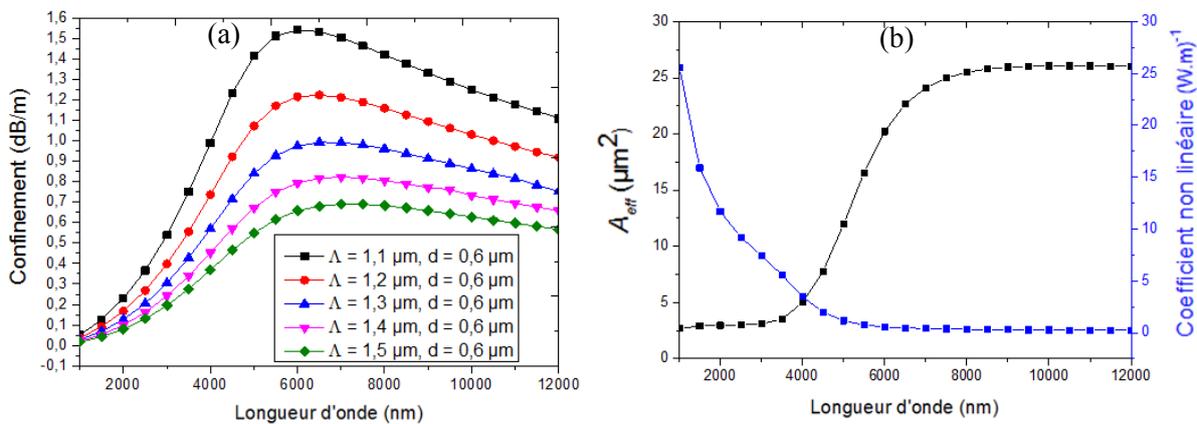


Figure. 3. 11. (a) Perte de Confinement calculée en fonction de la longueur d'onde pour différents structure FCP d'AsSe<sub>2</sub>. (b) La variation de l'aire effective du mode HE<sub>11</sub> et de coefficient non linéaire correspondant en fonction de la longueur d'onde d'une FCP d'AsSe<sub>2</sub> proposé avec les paramètres  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$  et  $d = 0,6 \mu\text{m}$ .

La Fig. 3.11 (a) montre les pertes de confinement des FCPs d'AsSe<sub>2</sub> pour les structures de toute la normale de la dispersion chromatique. Les pertes de confinement augmentent de manière significative lorsque la longueur d'onde augmente dans la plage de 1 μm à 6 μm et diminue lentement après 6 μm. La structure dont le  $\Lambda=1,5$  μm et  $d=0,6$  μm est choisie car il présente une faible perte de 0,2 dB/m de confinement à 3,5 μm. Comme le montre la Fig. 3.11(b), le coefficient non linéaire de la FCP structure proposée ( $\Lambda=1,5$  μm,  $d=0,6$  μm) diminue avec la longueur d'onde principalement en raison de l'augmentation de l'aire effective de mode. A 3,5 μm, l'aire effective est de 3,55 μm<sup>2</sup> avec un coefficient non-linéaire de 5.56 (W.m)<sup>-1</sup>.

En utilisant une longueur d'onde de pompe de 3.5 μm dans la plage de dispersion toute normale, on génère une large bande SC le mécanisme de l'élargissement du spectre a été dominé par le SPM. Cette nouvelle chalcogénure (AsSe<sub>2</sub>) se révèle être un candidat très prometteur pour le SC moyen infrarouge à large bande dans la dispersion chromatique toute normale. Le supercontinuum et l'évolution spectrale dans la structure proposé sont représentés sur les Fig. 3.12(a) et (b), respectivement. De toute évidence, l'élargissement spectral symétrique en raison de la SPM a été dominé au stade initial de l'évolution spectrale de 1,5 à 12,2 μm Fig.3.12(b). Le spectre obtenu optimisé couvre plus de 12 μm de largeur spectral (de 1,5 à 12.2 μm) après une propagation dans quelques millimètres (représenté sur la Fig 3.12(a) ligne en pointillés), le SPM, onde brisée optique (OWB) et le spectre non linéaire dominé (NDS) jouent un rôle important sur l'élargissement du spectre. Le phénomène de la brisure d'onde optique peut également être comprise comme le processus de mélange à quatre ondes (FWM) [1]. Les effets non linéaires des deux fréquences différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$  dans l'impulsion crée des nouvelles fréquences  $2\omega_1 - \omega_2$  et  $2\omega_2 - \omega_1$ , et cela élargit le spectre de manière significative par l'intermédiaire d'un processus via un OWB assistée et le processus du mélange à quatre onde visible sur l'évolution du spectre dans la Fig. 3.12.

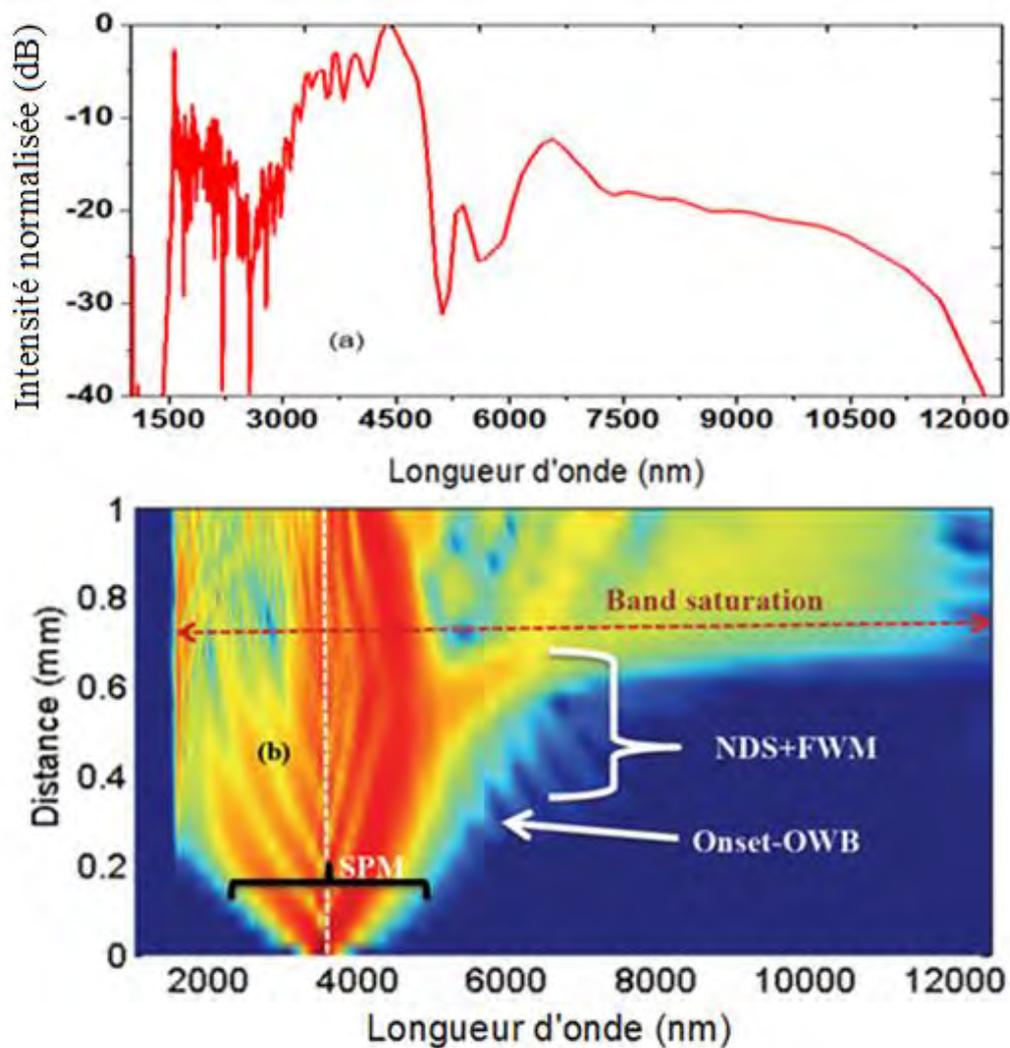


Figure. 3. 12. (a) SC généré dans un 1 mm de FCP d'AsSe<sub>2</sub> pompé avec 3,5  $\mu\text{m}$  et (b) l'évolution spectrale des impulsions correspondant.  $T_{\text{FWHM}} = 100$  fs et  $E = 1,3$  nJ.

### 3.3. Etude des sources SC moyen infrarouge super plat et cohérent en utilisant une FCP en $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$

La motivation de cette partie est de concevoir une FCP en verre de chalcogénure à la dispersion toute-normale, ultraplat sur une large plage de longueurs d'onde et fort coefficient non linéaire simultanément, et puis généré un super-plat supercontinuum moyen infrarouge et cohérent. Certaines parties ont été publiées dans [14].

#### 3.3.1. Conception d'une FCP en $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$

Dans cette section nous considérons la structure d'une FCP présentée sur la Fig. 3.1(a). En utilisant la méthode des éléments finis on calcule la constante de dispersion du mode fondamental avec une FCP de type Fig. 3.1(a) constitué d' $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  pour cela on propose l'équation de Cauchy pour la première fois dans ce matériau  $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  :

$$n(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}} \quad (3.2)$$

Où  $A = 7,65$ ,  $B = 0,73 \mu\text{m}^2$  et  $C = 0,87 \mu\text{m}^4$  sont les coefficients de Cauchy caractérisés par le  $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$ . L'indice de réfraction d' $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  mesuré [15] et l'équation 3.1 en fonction de la longueur d'onde ont été représentés sur la Fig. 3.13 respectivement. Avec ces coefficients A, B et C, un bon accord est trouvé entre l'expérience et l'équation 3.1 proposée avec 1% d'erreur relative.

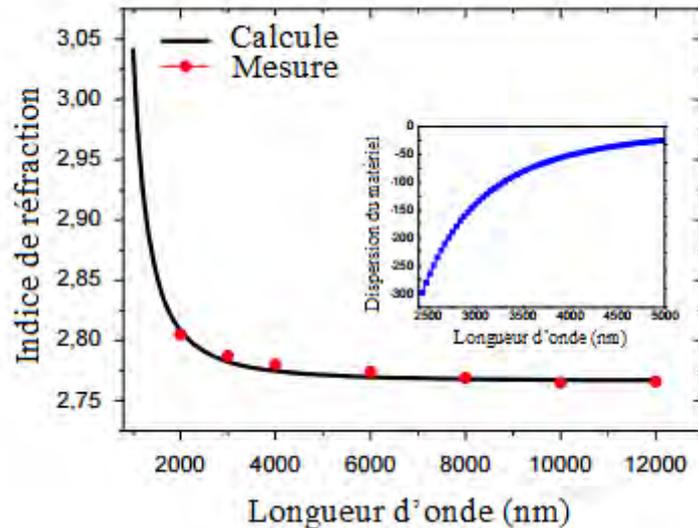


Figure. 3. 13. Mesure et calcul de l'indice de réfraction d' $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  en fonction de la longueur d'onde à l'intérieur la dispersion chromatique du matériel en fonction de la longueur d'onde.

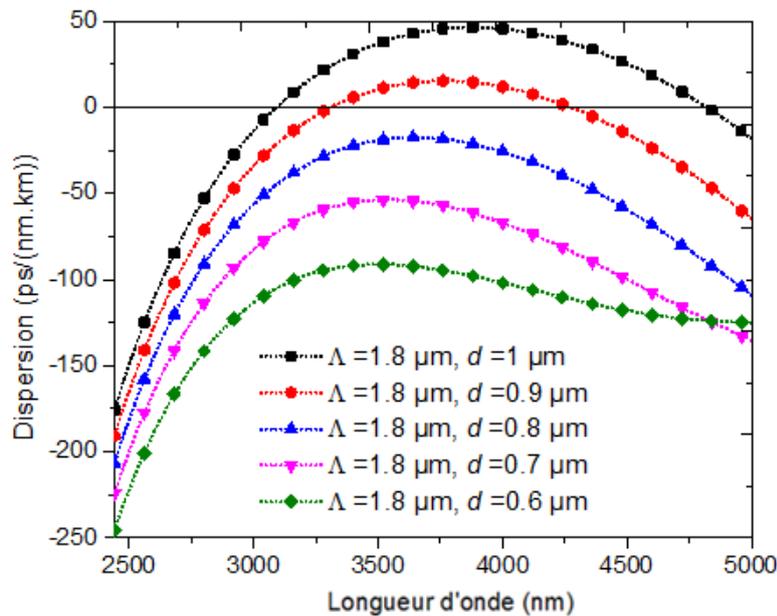


Figure. 3. 14. La dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde des FCPs avec  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$  fixe en variant le diamètre des trous d'air de  $0,6 \mu\text{m}$  à  $1 \mu\text{m}$  avec un pas de  $0,1 \mu\text{m}$ .

Le pitch  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$  de la FCP est considéré comme constant dans toutes les structures. Dans nos calculs, nous allons supposer cinq FCPs avec le diamètre des trous d'air de  $d = 0,6$  à  $1 \mu\text{m}$  avec un pas de  $0,1 \mu\text{m}$ . Ensuite, en utilisant l'équation 3.1, le profil de dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde peut être calculé. La Fig. 3.14 présente les profils de dispersion du mode fondamental de  $\text{HE}_{11}$  FCPs en fonction de la longueur d'onde pour les cinq structures citées. Comme on peut l'observer sur cette figure, des FCPs avec des diamètres des trous d'air de  $1 \mu\text{m}$  et  $0,9 \mu\text{m}$  ont deux ZDW. Le premier et le second ZDW de la structure avec un diamètre de trou d'air de  $1 \mu\text{m}$  sont  $3,025$  et  $4,85 \mu\text{m}$  respectivement. En outre, la pente de la dispersion et les valeurs dans la région anormale (longueurs d'onde entre les premières et seconde ZDWs) sont inférieures à eux dans la normale. En outre, dans la région anormale, la dispersion devient relativement plate. Dudley et al ont démontré que la cohérence de la lumière SC est déterminée par le mécanisme d'élargissement spectral et la dégradation de cohérence est principalement causée par l'amplification du bruit [1]. Le SC typique générée par la dynamique de dispersion anormale a un profil temporel complexe et subit de fluctuations de l'intensité et le temps d'arrivée des différentes composantes spectrales qui peuvent limiter la résolution ou la précision dans certaines applications nécessitant une grande stabilité. Une méthode couramment utilisée pour la production de SC cohérente est de pompage des fibres avec profil dans la toute normale dispersion par des impulsions ultra-courtes [16-18]. Ainsi, dans cette étude, nous considérons la FCP avec un diamètre de trou d'air de  $0,8 \mu\text{m}$  pour atteindre la toute normale dispersion représentée sur la Fig. 3.14.

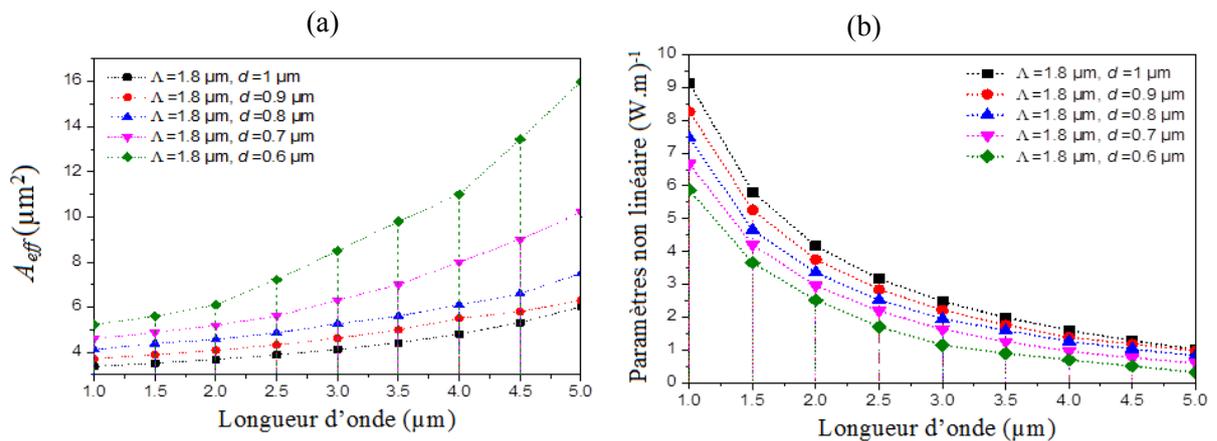


Figure. 3. 15. (a) L'aire effective en fonction de la longueur d'onde pour différents diamètres de trous d'air. (b) les paramètres non linéaire en fonction de la longueur d'onde correspondant.

Les valeurs numériques de l'aire effective calculée pour le mode  $\text{HE}_{11}$  de la FCP d' $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  pour différents diamètres des trous d'air sont représentées sur la Fig. 3.15(a). La FCP à base de  $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  avec  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ , et  $d = 0,8 \mu\text{m}$  a une surface effective de  $6,47 \mu\text{m}^2$

à 3,7  $\mu\text{m}$ . Les paramètres non linéaires en fonction de la longueur d'onde du mode fondamental sont calculés en utilisant l'équation 1.20 et représenté sur la Fig. 3.15(b). Comme on peut observer sur cette figure, le paramètre non linéaire du FCP diminue quand la longueur d'onde augmente. En outre, la FCP de diamètre 1  $\mu\text{m}$  a des paramètres non linéaires plus élevés que les autres structures. La FCP  $\text{As}_{38,8}\text{Se}_{61,2}$  avec  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ , et  $d = 0,8 \mu\text{m}$  présente un coefficient non linéaire de  $1,28 (\text{W}\cdot\text{m})^{-1}$ .

### 3.3.2. Super-plat supercontinuum infrarouge à très faible énergie

Dans cette section, en étudiant les deux paramètres linéaires, y compris la dispersion chromatique à la dispersion d'ordre élevé, et le paramètre non linéaire des FCPs avec  $d = 0,8$  et  $0,9 \mu\text{m}$  dans les régions de dispersion normales et anormales, respectivement, à une longueur d'onde de pompe de 3,7  $\mu\text{m}$ , l'ENLSG est réécrite et résolue numériquement par la méthode de Fourier à pas fractionnaire dans les deux domaines temporel et fréquentiel ultra-courtes impulsions d'entrée en utilisant les paramètres de Raman cités dans la référence [14]. La dispersion de vitesse de groupe minimale (GVD) est déterminée à une longueur d'onde d'environ 3,7  $\mu\text{m}$ . Ensuite, nous sélectionnons une longueur d'onde de pompe pour atteindre la plus grande largeur de bande de SC. Fig. 3.17(a) montre le spectrogramme pour le supercontinuum dans la FCP avec une dispersion toute normale qui a pour  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ , et  $d = 0,8 \mu\text{m}$ , pour 50 fs impulsion optique d'entrée et une puissance crête de 0.88 kW (correspondant à 0,05 nJ énergie d'impulsion très faible). Le spectrogramme pour le SC dans une FCP à deux zéro dispersion,  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,9 \mu\text{m}$  est représenté sur la Fig. 3.16(b). En outre, les Fig. 3.16(c) et (d) montrent la cohérence en fonction de la longueur d'onde pour les deux FCPs. Le mécanisme de génération de SC en régime de dispersion anormale est dominé par l'auto-modulation de phase, l'effet Raman, la dynamique solitons et les ondes dispersives (dispersive wave DW en anglais). Le SC généré pour le régime de dispersion anormale a un profil temporel complexe et subit des fluctuations non seulement en intensité, mais aussi dans les impulsions temporelles des différentes composantes spectrales. Fig. 3.16 (b) montre que la forte soliton fondamental est formée à la longueur d'onde de 5000 nm. L'évolution spectrale est due à la dynamique solitons, SPM et DW qui sont observés autour de 2500 nm. Comme on peut observer sur la Fig. 3.16(c), la génération de SC est totalement cohérente de 0 à 5 cm.

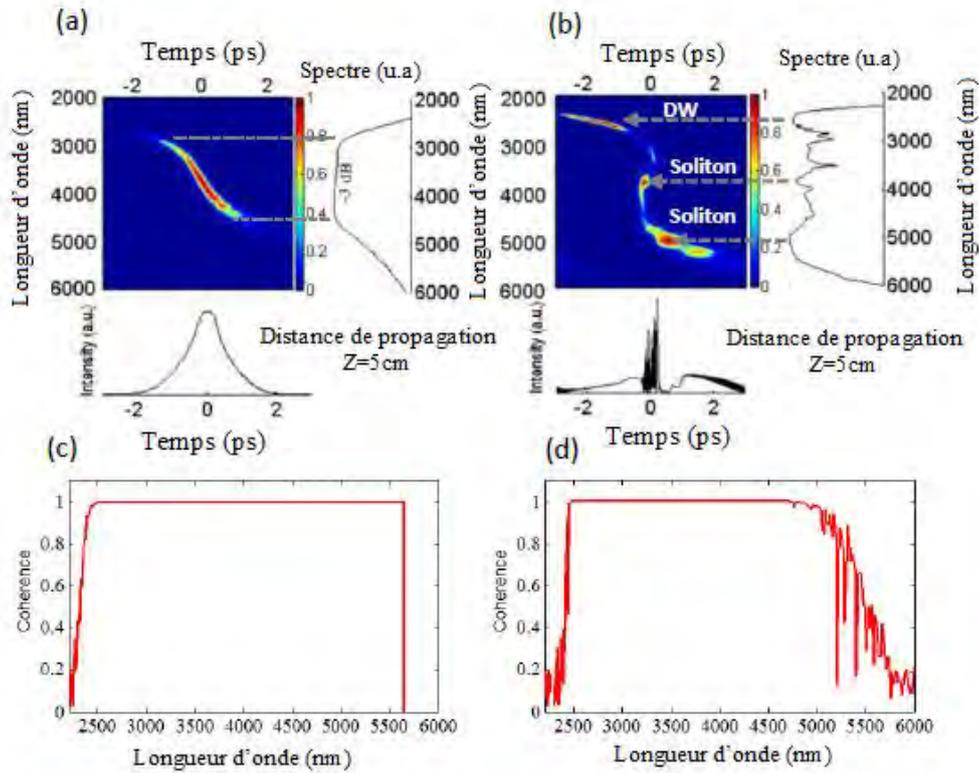


Figure. 3. 16. Spectrogrammes pour SC typique dans les FCPs avec (a) dispersion toute normale de structure  $\Lambda=1,8 \mu\text{m}$ ,  $d=0,8 \mu\text{m}$ , et (b) et la structure  $\Lambda=1,8 \mu\text{m}$ ,  $d=0,9 \mu\text{m}$ , la cohérence des deux structures (c)-(d) respectivement pour 50 fs impulsion d'entrée de 0,88 kW de puissance crête (correspondant à 0,05 nJ énergie d'impulsion) à une longueur d'onde centrale de  $3,7 \mu\text{m}$ .

La Figure 3.17 montre les résultats de génération de supercontinuum dans la FCP avec la dispersion toute-normale avec  $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$  et  $d = 0,8 \mu\text{m}$ , pour une longueur de 1 à 5 cm de 50 fs d'impulsion optique avec une longueur d'onde de pompe de  $3,7 \mu\text{m}$ , et une puissance crête de 0,88 kW. Comme on peut l'observer sur cette figure, nous pouvons obtenir SC infrarouge ultraplat et large de 1675 nm à -3 dB étendu de 2900 à 4575 nm avec une longueur de fibre de 5 cm. La longueur non linéaire et la longueur de dispersion de la FCP sont  $L_{NL}=8,8 \times 10^{-2} \text{ cm}$  et  $L_D=1,2 \text{ cm}$ , respectivement. L'élargissement spectral symétrique en raison de l'auto-modulation de phase est dominé à l'étape initiale de l'évolution spectrale. Le spectre s'étend de 2500 nm à 5400 nm à -40 dB et on obtient un élargissement maximum après une propagation de 5 cm seulement. La distance de l'onde brisée est donnée par l'expression suivante :

$$Z_{wb} = \left( \frac{3\beta_2}{2\beta_2 + 2\gamma P_0 T_0^2} \right)^{1/2} \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad (3.2)$$

La distance de l'onde brisée optique est égal à 0.3 cm dans notre cas ce qui confirme que pour une FCP de la dispersion toute normal l'auto-modulation de phase et la brisure de l'onde optique jouent un rôle important pour l'élargissement du SC au-delà de 0.3 cm.

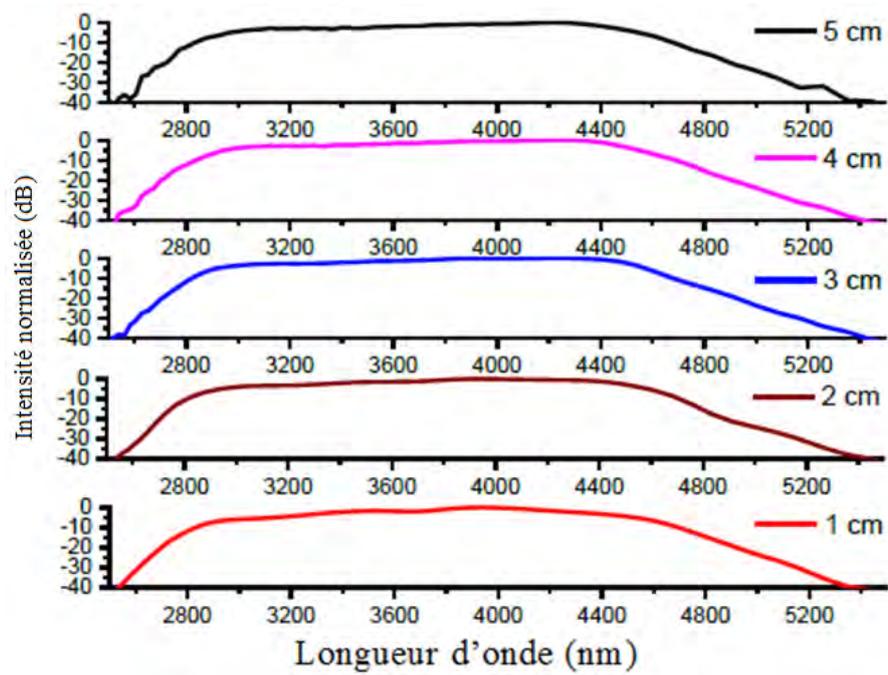


Figure. 3. 17. La génération de SC en fonction de la longueur d'onde dans la structure proposé en variant la longueur de la FCP 1 à 5 cm de l'impulsion 50 fs et une puissance crête de 0.88 kW fixe.

Figure. 3.18 (a1-a5), (b1-b5), et (c1-c5) montrent l'évolution spectrale, évolution temporelle et les spectrogrammes de l'impulsion optique avec la longueur d'onde de pompe de  $3,7 \mu\text{m}$ , et des longueurs des FCPs de 1, 2, 3, 4 et 5 cm à la dispersion toute normale, respectivement. Comme on peut l'observer, l'élargissement spectral dans cette fibre est principalement dominé par l'auto-modulation de phase dans l'étape initiale de la génération de SC. Après 0,3 cm de propagation, l'effet de l'onde brisée optique devient clair et les lobes latéraux sont générés sur les deux côtés des spectres.

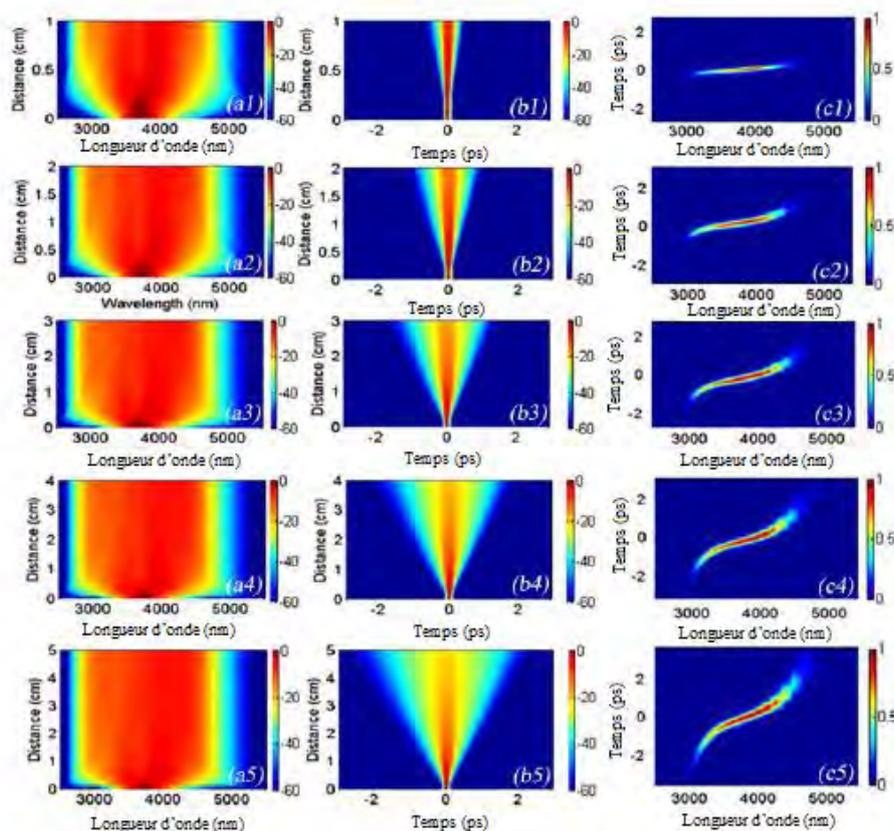


Figure. 3. 18. (a) l'évolution spectrale, (b) évolution temporelle, et (c) spectrogrammes pour 50 fs impulsion d'entrée, 0,88 kW puissance crête à une longueur d'onde centrale de 3,7  $\mu\text{m}$  et 5 cm de long dans la FCP avec toute la normale dispersion.

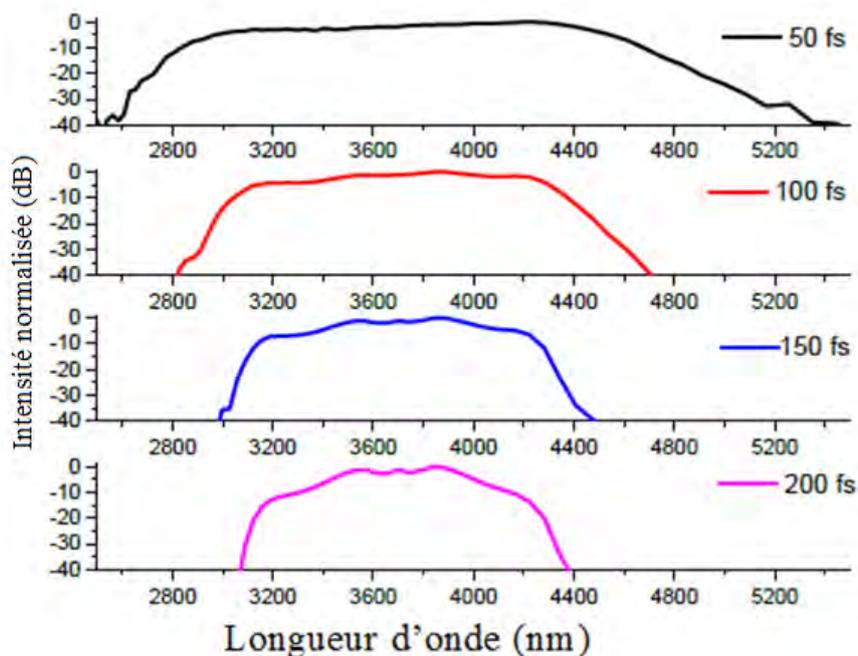


Figure. 3. 19. SC généré au niveau des sorties de la FCP avec la dispersion toute normale à 3,7  $\mu\text{m}$  longueur d'onde centrale avec 0,88 kW puissance crête pour différentes largeurs d'impulsions optiques de 50 à 200 fs.

L'influence de la largeur de la durée d'impulsion ( $T_{FWHM}$ ) sur l'élargissement spectral est représentée sur la Fig. 3.19. Pour des impulsions optiques avec la puissance maximale de 0,88 kW et 5 cm de long, la largeur maximale du SC est obtenue par 50 fs d'impulsions optiques. La Figure. 3.19 montre que la diminution de la largeur temporelle d'impulsion augmente l'élargissement spectral à la sortie de la fibre. L'influence de la puissance crête sur l'élargissement de SC du FCP avec toute la normale dispersion est représentée sur la Fig. 3.20. La puissance crête est augmentée de 0,352 à 0,880 kW. Dans un premier temps, les spectres de sortie s'élargissent en fonction de la puissance crête. Le SC généré obtient l'élargissement maximum avec la platitude spectrale de -3 dB à une puissance crête de 0,88 kW (correspondant à une très faible énergie d'impulsion de 0,05 nJ).

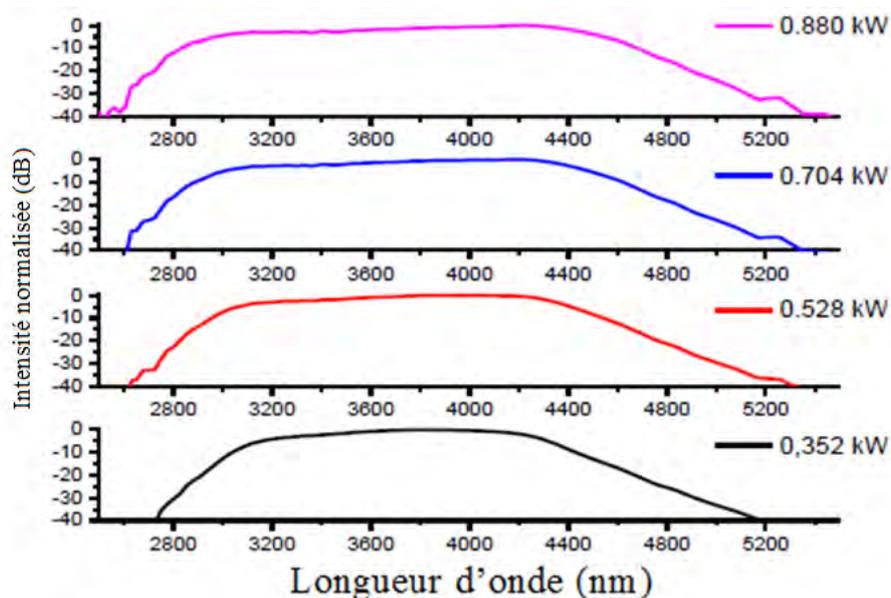


Figure. 3. 20. Platitude spectrale de la génération de SC au niveau de sortie de la FCP toute normale avec  $3,7 \mu\text{m}$  de longueur d'onde central à 50 fs avec des variations de la puissance crête.

### 3.4. Etude des sources SC moyen infrarouge dans les FCPs hybrides

Dans cette partie nous allons étudier la conception des fibres à cristaux photoniques hybrides transparent dans le moyen infrarouge et hautement non linéaire pour les sources SC à haute débit. Certaines parties ont été publiées dans [19], [20] et [21].

#### 3.4.1. Conception d'une FCP hybride en $\text{As}_2\text{S}_5$ -Tellurite

La FCP utilisé dans cette étude a une géométrie hexagonale donnée par la Fig. 3. 21(a) et (b). Ici, nous présentons la structure des deux FCPs réguliers et hybrides  $\text{As}_2\text{S}_5$ -Tellurite. La structure hybride comporte un cœur constitué de verre  $\text{As}_2\text{S}_5$  et la gaine est tellurite comme le montre la Fig. 3. 21(b). La composition du verre de tellurite est  $76.5\text{TeO}_2-6\text{Bi}_2\text{O}_3-6\text{ZnO}-$

11.5Li<sub>2</sub>O. Les indices de réfraction des deux matériaux d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et tellurite sont représentés graphiquement sur la Fig. 3. 21(c). Nous utilisons l'équation Sellmeier pour déterminer l'indice de réfraction des deux matériaux comme indiqué dans le Tableau 4.

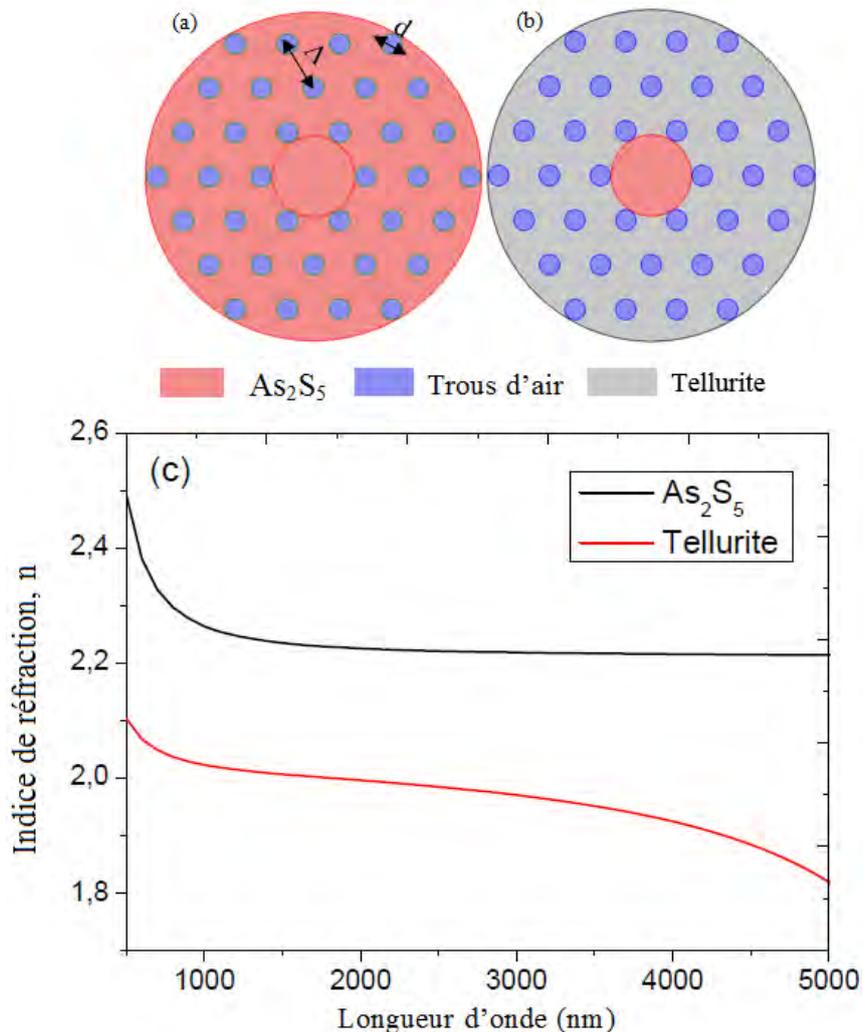


Figure. 3. 21. Coupe transversale de la (a) FCP à base de As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> chalcogénure, et (b) FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite. (c) des indices de réfraction des matériaux linéaires d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et le verre de tellurite en fonction de la longueur d'onde.

On détermine la dispersion chromatique du mode fondamental HE<sub>11</sub> pour les FCPs As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et l'hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite avec un pitch ( $\Lambda$ ) variant de 0,4 à 0,7  $\mu\text{m}$  (avec un pas de 0,1  $\mu\text{m}$ ) et un diamètre de trou d'air  $d$  de 0,2  $\mu\text{m}$  Fig. 3.22. (a) et (b). Comme on peut le voir, le ZDW des deux structures sont décalés en augmentant  $\Lambda$  et on obtient les ZDW de 2,42, 2,68, 2,88 et  $\sim$  3,05  $\mu\text{m}$  pour la FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> (Fig.3.22(a)) et 2,47, 2,82, 3,07 et  $\sim$  3,25  $\mu\text{m}$  pour la FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite (Fig.3.22(b)) avec le  $\Lambda$  de 0,4, 0,5, 0,6 et 0,7  $\mu\text{m}$  respectivement et le diamètre des trous d'air égal à 0,2  $\mu\text{m}$  fixe.

Tableau 3. 4. Les coefficients de Sellmeier de As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>, Tellurite et Borosilicate.

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - L_i^2}$$

Le verre de Borosilicate ( <i>i</i> =3) [22]		Le verre d'As <sub>2</sub> S <sub>5</sub> ( <i>i</i> =3)[23]		Le verre de Tellurite [24]		
<i>i</i>	A <sub><i>i</i></sub>	L <sub><i>i</i></sub> <sup>2</sup> / μm <sup>2</sup>	A <sub><i>i</i></sub>	L <sub><i>i</i></sub> <sup>2</sup> / μm <sup>2</sup>	A <sub><i>i</i></sub>	L <sub><i>i</i></sub> <sup>2</sup> / μm <sup>2</sup>
1	0.967	0.020452	2.1361	0.0954	1,67189	4,9997x10 <sup>-4</sup>
2	0.00511	107.9261	0.0693	225.0001	1,34862	0,0575
3	0.34938	0.000233	1.7637	2.1783×10 <sup>-7</sup>	0,62186	46,7254

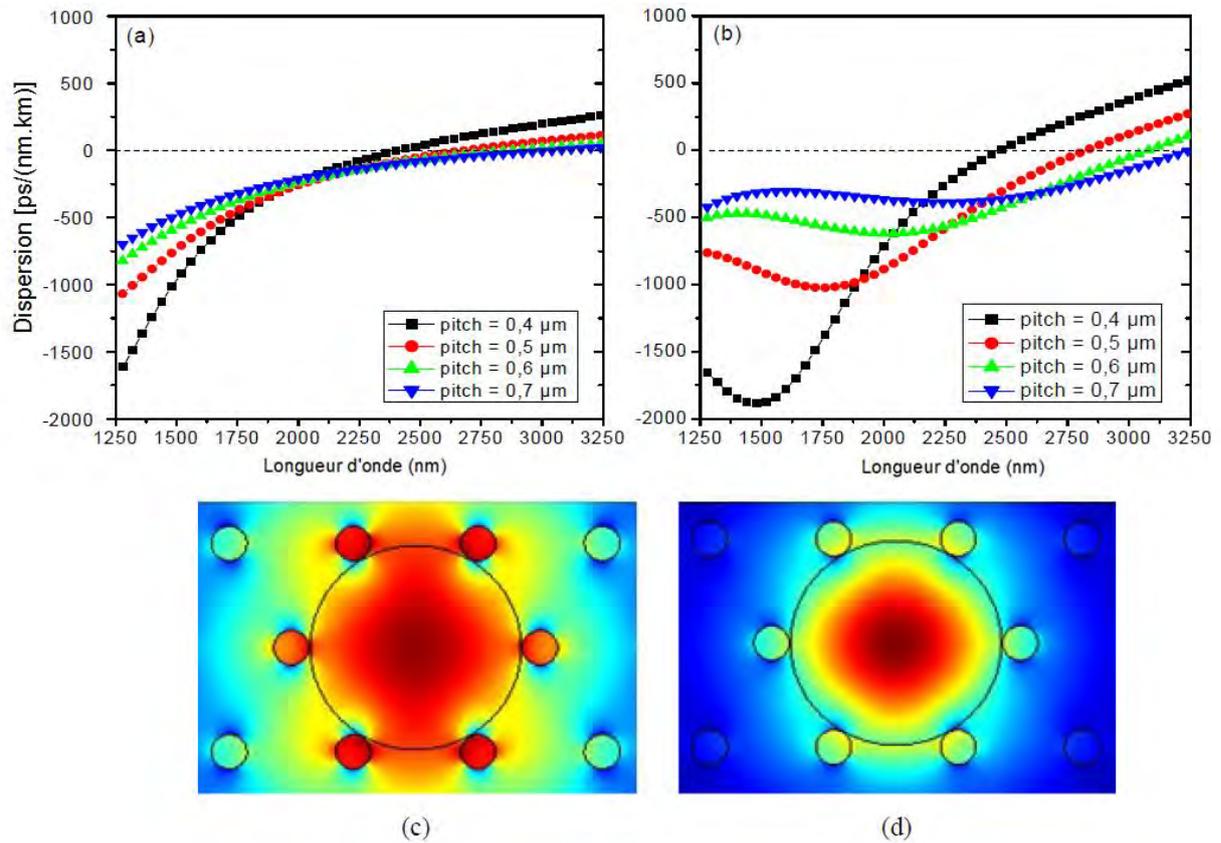


Figure. 3. 22. Calcul de la dispersion chromatique de la FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et (b) FCP de l'hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Tellurite avec d=0,2 μm et Λ=0,4, 0,5, 0,6 et 0,7 μm. La distribution du mode fondamental dans (c) la FCP As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et (d) FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Tellurite à 3,241 μm et 3,389 μm respectivement, avec Λ=0,7 μm et d=0,2 μm.

Nous évaluons la répartition fondamentale du champ de mode tel que représenté par la Fig. 3.22 (c) et (d) et les aires effectives des deux modes fondamentale  $A_{eff}$  sont :  $5,67 \mu\text{m}^2$  et  $2,09 \mu\text{m}^2$  pour la FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et l'hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite, respectivement. Nous pouvons voir clairement par simple introduction une grande différence de confinement dans le cœur et l'indice de réfraction de gainage dans la FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite, le champ de mode devient plus limité et les effets non linéaires importants sont attendus. Pour ces deux structures, les coefficients non-linéaires correspondant sont de  $1,025 (\text{W}\cdot\text{m})^{-1}$  et  $2,66 (\text{W}\cdot\text{m})^{-1}$ , respectivement. L'indice de réfraction non linéaire  $n_2$  dans le verre d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> est égal à  $3 \times 10^{-18} (\text{m}^2\cdot\text{W}^{-1})$  [25]. Pour le reste de cette étude, les deux structures avec  $\Lambda = 0,7 \mu\text{m}$  et  $d = 0,2 \mu\text{m}$  sont sélectionnées. Cela correspond à  $ZDW = 3.05 \mu\text{m}$  pour la FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et  $ZDW = 3,25 \mu\text{m}$  pour la FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite. Les longueurs d'onde de pompe sont utilisées dans le régime de dispersion anormale avec des valeurs de  $3.241 \mu\text{m}$  pour la FCP As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et  $3.389 \mu\text{m}$  pour la FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite, respectivement, choisis pour être proche de la ZDW et disponible commercialement.

### 3.4.2. Résultats de la génération de supercontinuum moyen infrarouge

Dans le but de générer un SC infrarouge, nous résolvons numériquement l'ESNG par la méthode de Fourier à pas fractionnaire en utilisant les paramètres du tableau 1.1 dans le chapitre 1 d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> tiré dans la référence [26]. Nous utilisons la longueur d'onde de pompe  $\lambda = 3241 \text{ nm}$  qui est proche de la  $ZDW = 3.05 \mu\text{m}$  du FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>. L'énergie d'impulsion est de  $1,1 \text{ nJ}$  correspondant à une puissance crête de  $9.68 \text{ kW}$  avec une durée d'impulsions de  $100 \text{ fs}$  et la longueur de la fibre est de  $1 \text{ mm}$  de long. La Fig. 3.23(a) représente le SC généré avec une largeur spectrale de  $5320 \text{ nm}$  ( $\sim$  couvrant  $1480$  à  $6800 \text{ nm}$ ). Étant donné que la longueur d'onde de pompe est sélectionnée dans le régime de dispersion anormale, les mécanismes d'élargissement de SC sont régis principalement par l'auto-modulation de phase, l'effet Raman et la fission soliton.

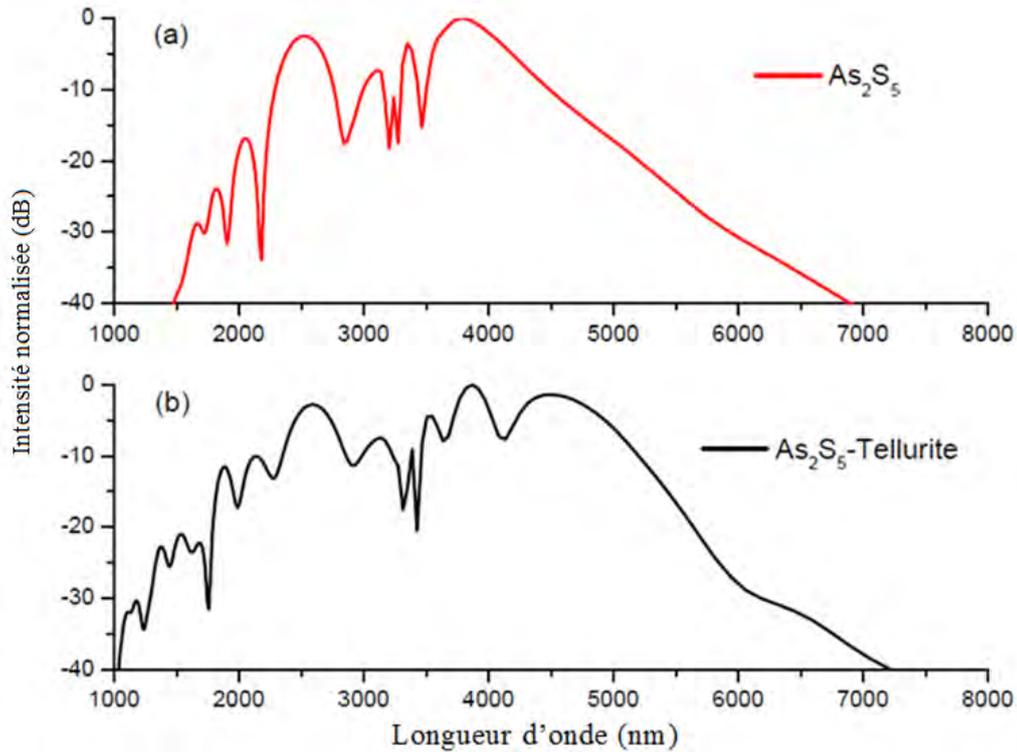


Figure. 3. 23. Les spectres de SC générés dans une FCP  $\text{As}_2\text{S}_5$  de 1 mm de long (a) et la FCP hybride  $\text{As}_2\text{S}_5$ -tellurite (b) pompée par 1,1 nJ et 1 nJ correspondant à 8,8 kW et 9,68 kW de puissance crête respectivement avec une durée d'impulsion de 100 fs.

Figure 3. 23(b) montre le SC généré dans 1 mm de long de la FCP d' $\text{As}_2\text{S}_5$ -tellurite hybride. La longueur d'onde de pompe utilisée est  $\lambda = 3389$  nm proche de la ZDW =  $3.25 \mu\text{m}$  dans le régime de dispersion chromatique anormale avec une durée d'impulsions de 100 fs ayant une puissance crête de 8800 W correspondant à 1 nJ. Le SC généré s'étend sur plus de  $\sim 1000$ -7400 nm après la propagation dans 1 mm seulement de longueur de la FCP. Le SC obtenu se révèle être plus large que dans la FCP  $\text{As}_2\text{S}_5$  montrant que la structure hybride avec la gaine en tellurite est plus prometteuse avec une large transmission dans le moyen infrarouge du verre d' $\text{As}_2\text{S}_5$ . Les mécanismes de la génération de SC sont dominés par l'auto-modulation de phase, l'effet Raman, et la dynamique solitons. Les effets non linéaire élevé du FCP  $\text{As}_2\text{S}_5$ -tellurite hybride font des fibres tirées de ce verre bien adapté pour de nombreuses applications telles que la spectroscopie, des sources laser, et les régénérateurs optiques pour les systèmes de télécommunication à haute débit.

Nous étudions l'impact de la puissance crête sur la performance du laser SC à base de fibre et nous évaluons la proportion de puissance de la lumière de sortie ou la fraction de puissance rejetée pour des longueurs d'onde optiques au-delà de  $3 \mu\text{m}$ . La Figure 3. 24 montre la proportion de la puissance au-delà de  $3 \mu\text{m}$  et la largeur de longueur d'onde du SC correspondant en fonction de la puissance crête avec des impulsions de 100 fs. Les

proportions de puissance et la largeur de longueur d'onde augmentent linéairement en fonction de la puissance crête.

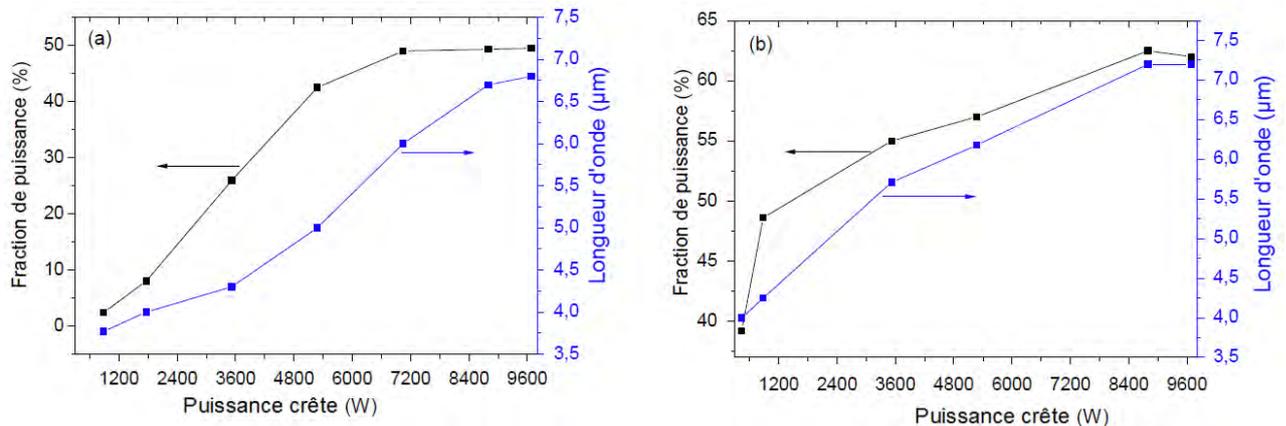


Figure. 3. 24. La fraction de puissance au-delà de 3 μm en fonction de la puissance crête injectée et la largeur de la longueur d'onde correspondant (a) pour la FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> et (b) pour la FCP hybride d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite (calculé numériquement à partir des spectres de simulations Fig. 2.32).

Les résultats présentés dans la Fig. 3.24(a) nous montrent que un SC moyen infrarouge avec 49% de proportion avec la puissance de la lumière au-delà de 3 μm et la largeur de longueur d'onde jusqu'à 6,8 μm peut être obtenue par pompage seulement d'un mm de long dans la FCP à base de As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> avec 100 fs impulsions ayant une puissance crête de 9,86 kW correspondant à 1,1 nJ énergie. La Figure. 3.24 (b) représente la proportion de puissance de la lumière au-delà de 3 μm et la largeur de longueur d'onde du SC en fonction de la puissance crête en utilisant As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-hybride. La fraction de puissance ou la proportion de puissance au-delà de 3 μm et la largeur de longueur d'onde augmente rapidement avec la puissance crête jusqu'à atteindre une puissance maximum. Par conséquent, le supercontinuum moyen infrarouge à haute puissance avec une largeur spectrale de 7,2 μm et 63% de proportion de puissance au-delà de 3 μm peut être généré dans la FCP l'hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite avec une puissance de crête de 8,8 kW correspondant à 1 nJ énergie d'impulsion. Nous avons montré que SC moyen infrarouge avec une largeur de 7,2 μm et plus de 60% la proportion de puissance au-delà de 3 μm peut être générée dans une FCP hybride As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite avec une puissance crête de 8,8 kW, correspondant à 1 nJ énergie d'impulsion. La FCP hybride à base d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite est un bon candidat pour les sources laser SC à haute puissance dans la région de la longueur d'onde moyen infrarouge à large bande.

### 3.4.3. Conception d'une FCP hybride à base de verre en As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Borosilicate

On considère des FCPs avec cœur solide composé d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> ayant une géométrie hexagonale régulière avec un réseau triangulaire de trois anneaux. On a choisi de concevoir une FCP à

base de verre de chalcogénure  $As_2S_5$  par rapport à  $As_2S_3$  car il présente des propriétés de transmission élevées dans le domaine spectral de 0,5 à 9,9  $\mu m$  [23,27]. La fabrication de ce type de FCP à base de chalcogénure  $As_2S_5$  a été rapportée dans [23] avec la perte d'environ 1,8 dB/m à 1900 nm, principalement en raison de l'impureté des matières premières dans le verre  $As_2S_5$ . La FCP à base de chalcogénure avec la composition multi-matériaux sera d'un grand intérêt, car les non-linéarités améliorées sont démontrées dans des structures hybrides. Les FCPs sélectionnés avec leurs vues en face de coupe transversal sont représentés sur la Fig. 3.25, où  $d$  est le diamètre de trou d'air et  $\Lambda$  est l'espacement entre deux trous adjacents. Afin de montrer l'originalité de la fibre proposée, nous procédons à une caractérisation comparative de deux structures différentes constituées du FCP chalcogénure  $As_2S_5$  et HPCF correspondant, où seuls les six premiers anneaux de trous d'air sont remplacés par du verre de borosilicate. Dans notre conception, le diamètre des trous d'air et de borosilicate sont tous égaux.

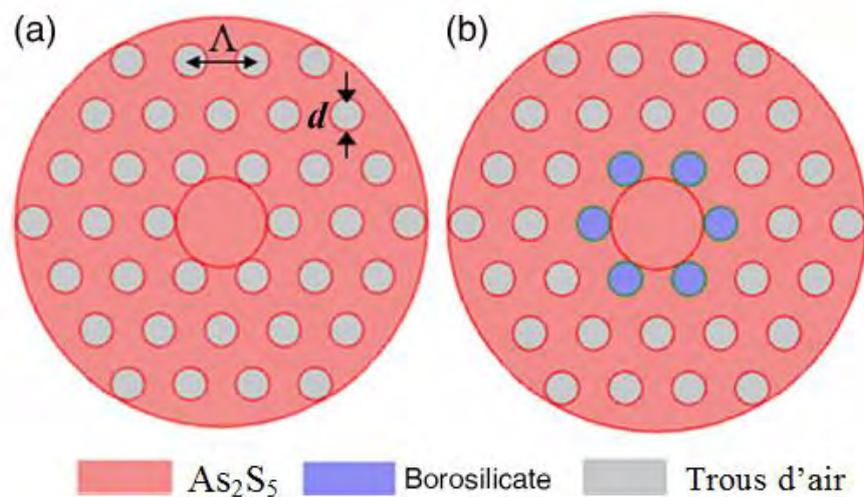


Figure. 3. 25. Coupe transversal (a) de la FCP à base d' $As_2S_5$  et (b) FCP hybride à base d' $As_2S_5$ -borosilicate hybride.

La Figure 3.26 montre l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde d' $As_2S_5$  et la composition de borosilicate de la structure. Nous utilisons l'équation Sellmeier définie dans le tableau 4. Nous avons supposé que le verre borosilicate a une valeur d'indice de réfraction constant sur une gamme de longueurs d'onde. Visant à démontrer le potentiel de l'introduction d'une telle conception hybride, on fait varier les paramètres géométriques du diamètre  $d$  et le  $\Lambda$  de réaliser une étude comparative entre le FCP d' $As_2S_5$  et FCPH.

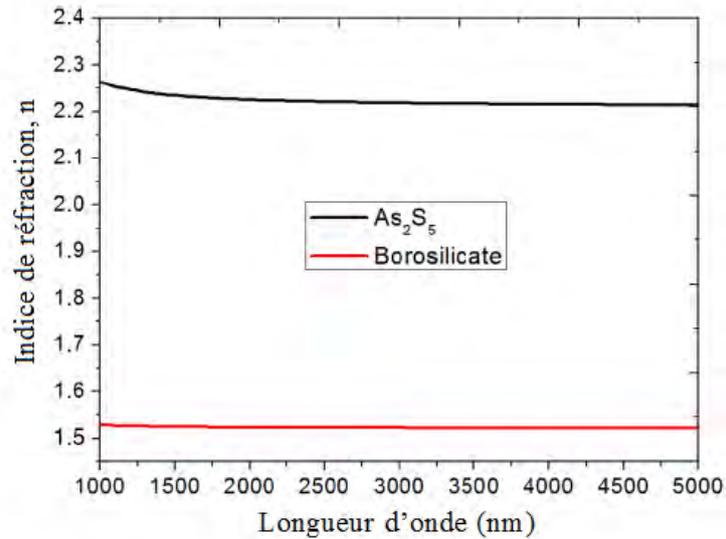


Figure. 3. 26. L'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les matériaux à base de borosilicate et  $As_2S_5$ .

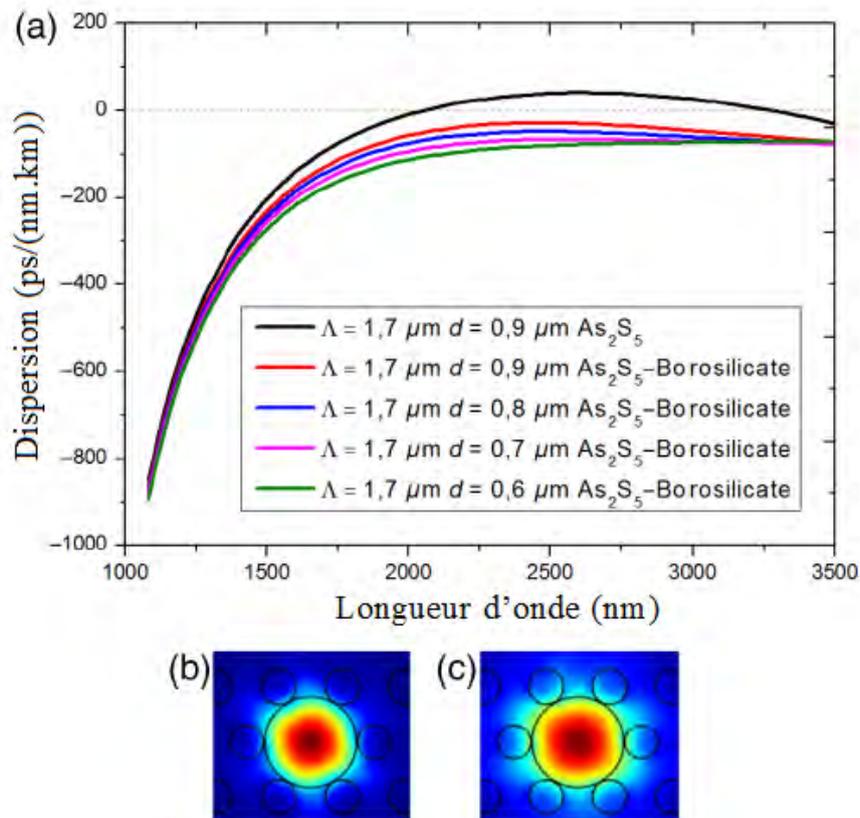


Figure. 3. 27. La dispersion chromatique d' $As_2S_5$   $\Lambda = 1,7 \mu m$ ,  $d = 0,9 \mu m$  et FCP hybride  $As_2S_5$ -borosilicate avec  $\Lambda = 1,7 \mu m$  fixe et  $d = 0,6, 0,7, 0,8$  et  $0,9 \mu m$ . Ci-dessous, la distribution de champ de mode fondamental  $HE_{11}$  du FCP hybride  $As_2S_5$ -borosilicate (b), et la FCP d' $As_2S_5$  (c) avec  $\Lambda = 1,7 \mu m$ ,  $d = 0,9 \mu m$  à 2,5 de longueur d'onde de pompe.

Pour atteindre la dispersion toute normale pour la région de longueurs d'onde dans l'infrarouge, nous avons besoin de varier le diamètre des trous d'air dans la gaine. La Figure 3.27(a) représente la dispersion chromatique calculée de la FCP à base d' $As_2S_5$  avec  $\Lambda = 1,7$

$\mu\text{m}$ ,  $d = 0,9 \mu\text{m}$  et la FCPH à base  $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate avec  $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$  fixe, et  $d = 0,6, 0,7, 0,8$  et  $0,9 \mu\text{m}$ . Deux longueur d'onde nulle de la dispersion chromatique du FCP d' $\text{As}_2\text{S}_5$  à  $2,08 \mu\text{m}$  et  $3,27 \mu\text{m}$  ont été trouvés tandis que la FCPH on trouve toute la normale de la dispersion chromatique dans laquelle la dispersion de  $-28 \text{ (ps/(nm.km))}$  est évaluée  $\sim 2,5 \mu\text{m}$  pour  $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$ , et  $d = 0,9 \mu\text{m}$ . Nous évaluons la distribution de champ de mode fondamental représenté sur la Fig. 3.27(b) et (c) et l'aire effective de mode  $A_{eff} = 7 \mu\text{m}^2$  et  $5,16 \mu\text{m}^2$  pour la FCP d' $\text{As}_2\text{S}_5$  et FCPH ayant respectivement la plus petite taille de cœur avec  $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,9 \mu\text{m}$  à une longueur d'onde pompe de  $2,5 \mu\text{m}$ . Nous pouvons voir par la simple introduction des premiers six trous d'air remplacé par le verre borosilicate dans la FCPH, le champ de mode devient plus limité et des effets non linéaires importants se produisent. Ceci correspond à des coefficients non-linéaires de  $\gamma = 1,6 \text{ (W.m)}^{-1}$  et  $1 \text{ (W.m)}^{-1}$ , pour la FCP d' $\text{As}_2\text{S}_5$  et la FCPH respectivement.

#### 3.4.4. Ultraplats Supercontinuum moyen infrarouge dans la FCPH

- **La génération de SC dans la FCP en  $\text{As}_2\text{S}_5$  chalcogénure et la structures FCPH**

On sélectionne une longueur d'onde de pompage à  $2,5 \mu\text{m}$  disponible commercialement délivrée par un oscillateur paramétrique optique (OPO) [27] dans les deux structures avec  $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$  et  $d = 0,9 \mu\text{m}$ . L'énergie d'impulsion est égale à  $1,6 \text{ nJ}$  correspondant à une puissance crête de  $28,16 \text{ kW}$  la durée d'impulsion est de  $T_{FWHM} = 50 \text{ fs}$  et la longueur des fibres est de  $4 \text{ mm}$ . Les supercontinua générés dans les deux structures sont représentées par la Fig. 3. 28. Nous pouvons voir que dans la FCP d' $\text{As}_2\text{S}_5$ , le SC présente une largeur spectrale de  $3,6 \mu\text{m}$  (couvrant de  $0,9$  à  $4,5 \mu\text{m}$ ) à  $-40 \text{ dB}$  (Fig. 3. 28(a)). La longueur d'onde de pompe est sélectionné dans le régime de dispersion anormale près de la longueur d'onde de dispersion nulle et les mécanismes d'élargissement de SC sont régies par le SPM, l'effet Raman et la fission soliton.

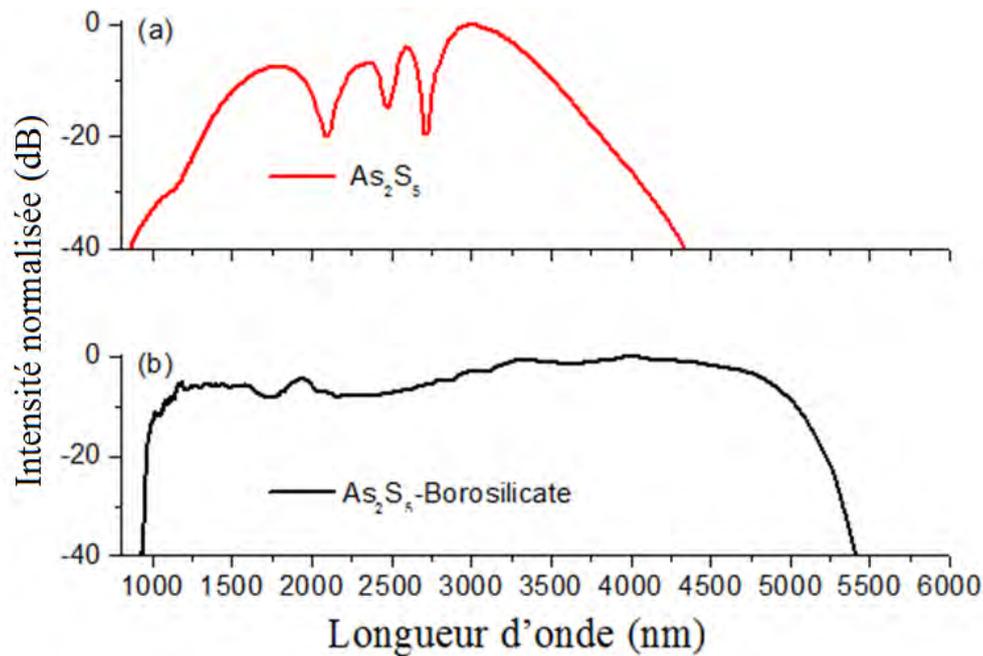


Figure. 3. 28. Comparaison de la génération de SC à  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  du FCP  $\text{As}_2\text{S}_5$  (a) et la FCPH  $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate (b).

La Figure. 3. 28(b) représente la production de SC à 4 mm de long de la FCPH  $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate. La longueur d'onde de pompe est dans le régime de la dispersion normale avec la durée impulsions de 50 fs ayant une puissance crête de 28,16 kW. Le SC généré s'étend sur plus de  $\sim 1\text{-}5 \mu\text{m}$  à -8 dB. Le SC obtenu se révèle être plus large que le SC généré par la FCP à base d' $\text{As}_2\text{S}_5$ . En effet, la génération de SC est dominée par le SPM suivie par l'onde brisée optique et la dynamique solitons sensibles au bruit est supprimés ici. A savoir, la fission soliton est complètement enlevée donnant lieu à des spectres ultraplats. Ainsi, l'optimisation de la conception de la fibre dans la toute normale dispersion chromatique nous permet de générer haut débit, ultra plat et la génération de SC lisse.

- **Analyse de SC Ultrplat dans la FCPH à base d' $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate**

Dans cette section, l'accent est mis sur la génération de SC à large bande et le plus plat dans les différentes structures de la FCPH d' $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate pompé à  $2,5 \mu\text{m}$  avec des paramètres géométriques optimisés. Avec la variation des paramètres de la FCPH, nous rappelons que la dispersion chromatique sur toute la normale a été trouvée pour les quatre structures avec  $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,9$  à  $0,6 \mu\text{m}$  correspondant à FCPH1, FCPH2, FCPH3 et HPCF4, respectivement. En outre, le profil spatial du mode fondamental dans la FCPH1 ( $\Lambda = 1,7 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,9 \mu\text{m}$ ) présente le confinement de champ maximal dans la région de cœur, ce qui permet une meilleure interaction non linéaire par rapport à d'autres structures hybride.

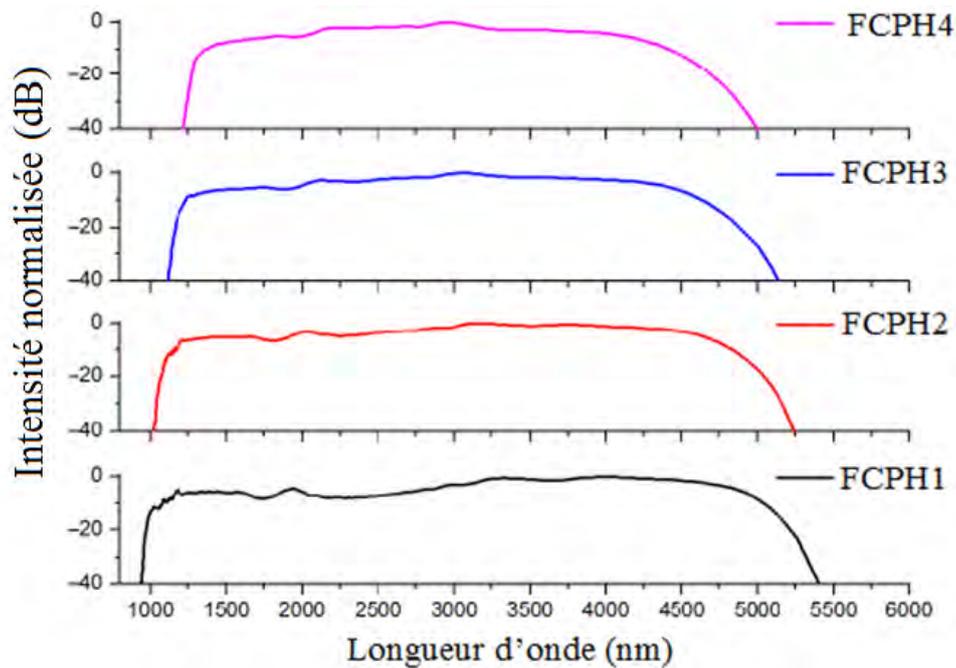


Figure. 3. 29. La génération de supercontinuum à  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  en faisant varier le diamètre du trou d'air de  $0,9 \mu\text{m}$  à  $0,6 \mu\text{m}$ , avec une durée d'impulsion de 50 fs, une énergie de 1,6 nJ et 4 mm de long.

Avec 1,6 nJ et 50 fs impulsions injectées dans les différentes structures FCPHs, les spectres générés dans seulement 4 mm de long sont mises en évidence, comme le montre la Fig. 3.29. Nous voyons clairement que la FCPH1 donne un SC infrarouge à large bande maximale avec un spectre très flat. Nous constatons qu'il n'y a pas plus de composants spectraux générés après 4 mm. La longueur non linéaire et la longueur de dispersion dans la structure proposée la FCPH1 d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-borosilicate sont  $2.22 \times 10^{-5} \text{ m}$  et  $2.6 \times 10^{-2} \text{ m}$ , respectivement.

Les évolutions spectrales correspondantes pour toutes les structures sont présentées sur la Fig. 3. 30. La distance d'onde brisée optique est estimée égale à 1 mm. Nous constatons que l'élargissement spectral symétrique en raison de l'auto-modulation de phase domine l'évolution spectrale initialement, suivie par l'apparition de l'effet de la brisure de l'onde optique comme on le voit à partir de la ligne en pointillé menant à l'élargissement spectral vers les régions de longueurs d'ondes courtes et longues. Le SC pour la FCPH1 couvre plus de  $0,9$  à  $5,25 \mu\text{m}$  à -20 dB après une propagation de 4 mm principalement due à l'auto-modulation de phase et les effets OWB. Pour la génération de SC sur la FCPH1 après une propagation de 4 mm, le spectre généré est lisse avec une platitude spectrale de -8 dB dans une large bande de  $\sim 4000 \text{ nm}$ , par rapport aux différents type de fibres FCPH2, FCPH3 et FCPH4. On constate que le SC est plus large et plus plat en raison des effets non linéaires plus élevés et plus forts alors la FCPH1 est sélectionné pour le reste de cette étude.

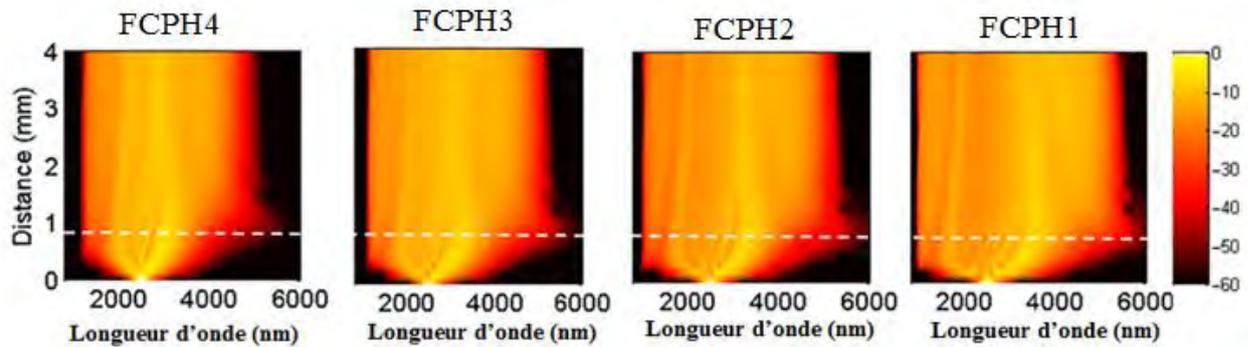


Figure. 3. 30. Évolution spectrale dans les différents FCPH avec 4 mm de long pompés à 2,5  $\mu\text{m}$ . La ligne pointillée représente la distance de la longueur d'onde brisée.

Dans ce qui suit, nous allons donner une interprétation simple de la propagation des impulsions dans la fibre de dispersion toute normale et développer la brisure d'onde optique en étudiant l'évolution temporelle et la représentation du spectrogramme des impulsions d'entrée injectées, comme on le voit à partir de la Fig. 3.31. Dans la gamme de longueur d'onde de la dispersion normale, la combinaison de GVD et non linéaire SPM rend une impulsion forte intensité d'élargir et de changer de forme vers une forme d'impulsion presque rectangulaire avec une variation linéaire fréquence chirp sur la majeure partie de l'impulsion en injectant une durée de 50 fs avec une énergie de 1,6 nJ.

Cependant, dans l'étape initiale de la génération de SC le mécanisme d'élargissement spectral est l'auto-modulation de phase. En atteignant 1 mm de longueur de propagation, l'effet de l'onde brisé optique commence à apparaître et les lobes latéraux spectrales sont générées conduisant à une forme asymétrique qui est renforcée vers le côté de longueur d'onde longue en raison de pente de la dispersion de vitesse de groupe à des longueurs d'onde plus longues que les longueur d'onde courtes. Dans le domaine temporel, un chevauchement de nombreux composants d'impulsions avec des résultats différents des fréquences instantanées des oscillations qui sont clairement visibles dans l'apparition de l'onde brisée optique (Fig. 3. 31 (a)) [28, 29]. Aussi la diffusion Raman stimulée a été incluse dans la simulation, mais jugée négligeable par rapport à l'auto-modulation de phase et l'effet de l'onde brisé optique.

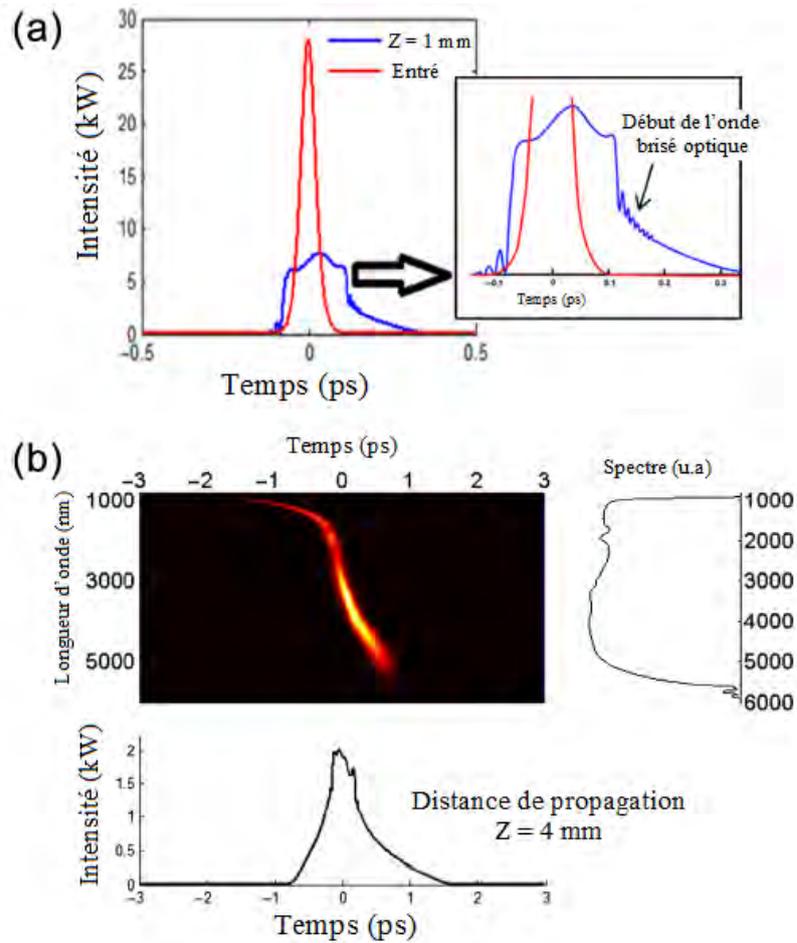


Figure. 3. 31. (a) l'évolution temporelle de l'impulsion d'entrée au début de l'onde brisé optique avec la distance de propagation  $z = 1$  mm, (b) la représentation de spectrogramme du SC obtenu après 4 mm de long pour la FCPH1.

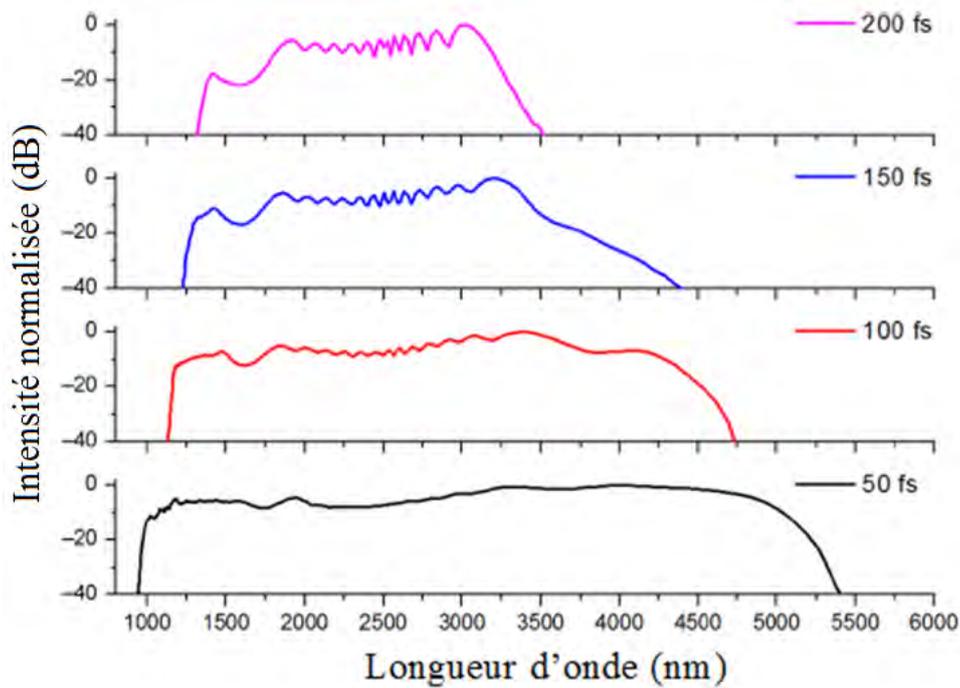


Figure. 3. 32. La génération de supercontinuum à  $\lambda = 2,5 \mu\text{m}$  en faisant varier la durée d'impulsion à 50 fs, 100 fs, 150 fs et 200 fs, l'énergie d'impulsion est de 1,6 nJ à 4 mm de long pour FCPH1.

Visant à optimiser la largeur du SC généré, nous examinons plus loin comment les propriétés d'impulsion du laser de pompage affectent la largeur du spectre pour la FCPH1 en faisant varier la durée d'impulsion et l'énergie d'impulsion. Dans la première étape, l'influence de la durée d'impulsion sur l'élargissement spectral est étudiée avec l'énergie et la longueur de fibre fixées à 1,6 nJ et 4 mm respectivement. Comme nous le voyons sur la Fig. 3. 32, la largeur de la génération de SC diminue pour une durée d'impulsion de 100 fs, 150 et 200 fs. Cependant, pour une durée d'impulsion de 50 fs on observe une large bande et un SC ultra plat. Cette courte impulsion est alors adoptée pour le reste de l'étude pour obtenir des spectres plus large et ultra plat.

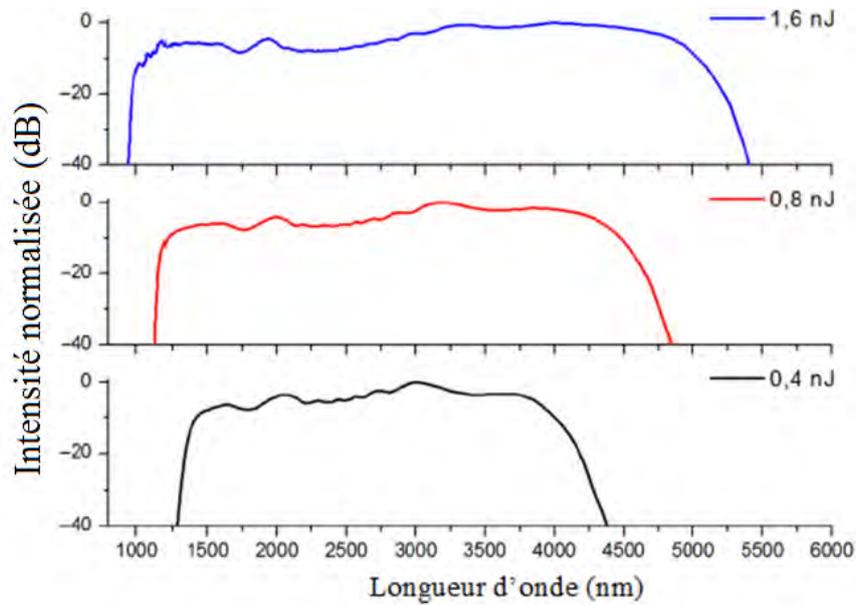


Figure. 3. 33. SC Généré dans 4 mm de long FCPH1 à  $\lambda = 2,5$  microns avec diverses impulsions d'énergie à 50 fs durée d'impulsion.

L'influence de l'énergie d'impulsion sur la largeur et la platitude du SC dans la FCPH1 est représentée sur Fig. 3. 33. On fait varier l'énergie d'impulsion de 0,4 à 1,6 nJ avec une longueur d'onde de pompe 2,5  $\mu\text{m}$  et une durée d'impulsion de 50 fs fixe. Dans un premier temps, les spectres de sortie s'élargie quand l'énergie d'impulsion augmente. Le SC obtenu atteint l'élargissement maximum à 1,6 nJ (correspondant à une puissance crête de 28.16 kW).

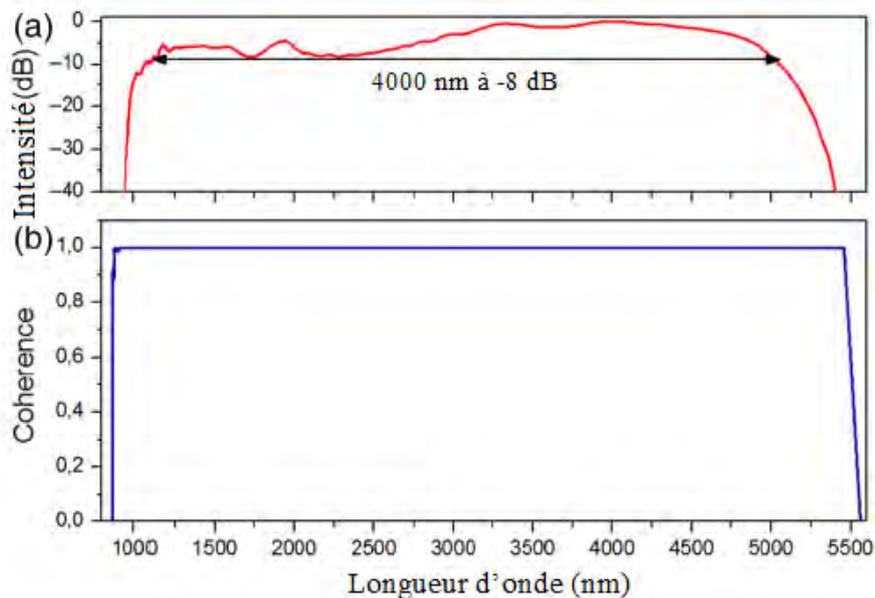


Figure. 3. 34. (a) Supercontinuum généré dans 4 mm de FCP de la dispersion toute normale avec 50 fs, 1,6 nJ énergie d'impulsion à 2,5  $\mu\text{m}$ . (b) degré de cohérence correspondant.

La Figure 3. 34 (a) représente le SC ultraplats obtenu couvrant 1050 à 5.050 nm avec une intensité de -8 dB. La Figure 3. 34(b) montre le degré de cohérence de premier ordre calculé

pour la FCPH1 à 4 mm de longueur de propagation à partir d'une moyenne d'ensemble de 50 simulations indépendantes. Le SC généré démontre la propriété de cohérence parfaite sur toute la largeur du spectre. Résumé des résultats expérimentaux et théoriques ont été rapportés dans le tableau 3.5 par rapport à nos travaux montrant comment SC plat et large pourrait être générée dans notre FCP hybride conçu.

Tableau 3. 5. Résumé des résultats expérimentaux et simulations sur la production de SC.

Longueur d'onde de pompe	Type de fibre utilise	Platitude du spectre	Largeur du SC	Ref.
1.55 $\mu\text{m}$	FCP silicate	-5 dB	903-2443 nm	[30]
1.55 $\mu\text{m}$	FCP Borosilicate	-7 dB	930-2170 nm	[31]
1.55 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{S}_3$	-10 dB	2000-4556 nm	[9]
2.7 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{Se}_2$	-20 dB	2200-3300 nm	[32]
3.83 $\mu\text{m}$	Fibre à saut d'indice $\text{As}_2\text{S}_3$	-20 dB	3000-4800 nm	[33]
2.8 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{S}_3$	-20 dB	2410-3150 nm	[34]
4.7 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{Se}_3$	-40 dB	2000-10000 nm	[35]
2.5 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{S}_5$	-20 dB	900-5250 nm	[20]
2.5 $\mu\text{m}$	FCP $\text{As}_2\text{S}_5$	-8 dB	1050-5050 nm	[20]

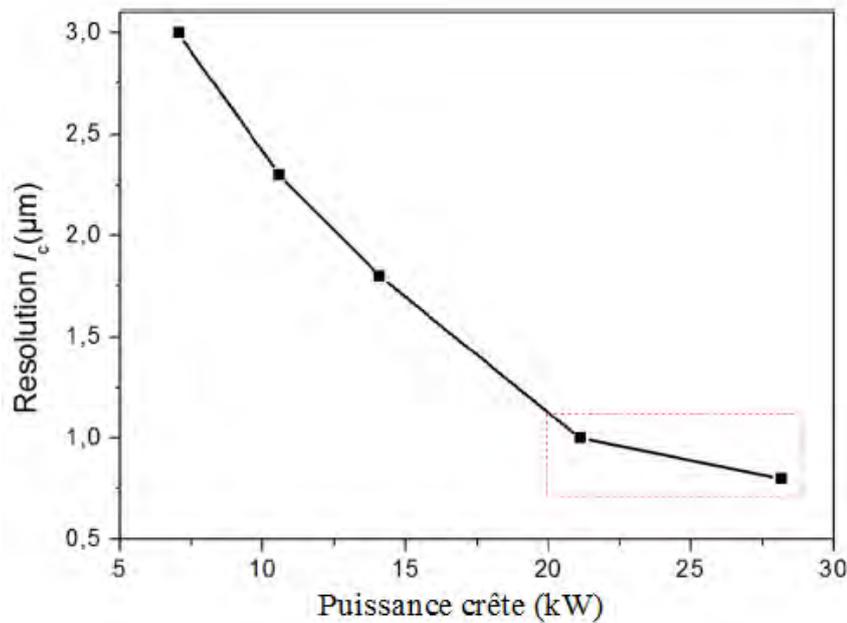


Figure. 3. 35. Résolution longitudinale en fonction de la puissance crête.

En raison de sa remarquable haute luminosité, la cohérence et la platitude du spectrale, large bande SC moyen infrarouge sera d'un grand intérêt dans plusieurs applications, en particulier dans l'OCT [36-39]. Ultra-haute résolution OCT a été développé comme une technique d'imagerie optique non-invasif pour les échelles micromètre d'imagerie en coupe transversale des tissus et des matériaux biologiques et nécessite une grande profondeur de pénétration jusqu'à quelques microns. La longueur de cohérence  $l_c$  est très importante à estimer la résolution longitudinale du sens de la profondeur dans l'OCT, elle peut être obtenue par l'expression suivante [36]:

$$l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \approx 0.44 \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (3.3)$$

Où  $\lambda_0$  la longueur d'onde de pompe central et  $\Delta\lambda$  est la largeur du SC généré.

Visant à obtenir une grande longueur de la résolution, nous évaluons la largeur de bande de SC généré à -8 dB niveaux d'intensité par rapport à la puissance de pompage de pointe et enregistrer la résolution en profondeur de sortie, tel que décrit par Fig. 3. 35. Nous voyons clairement que notre large bande spectre SC moyen infrarouge et plat rapporté à la largeur spectrale  $\Delta\lambda = 4000$  nm pourrait atteindre une résolution longitudinale élevé de  $\sim 0.69 \mu\text{m}$  à la puissance crête optimisée de 28,16 kW. Il se trouve être très prometteur pour des applications de l'OCT nécessitant une haute résolution.

### 3.5. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre nos résultats de la génération de supercontinuum dans l'infrarouge avec différents matériaux et différentes structures utilisant des fibres à cristaux photoniques hautement non linéaires (spécifiquement en Arsenic et Sélénium  $\text{As}_2\text{S}_5$ ,  $\text{AsSe}_2$  et  $\text{As}_{38.8}\text{Se}_{61.2}$ ). Avec seulement quelques millimètres (mm) de long pompé dans la dispersion chromatique anormale et toute normale, une puissance crête et une longueur d'onde de pompe disponible commercialement, un SC moyen infrarouge large bande à était généré dans la gamme de 1-14  $\mu\text{m}$ . Nous avons démontré que le supercontinuum moyen infrarouge large bande et super plat peut être généré dans des fibres à cristaux photoniques hybride à base d' $\text{As}_2\text{S}_5$ -Borocilicate et à base de nouvelle composition de chalcogénure  $\text{As}_{38.8}\text{Se}_{61.2}$ . Nous allons dans le prochain chapitre étudier le ralentissement de la lumière dans les fibres à cristaux photoniques hautement non linéaire en utilisant la diffusion Brillouin stimulé.

## Bibliographie

- [1] J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.* 78, 1135–1184 (2006).
- [2] A. Di Tommaso, M. De Sario, L. Mescia, F. Prudenzano, Numerical analysis of aperiodic photonic crystal fiber structures for supercontinuum generation, *Opt. Eng.* 51 (3), 035003, (2012).
- [3] A. Ben Salem, R. Cherif, and M. Zghal, "Highly nonlinear tapered photonic crystal fibers for broadband mid-infrared supercontinuum generation in the few-optical-cycle regime," *Op. Engineering*, 105008-1-105008-4, (2012)
- [4] M.R. Karim, B.M.A. Rahman, Govind P. Agrawal, Mid-infrared supercontinuum generation using dispersion-engineered  $\text{Ge}_{11.5}\text{As}_{24}\text{Se}_{64.5}$  chalcogenide channel waveguide, *Opt. Express* 23, 6903–6914, (2015).
- [5] A. Ben Salem, R. Cherif, M. Zghal, Soliton-self compression in highly nonlinear chalcogenide photonic nanowires with ultralow pulse energy, *Opt. Express* 19 19955–19966, (2011).
- [6] P. M. Moselund, C. Petersen, S. Dupont, C. Agger, O. Bang, and S. R. Keiding, "Supercontinuum: Broad as a Lamp, Bright as a Laser, Now in the Mid-infrared," *Proc. SPIE* 8381, 83811A (2012).
- [7] Z. Peiqing, Y. Peilong, W. Xunsi, W. Rongping, D. Shixun; and N. Qihua "Broadband mid-infrared supercontinuum generation in 1-meter-long  $\text{As}_2\text{S}_3$ -based fiber with ultra-large core diameter," *Opt. Express* 24(25) 28400-28408, (2016)..
- [8] U. Møller, Y. Yu, I. Kubat, C.R. Petersen, X. Gai, L. Brilland, D. Mechin, C.Caillaud, J. Troles, B. Luther-Davies, O. Bang, Multi-milliwatt mid-infrared supercontinuum generation in a suspended core chalcogenide fiber, *Opt. Express* 23, 3282–3291, (2015).
- [9] Y. Jinmei, Z. Bin, Y. Ke, Y. Linyong; H. Jing, and L. Qisheng, "Mid-infrared supercontinuum generation in step-index  $\text{As}_2\text{S}_3$  fibers pumped by a nanosecond shortwave-infrared supercontinuum pump source," *Opt. Express* 24(13), 15093-15100, (2016).
- [10] C. Markos, I. Kubat, and O. Bang, "Hybrid polymer photonic crystal fiber with integrated chalcogenide glass nanofilms," *Scient. Rep.* 4, 06057 (2014).
- [11] M. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, A. Wague, M. Zghal "High power broadband mid-infrared supercontinuum fiber laser using a novel chalcogenide  $\text{AsSe}_2$  photonic crystal fiber" *Opt. Material* 55, 10, (2016)

- [12] M. Diouf, R. Cherif, A. Ben Salem, A. Wague, M. Zghal, "Ultra-Broadband, coherent mid-IR supercontinuum expanding from 1.5 to 12.2  $\mu\text{m}$  in new design of  $\text{AsSe}_2$  photonic crystal fiber," *Journal of Mod. Optics*, 64, (2017).
- [13] C. Wei, X. Zhu, R.A. Norwood, F. Song, N. Peyghambarian, "Numerical investigation on high power mid-infrared supercontinuum fiber lasers pumped at 3  $\mu\text{m}$ ", *Opt. Express* 21, 29488–29504, (2013).
- [14] M. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, H. Saghaei, A. Wague, M. Zghal, "Super-flat coherent supercontinuum source in  $\text{As}_{38.8}\text{Se}_{61.2}$  Chalcogenide Photonic Crystal Fiber with All-Normal Dispersion engineering at Very Low Input Energy" *Applied Optics*, 56(2), 163-169, (2017).
- [15] M.-S. Oh, and I. Seo, "Preparation and characterization of the  $\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$  and  $\text{As}_{38.8}\text{Se}_{61.2}$  glasses with high quality for the single mode IR glass fiber," *Optical Fiber Technology*, vol. 21, 176, (2015).
- [16] A. Hartung, A. M. Heidt, and H. Bartelt, "Design of all-normal dispersion microstructured optical fibers for pulse-preserving supercontinuum generation," *Optics express*, Vol. 19, 7742 (2011).
- [17] A. M. Heidt, "Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers," *JOSA B*, Vol. 27, 550 (2010).
- [18] A. M. Heidt, J. Rothhardt, A. Hartung, H. Bartelt, E. G. Rohwer, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High quality sub-two cycle pulses from compression of supercontinuum generated in all-normal dispersion photonic crystal fiber," *Optics express*, Vol. 19, 13873 (2011).
- [19] M. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, A. Wague, and M. Zghal., "A novel  $\text{As}_2\text{S}_5$ -Tellurite hybrid photonic crystal fiber for long mid-IR supercontinuum fiber lasers," *Proc. SPIE* 9586, 95860D (2015).
- [20] A. Ben Salem, M. Diouf, R. Cherif, A. Wague, and M. Zghal, "Ultra-flat-top mid infrared coherent broadband supercontinuum using all normal  $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate hybrid photonic crystal fiber," *Opt. Eng.* Vol. 55, 066109 (2016),
- [21] A. Ben Salem, M. Diouf, R. Cherif, A. Trichili, A. Wague, and M. Zghal, "all normal  $\text{As}_2\text{S}_5$ -borosilicate hybrid photonic crystal fiber for ultra-flat-top mid-infrared supercontinuum," *Frontiers in Optics/Laser Science (FIO) JW4A.28*, Rochester, New York United States, (2016).

- [22] C. Chaudhari, T. Suzuki, and Y. Ohishi, "Design of zero chromatic dispersion chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> glass nano fibers," *J. Lightwave Technol.* Vol. 27, 2095–2099 (2009).
- [23] T. Cheng et al., "Soliton self-frequency shift and third-harmonic generation in a four-hole As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> microstructured optical fiber," *Opt. Express* vol. 22, 3740–3746 (2014).
- [24] Liao, L., Yan, X., Qin, G., Chaudhari, C., Suzuki, T., and Ohishi, Y., "Controlling the chromatic dispersion of soft glass highly nonlinear fiber through complex microstructure," *J. of Non-Crystalline Solids*, Vol. 356, 2613-2617 (2010).
- [25] El-Amraoui, M., Fatome, J., Jules, J. C., Kibler, B., Gadret, G., Fortier, C., Smektala, F., Skripatchev, I., Polacchini, C. F., Messaddeq, Y., Troles, J., Brilland, L., Szpulasi, M., and Renversez, G., "Strong infrared spectral broadening in low-loss As-S chalcogenide suspended core microstructured optical fibers," *Opt. Express*, vol. 18, 4547-4556 (2010).
- [26] Xiong, C., Magi, E., Luan, F., Tuniz, A., Dekker, S., Sanghera, J. S., Shaw, L. B., Aggarwal, I. D., and Eggleton, B. J., "Characterization of picosecond pulse nonlinear propagation in chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> fiber," *Appl. Opt.* Vol. 48(29), 5467-5474 (2009).
- [27] W. Q. Gao et al., "Mid-infrared supercontinuum generation in a four hole As<sub>2</sub>S<sub>5</sub> chalcogenide microstructured optical fiber," *Appl. Phys. B.* Vol. 116(4), 847–853 (2014).
- [28] D. Anderson et al., "Wave-breaking in nonlinear optical fibers," *J. Opt.Soc. Am. B* 9, 1358–1361 (1992)
- [29] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, and S. Wabnitz, "Beneficial impact of wave-breaking or coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers," *Journal of Optical Society of America B* 25, 1938–1948 (2008).
- [30] S. K. Chatterjee, S. N. Khan, and P. Chaudhuri, "Designing a two octave spanning flat-top supercontinuum source by control of nonlinear dynamics through multi-order dispersion engineering in binary multi-clad microstructured fiber," *J. Opt. Soc. Am. B.* Vol. 32, 1499 (2015).
- [31] M. Klimczak et al., "Coherent supercontinuum generation up to 2.3 μm in all-solid soft-glass photonic crystal fibers with flat all normal dispersion," *Opt. Express.* Vol. 22(15), 18824 (2014).
- [32] L. Liu et al., "Coherent mid-infrared supercontinuum generation in all solid chalcogenide microstructured fibers with all-normal dispersion," *Opt. Lett.* 41, 392–395 (2016).
- [33] S. Kedenburg et al., "High-power mid-infrared high repetition-rate supercontinuum source based on a chalcogenide step-index fiber," *Opt. Lett.* 40, 2668–2671 (2015).

- [34] P. S. Maji and P. Roy Chaudhuri, "Design of all-normal dispersion based on multimaterial photonic crystal fiber in IR region for broadband supercontinuum generation," *Appl. Opt.* Vol. 54, 4042–4048 (2015).
- [35] A. Baili, R. Cherif, and M. Zghal, "Two octaves spanning supercontinuum in highly nonlinear  $\text{As}_2\text{Se}_3$  nanophotonic crystal fiber for mid-infrared applications," *J. Nanophotonics*. Vol. 9, 093059 (2015).
- [36] Norihiko Nishizawa, "Generation and application of high-quality supercontinuum sources," *Opt. Fiber Technol.* Vol. 18, 394–402 (2012).
- [37] C. S. Cheung, J. M. O. Daniel, M. Tokurakawa, W. A. Clarkson, and H. Liang, "Optical coherence tomography in the two-micron wavelength regime for paint and other high opacity material," *Opt. Letter*, Vol. 39(22), 6509–6512 (2014).
- [38] S. Xiao, B. Magalie, D. Biqin, P. Adrian, L. Lasse, and Z. Hao, "Single all-fiber-based nanosecond-pulsed supercontinuum source for multispectral photo acoustic microscopy and optical coherence tomography," *Opt. Letters*, 41(12), 2743-2746, (2016).
- [39] C. S. Cheung, M. Spring, and H. Liang, "Ultra-high resolution Fourier domain optical coherence tomography for old master paintings," *Opt. Express*. vol. 23, 10145–10157 (2015).

---

Chapitre 4

---

**Ralentissement de la lumière dans la  
FCPs par la diffusion Brillouin stimulée**

---

### 4.1. Introduction

La diffusion moléculaire est devenue un objet de recherches intensives dans les années 1920 et 1930. Aujourd'hui, la diffusion de phonons optiques (états quantifiés de la vibration du réseau) est connue comme le processus Raman, alors que l'interaction de la lumière avec les phonons acoustiques est nommée d'après Léon Brillouin, qui théoriquement prédit la diffusion de la lumière à partir des ondes acoustiques excités thermiquement en 1922 [1]. Outre les recherches menées par Raman en Inde et Brillouin en France, la diffusion moléculaire a été étudiée aussi par Landsberg et Mandelstam en Russie, Smekal en Autriche, et Wood aux États-Unis. Les priorités de découvertes faites à ce moment-là, ainsi que la pertinence des crédits accordés sont encore en discussion [2,3]. L'apparition des fibres optiques dans les années 1970 donna lieu à des expériences montrant le côté extrêmement néfaste de l'effet Brillouin pour les télécommunications à grandes distances, comme elle limite de manière drastique la puissance optique que l'on peut transmettre dans une fibre optique [4]. Il fallut attendre la fin des années 1980 pour voir enfin les premières applications de la diffusion Brillouin aux capteurs fibres, avec la découverte de la sensibilité de la fréquence Brillouin, et les contraintes de température [5, 6].

Plus important que la diffusion Raman stimulé, la diffusion Brillouin stimulé est observé à des puissances très faible dans les fibres optiques, quelques mW seulement est suffisante pour créer un effet Brillouin stimulé. Les fibres à cristaux photoniques présentent des propriétés uniques et remarquables pour les guides d'ondes non seulement pour les ondes optiques, mais aussi pour les ondes acoustiques pour créer et exploiter des effets hautement non linéaires. En effet, les verres hautement non linéaires (verres de chalcogénures) avec un grand coefficient de gain Brillouin ont été jugés pertinents pour ralentir la lumière dans les fibres à cristaux photoniques à courtes distance.

Nous terminons dans ce chapitre 4 par l'étude de ralentissement de la lumière dans les fibres à cristaux photoniques hautement non linéaires en utilisant la diffusion Brillouin stimulé. Dans un premier temps nous rappellerons le processus de la diffusion Brillouin stimulée et spontanée. Ensuite la puissance de seuil de la diffusion Brillouin dans les FCPs sera étudiée et puis la base du ralentissement de la lumière sera abordée et en fin les résultats qui décrivent la détection de la température en utilisant la diffusion Brillouin stimulée en basant sur les retards d'impulsion.

## **4.2. La diffusion Brillouin stimulée**

La diffusion Brillouin stimulée (DBS) est l'un des effets optiques les plus importants. Dans un processus spontané, un photon d'une onde lumineuse incidente est transformé en un photon diffusé et un phonon. L'onde diffusée est optait en fréquence. Elle est appelé une onde de Stokes d'après George Stokes, qui a trouvé le rétrogradage de fréquence dans le processus de luminescence dans le 19<sup>ème</sup> siècle. En règle générale, la section efficace de diffusion de la lumière Stokes est assez faible, mais dans les fibres optiques la lumière peut se propager des dizaines de kilomètres sans atténuation significative. Cela rend le Brillouin stimulé un effet notable dans les fibres optiques. La lumière diffusée a une certaine distribution angulaire, mais la géométrie de la fibre sélectionne seulement deux directions préférentielles vers l'avant et vers l'arrière. Comme on le verra ci-dessous, avant la diffusion Brillouin dans les fibres optiques est très faible. Par conséquent, l'onde Stokes se propage principalement dans la direction opposée à l'entrée, ou une pompe, d'onde optique. À un niveau donné de la puissance de pompe, le processus stimulé, dépend fortement de la puissance de pompe. Elle est caractérisée par la conversion efficace de l'énergie de la lumière d'entrée à l'onde rétrodiffusée. La plus importante de la diffusion Brillouin stimulée est le phénomène physique appelé électrostriction [7], qui se manifeste par une variation de la densité du milieu par l'interaction de la lumière avec ce dernier. La lumière Stokes rétrodiffusé interfère avec la lumière de pompage d'entrée et génère une onde acoustique par l'effet de l'électrostriction Fig. 4.1. En effet, la lumière propageant crée une densité de réseau mobile à partir duquel il se disperse dans la direction arrière. Ainsi, la descente de la fréquence de l'onde de Stokes peut également être expliquée par l'effet Doppler. Le mécanisme de la dispersion de la lumière est schématiquement représenté sur la Fig. 4.1. L'onde acoustique propageant agit comme un réseau de Bragg, qui diffuse encore plus de lumière vers l'amont.

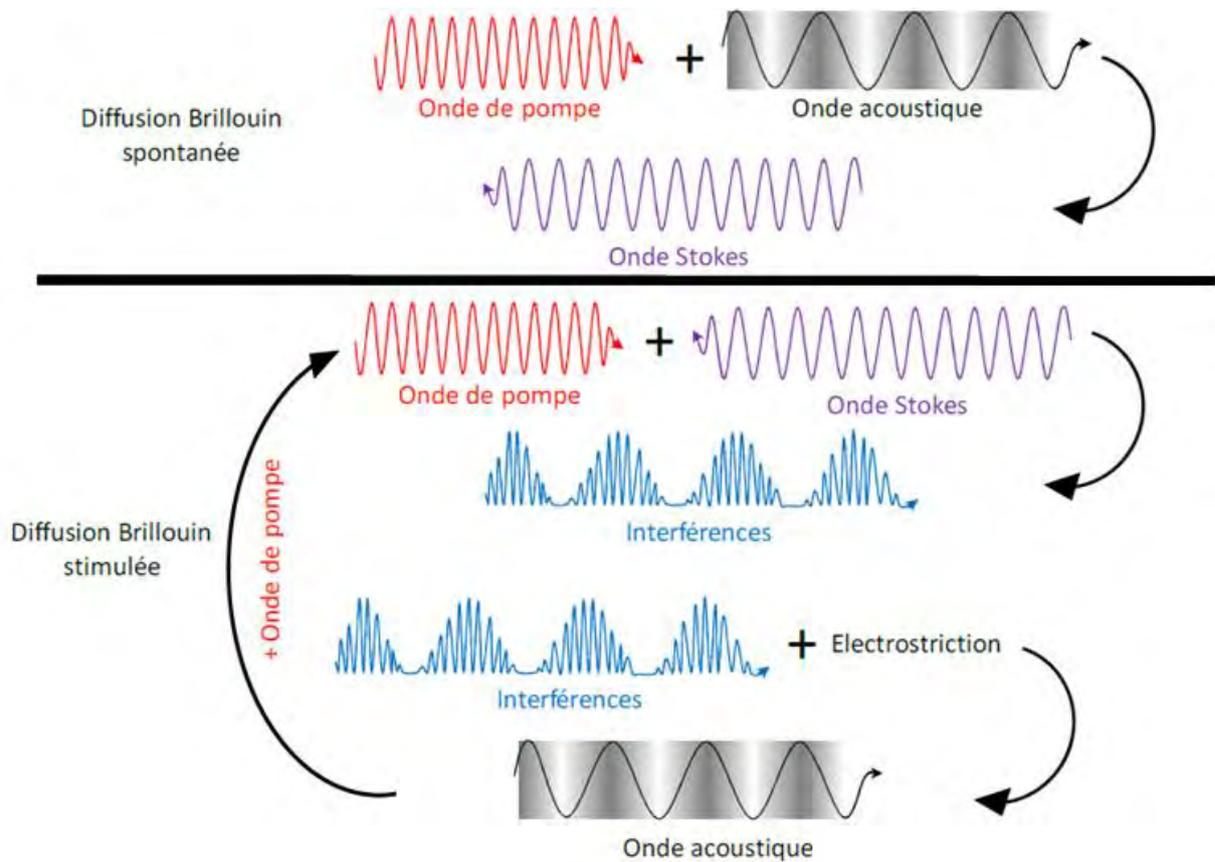


Figure.4. 1. La diffusion Brillouin Spontané (en haut) et stimulé (en bas). L'onde acoustique générée à la suite de l'électrostriction stimule en outre la rétrodiffusion, qui à son tour améliore l'interférence entre la pompe et les ondes de Stokes et renforce l'onde acoustique.

Bien que la diffusion Brillouin spontanée ait été prédite en 1922, le processus stimulé, lorsque l'onde acoustique est créée par le faisceau de lumière elle-même, n'a été observée qu'en 1964 [8]. La DBS est un processus non linéaire, à savoir, son efficacité dépend de la puissance d'entrée. La puissance du signal d'entrée au cours de laquelle la puissance de l'onde Stokes augmente rapidement et peut même être comparable à la puissance d'entrée est appelée la puissance seuil ou simplement le seuil de la diffusion Brillouin stimulé (ou en anglais SBS threshold SBST).

#### 4.2.1. Modélisation de la diffusion Brillouin stimulée

La modélisation de la diffusion Brillouin stimulée consiste à une double résolution, la première est de résoudre l'équation d'Alembert pour déduire la distribution du champ électrique dans la structure et par conséquent déterminer l'indice effectif du mode optique fondamental puis une deuxième résolution qui consiste à résoudre le champ acoustique et déduire la vitesse acoustique effective. Cette modélisation numérique sera appliquée en

utilisant la méthode des éléments finis (FEM). La résolution optique a été abordée dans le deuxième chapitre pour la modélisation et caractérisation optique des FCPs.

Dans ce qui suit, on va exposer les différents paramètres de simulation utilisés pour modéliser l'effet Brillouin dans la PCF en chalcogénure ainsi que les caractéristiques Brillouin relevées dans chacune des FCPs à savoir le décalage Brillouin  $f_B$ , le gain Brillouin  $g_B$  et la puissance seuil  $P_{th}$ .

#### 4.2.2. Calcul du gain Brillouin

Un mode acoustique d'ordre  $i$  contribuant à la rétrodiffusion Brillouin sera caractérisé par un gain Brillouin partiel donné par l'équation suivante :

$$g_{B,i}(f) = \frac{(\Delta f_B/2)^2}{(f - f_{B,i})^2 + (\Delta f_B/2)^2} g_{B,i} \quad (4.1)$$

où le gain Brillouin  $g_{B,i}$  du mode acoustique d'ordre  $i$  obtenu à la résonance (fréquence Brillouin) est défini par :

$$g_{B,i} = \frac{2\pi n_{eff}^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 V_{eff,i} \Delta f_B} \quad (4.2)$$

$V_{eff}$ ,  $i$  étant la vitesse acoustique effective d'ordre  $i$ ,  $p_{12}$  est le coefficient photo élastique,  $\lambda_p$  est la longueur d'onde pompe et  $\rho_0$  la masse volumique du matériau. La largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta f_B$  est inversement proportionnelle à la durée de vie d'un phonon acoustique dans le matériau  $\tau = \frac{1}{\pi \Delta f_B} = \frac{1}{\gamma_A}$  Cette durée, inversement proportionnelle à l'amortissement acoustique est de l'ordre de 10 ns. Différent des ondes optiques qui sont peu atténuées dans une fibre, les ondes acoustiques ont un temps d'amortissement très court et ne se propagent que sur quelques microns. La valeur de  $\Delta f_B$  est spécifique à chaque fibre optique car elle dépend de la composition du milieu.

#### 4.3. Le mécanisme du ralentissement de la lumière via DBS

Pour la dernière décennie ou plus, la communauté de la physique optique a été fasciné par les phénomènes connexes connus au sens figuré comme le ralentissement et l'accélération de la lumière dans les fibres optiques [9-11]. Ces noms se réfèrent à des situations dans lesquelles la vitesse de groupe ( $v_g = c/n_g$  ou  $n_g$  est l'indice de réfraction de groupe) de la lumière est très différente de la célérité de la lumière dans le vide  $c$ . La vitesse de groupe donne approximativement la vitesse à laquelle les impulsions de la lumière se propagent à travers un matériau dispersif. On se réfère à la lumière comme étant „lente“ (ralentissement de la

lumière) pour  $v_g \ll c$  [12, 13] ou „rapide“ pour  $v_g > c$  ou  $v_g < 0$  [14-20]. Pour  $v_g < 0$ , l’enveloppe d’impulsion semble voyager vers l’arrière dans le matériau, et par conséquent, il est parfois appelé „la lumière vers l’arrière“.

La procédure de la DBS dans les fibres optiques est régie par un ensemble de deux équations couplées sous condition d’état stable. Les caractéristiques de l’onde Stokes et la puissance seuil en configuration pompe-sonde sont obtenues sur les équations différentielles non linéaires de la résolution numérique des équations couplés suivante [21]:

$$-\frac{dI_s}{dz} = +g_B I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (4.3)$$

$$+\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (4.4)$$

Où  $I_p$  et  $I_s$  sont l’intensité de pompe et de stokes respectivement à une distance  $z$  de l’extrémité d’entrée de la fibre,  $g_B$  est le coefficient de gain de Brillouin et  $\alpha = (\alpha_p \approx \alpha_s)$  est la perte de la fibre optique. Le signe négatif dans l’équation d’onde de stokes représente la propagation en sens inverse de l’onde de pompe. L’intensité de stokes se trouve à croître de façon exponentielle dans la direction vers l’arrière comme :

$$I_s(0) = I_s(L) \exp \left[ \left( \frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}} \right) - \alpha L \right] \quad (4.5)$$

Où  $P_0 = I_p(0) A_{eff}$  est la puissance de pompe d’entrée,  $A_{eff}$  est l’aire effective de mode fondamental, et  $L_{eff}$  est la longueur effective et a pour expression suivante :

$$L_{eff} = \alpha^{-1} (1 - \exp(-\alpha L)) \quad (4.6)$$

Où  $L$  est la longueur de la fibre.

L’onde de stokes dans la fibre subite un indice de réfraction complexe efficace et donnée par l’expression suivante [22] :

$$\tilde{n} = n_f - i \frac{c}{\omega_s} \frac{g_B I_p}{1 - i\sigma} \quad (4.7)$$

Où  $n_f$  décrit l’indice de mode de la fibre,  $\sigma = 2\delta\omega/\Gamma_B$  ou  $\delta\omega = \omega_s - \omega_p + \Omega_B$  et  $\Gamma_B/2\pi$  est la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de la résonance de gain Brillouin.

A partir de l’équation (4.3), on voit que l’onde de sonde éprouve le gain et la dispersion sous la forme d’une résonance en forme laurentienne. Le coefficient de gain  $g_s(\omega)$ , l’indice de réfraction  $n_s(\omega)$  et l’indice du groupe  $n_g(\omega)$  sont données par des expressions, respectivement [22]:

$$g_s(\omega) = \frac{g_B I_p}{1 + \sigma^2}, \quad (4.8)$$

$$n_s(\omega) = n_f + \frac{cg_B I_p}{\omega} \frac{\sigma/2}{1+\sigma^2}, \quad (4.9)$$

$$n_g(\omega) = n_{fg} + \frac{cg_B I_p}{\Gamma_B} \frac{1-\sigma^2}{(1+\sigma^2)^2} \quad (4.10)$$

Où  $n_{fg}$  est l'indice du groupe en l'absence de toute non-linéarité de la fibre (où  $n_g - n_{fg} = \Delta n_g$ ). En utilisant l'équation (4.10) et suivant la méthode décrite dans [23] on obtient le retard d'impulsion  $\Delta T_d$  ou retard de temps d'une impulsion Stokes :

$$\begin{aligned} \Delta T_d &= \frac{L}{c} \Delta n_g \\ &= \frac{G}{\Gamma_B} \frac{1-\sigma^2}{(1+\sigma^2)^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Où  $G = g_B I_p L$  est le paramètre de gain. Le retard maximum se produit au sommet du gain Brillouin ( $\sigma = 0$ ) et est égal à  $G / \Gamma_B$ . La détection de la température peut être réalisée en déterminant le retard temporel avec l'expression suivante [24] :

$$\sigma = \frac{\delta\omega}{\Gamma_B/2} = \frac{2\eta[\text{MHz}/^\circ\text{C}] \times (T - T_0)[^\circ\text{C}]}{(\Gamma_B/2\pi)[\text{MHz}]} \quad (4.12)$$

$\eta$  désigne le coefficient de la fréquence stokes de pente de la température et elle est choisie égal à 1,24 MHz/°C, T est la température de la fibre testée, et  $T_0$  est la température ambiante. À l'aide de l'équation 4.11 et 4.12, on peut obtenir une dépendance à la température du retard d'impulsion. A la résonance, pour une impulsion Stokes forme gaussienne de durée  $\tau_{in}$  (largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion, nous avons choisie  $\tau_{in} = 100$  ns dans nos calculs) le facteur d'élargissement d'impulsion B est donnée par l'expression suivante :

$$B = \sqrt{1 + \frac{16 \ln 2}{\tau_{in}^2 \Gamma_B^2} G}, \quad (4.13)$$

Où chaque retard d'impulsion dépend du facteur d'élargissement de l'impulsion.

La Fig. 4.2 montre l'indice de gain et un groupe d'indice de réfraction pour l'amplification de résonance de la diffusion Brillouin. On voit que la dispersion normale, près du centre de la résonance conduit à une augmentation de l'indice de groupe et donc une diminution de la vitesse du groupe  $v_g = c/\Delta n_g$ .

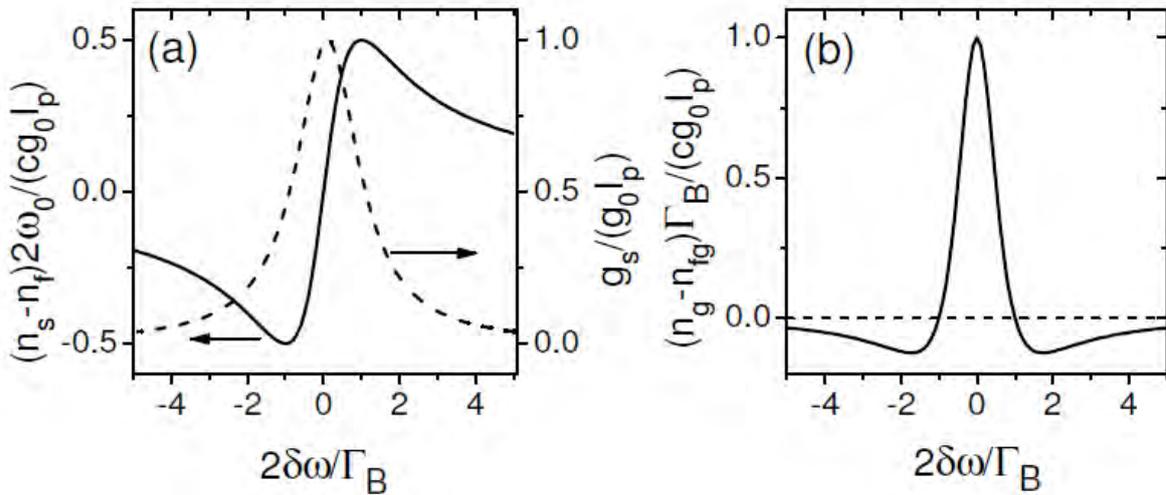


Figure.4. 2. Dispersion de la résonance de la DBS. (a) Gain Brillouin (trait plein) et l'indice de réfraction (ligne pointillée) de la résonance. (b) l'indice de groupe normalisé de la résonance [25].

#### 4.4. Ralentissement de la lumière: Application et l'état de l'art

Ralentir la vitesse de groupe de la lumière (technique de ralentissement de la lumière) a été reconnu comme une technologie clé dans les futurs systèmes optiques de communication et de micro-ondes photoniques pour ses applications potentielles telles que le retard optique, la synchronisation des données, mise en mémoire tampon optique, et le modèle de corrélation [26-30], mais l'application la plus habituelle de la DBS est aujourd'hui la détection de température distribuée dans les fibres optiques. Des capteurs de Brillouin ont été démontrés à l'aide du réflectomètre optique dans le domaine temporel Brillouin (optical time-domain reflectometer OTDR) [31,32], en déterminant le retard temporel, la détection de la température peut être réalisée.

L. Wang et al [24] ont présenté une approche de détection de température en utilisant le ralentissement de la lumière à base de la diffusion Brillouin dans une fibre optique monomode de 100 m de long et par la suite dans 2 m de long. La plage de détection de température principale, limitée par la bande passante intrinsèque de gain Brillouin est de 18 °C et 25 °C en utilisant une onde continue et une pompe pulsée respectivement Fig. 4.3(a) et (b). Des études numériques et expérimentales de la diffusion Brillouin en fibres de silice standards pour des applications de ralentissements de la lumière ont été faites dans divers groupes de recherches [25, 33-37].

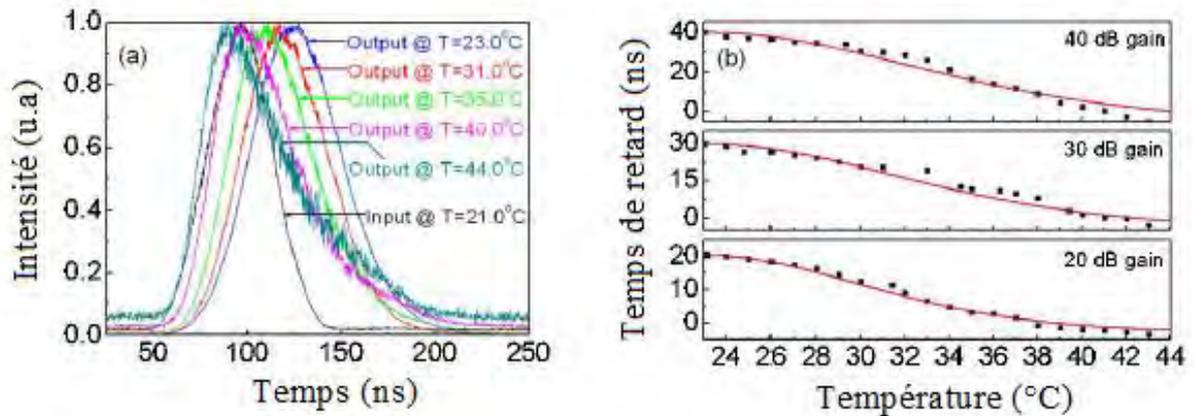


Figure.4. 3. (a) des impulsions de sortie mesurées à différentes températures dans les 100 m SMF, (b) les données expérimentales (pointillé noirs) et courbes ajustées sur le retard de temps par rapport à la température à trois valeurs de gain de la DBS différentes : 20, 30 et 40 dB [24].

En effet, une large indice de réfraction ( $n$ ) à base de verre fortement non linéaire avec un coefficient de gain Brillouin important ont été démontré pertinents pour ralentir la lumière dans les fibres à courtes distance. Des impulsions de 67 ns de largeur totale à mise hauteur ont été retardées de 60 ns dans une longueur de 2 m de la fibre de tellurite Er dopé avec une puissance de pompe de 630 mW par K.S. Abedin et al [38]. Des impulsions sinusoïdales avec une période de 40 ns ont été retardées de 19 ns avec 31 mW de puissance à 10 m de fibre à base d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> par C. Flores et al [39]. K. Song et al ont démontré un retard de 37 ns avec 50 ns impulsion gaussienne dans une longueur de 5 m de fibre As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> avec une puissance de pompe de 60 mW [40]. Pantet al. ont démontrés pour la première fois des ralentissement et accélération de la lumière en utilisant 7 cm de long de guide d'ondes d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-chalcogénure en 2012 avec une puissance de pompe égale à 200 mW [41], avec un changement d'indice de groupe allant de  $\sim -44$  à  $+130$ , (voir Fig. 4.4) ce qui se traduit par un retard de  $\sim 23$  ns à un gain relativement faible de  $\sim 23$  dB.

Dans ce chapitre nous avons étudié et démontré numériquement une méthode pour la détection de température en utilisant le ralentissement de la lumière à base de la diffusion Brillouin stimulé. La vitesse de la lumière a été ralentie de  $c/10$  dans une FCP à base d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, des retards d'impulsion de 190 ns et 180 ns ont été trouvé pour la première fois avec des puissances très faibles.

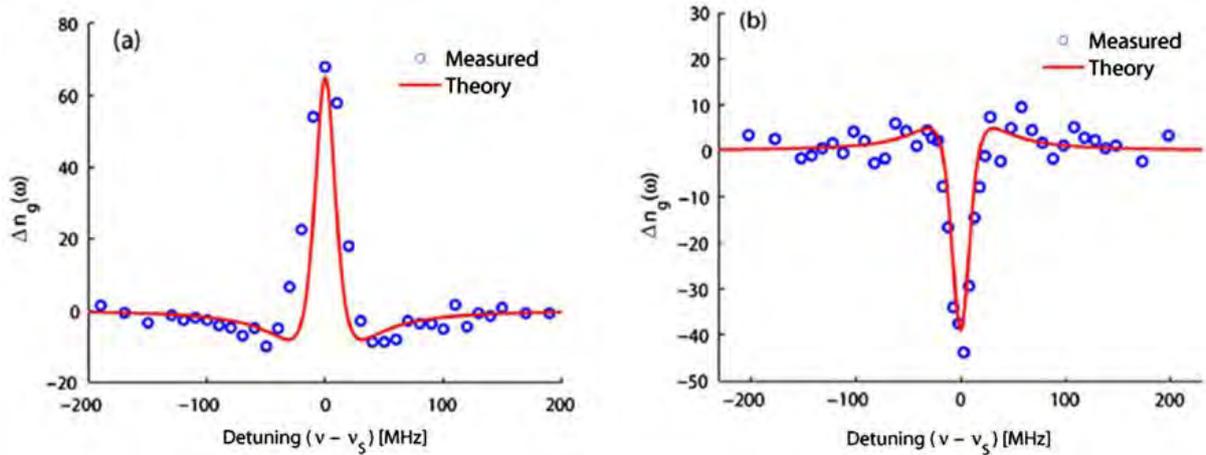


Figure.4. 4. Les calculs (courbes rouge) et mesures (pointillé bleu) du profil d'indice de groupe pour (a) la lumière retardée et (b) accélération de la lumière. Une modulation sinusoïdale de 10 MHz pour le ralentissement et 3 MHz pour l'accélération a été imposée à l'onde stokes [41].

#### 4.5. Ralentissement de la lumière dans une FCP monomode en $As_2S_3$

Dans cette partie, nous avons proposé et démontré une méthode de détection de température à base du ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée (DBS). Certaines parties ont été publiées dans [42].

La diffusion Brillouin stimulée est basée sur l'interaction entre deux faisceaux qui se propagent en sens inverse à l'intérieur de la fibre optique : la lumière de pompage ( $\omega_p$ ) et le signal ( $\omega_s$ ). Lorsque la puissance de pompe est assez forte, et les fréquences de la lumière de pompage et le signal satisfont à certains critères, une onde acoustique ( $\Omega_B$ ) sera généré par le processus de l'électrostriction Fig. 4.5(a). Plus important encore, la lumière de pompage change la constante de propagation du signal, ce qui entraîne une modification significative de la vitesse de groupe. Par conséquent, l'impulsion optique sera retardée par  $\Delta T_d$  Fig. 4.5(a). Ce processus Fig. 4.5(a) a été observé pour la première fois à une longueur d'onde de 1550 nm dans une fibre optique par Song et al. en 2005 [43].

Nous considérons une FCP hautement non linéaire de cœur solide à base de chalcogénure  $As_2S_3$ , constitué des trous d'air dans la gaine de  $\Lambda = 3 \mu m$  et diamètre des trous  $d = 1.2 \mu m$ . Les champs modaux  $HE_{11}$  du FCP est calculé avec une taille relativement petite de maille, l'aire effective, et les effets non linéaires sont  $13,00 \mu m^2$  et  $\sim 1 (W.m)^{-1}$  respectivement à 1550 nm. En outre, le profil spatial du mode fondamental dans notre structure, comme représenté sur la Fig. 4.5(b), présente un excellent confinement dans la région de cœur central, ce qui permet une meilleure interaction des effets non linéaire. Cela a conduit une perte totale de 0,6 dB/m correspondant  $\alpha = 0,138/m$ .

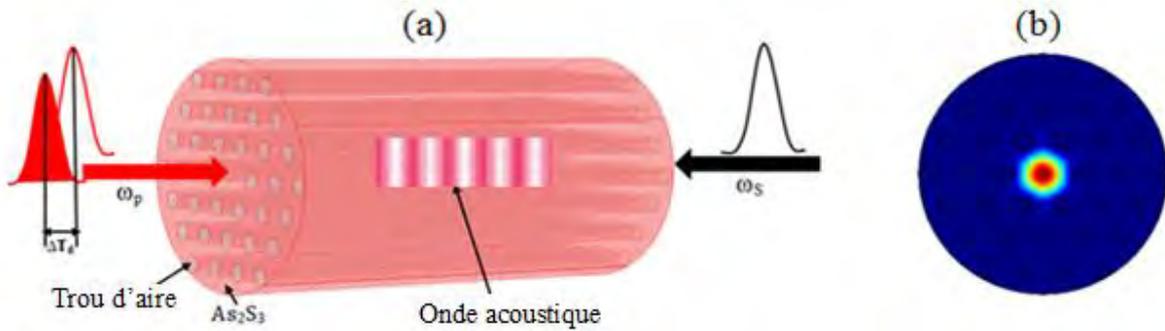


Figure.4. 5. (a) Processus de ralentissement de la lumière par la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre optique. (b) vue en coupe transversale du mode fondamental à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  avec la conception proposée de la PCF à base d' $\text{As}_2\text{S}_3$ .

#### 4.5.1. Etude de l'effet de la puissance

Dans nos simulations, nous avons utilisé la structure proposée dans la Fig. 4.5(b) qui est à la base d' $\text{As}_2\text{S}_3$ , nous utilisons une longueur d'onde  $\lambda=1550 \text{ nm}$ , la largeur de raie de Brillouin  $\Gamma_B/2\pi = 31 \text{ MHz}$ , le gain Brillouin  $g_B=3.07 \times 10^{-9} \text{ m/W}$ , la longueur de fibre  $L = 10 \text{ m}$ , et le FWHM de la fréquence Brillouin est  $7,96 \text{ GHz}$  similaire dans les références [39] et [44].

Nous avons obtenu la puissance seuil Brillouin en résolvant numériquement les équations différentielles non linéaires couplées (4.3) et (4.4) et les résultats sont présentés sur la Fig. 4.6 (b). Les résultats expérimentaux publiés dans [39] sont également représentés sur la Fig. 4.6 (a). Lorsqu'on compare la Fig.4.6(a) et (b), on peut voir clairement que les résultats de la simulation reproduisent exactement les mêmes, ce qui veut dire que les simulations sont correctes. Cela donne une indication qu'une puissance de la sonde de  $1 \mu\text{W}$  et une puissance de pompe  $P_p = 35 \text{ mW}$  sont suffisantes pour stimuler la diffusion Brillouin. La pompe et la propagation des ondes Stokes dans plus de  $10 \text{ m}$  de long à base d'une FCP  $\text{As}_2\text{S}_3$  est représenté sur la Fig. 4.7. L'onde stokes est amplifiée contre l'onde de pompe, et l'intensité initiale Stokes est de  $I_s(0) = 13,63 \text{ mW}$ .

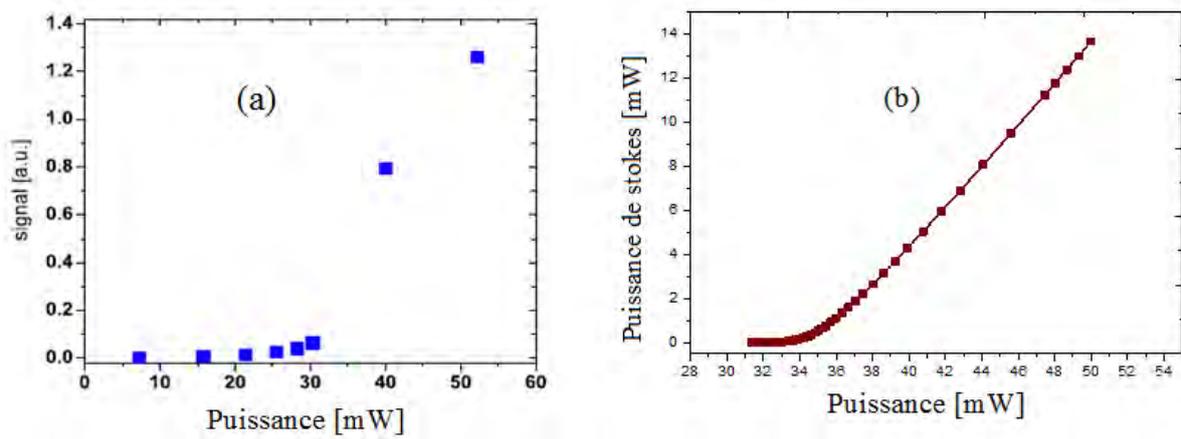


Figure.4. 6. Puissance de seuil de la DBS mesuré [39] (a) et simulation (b) sur une fibre à cristal photonique à base d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> avec une puissance de pompe de 50 mW.

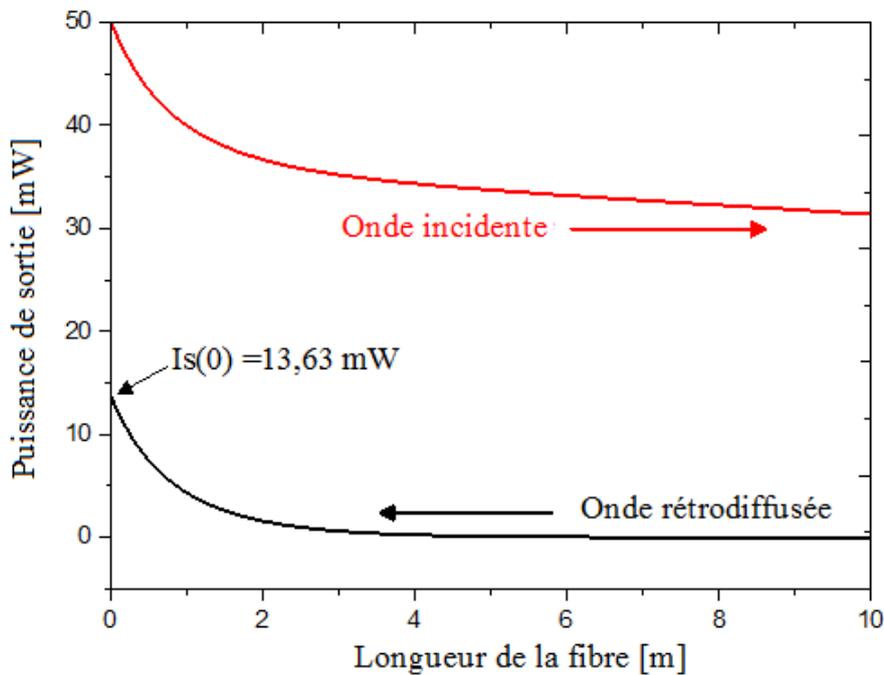


Figure.4. 7. Simulation d'onde pompe et évolution des ondes de Stokes de plus de 10 m de long d'une FCP à base d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>.

#### 4.5.2. Retard d'impulsion et la détection de température

Une large dispersion normale est associée à la résonance de gain, ce qui donne lieu à une augmentation de l'indice de groupe et donc une diminution de la vitesse de groupe ( $v_g = c/\Delta n_g$ ), comme illustré sur la Fig. 4.8(a). Un indice de groupe largement positif se produit dans la zone de forte dispersion linéaire représenté sur la Fig. 4.8(b). Dans le régime de ralentissement de la lumière, nous avons calculé une indice de groupe maximale  $\Delta n_g = 10,8$  et on obtient  $v_g = 27780$  km/s à 50 mW. Cette partie de propagation de la lumière lente est

accompagnée par des régions où la lumière est accélérée en raison de la forte dispersion normale du côté négatif d'indice de groupe Fig.4.8 (b).

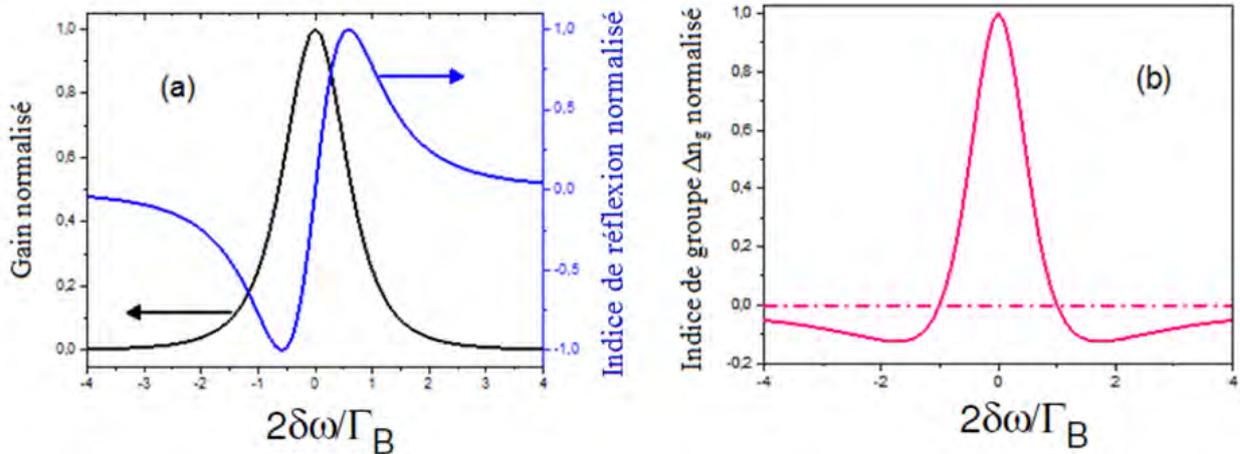


Figure.4. 8. (a) Gain (courbe noire) et l'indice de réfraction (courbe bleue) de la résonance. (b) l'indice de groupe normalisé de la résonance.

Le retard d'impulsion via DBS en fonction du gain et le facteur d'élargissement pour une largeur à mi-hauteur (FWHM) impulsion d'entrée de  $\tau_{in} = 100$  ns pour différentes valeurs du gain sont présentés sur la Fig. 4.9. Comme on peut le voir sur la Fig. 4.9(a), le temps de retard augmente linéairement avec  $G$ . Lorsqu'on fait varier la puissance de la pompe, à la fois le gain et le retard augmentent également et donc l'indice du groupe augmente et la vitesse de la lumière a été réduite. Dans nos simulations, le retard d'impulsion maximum est de 190 ns à  $G=37$  avec 50 mW de puissance de pompe et un retard de 136 ns a été trouvé avec la puissance de seuil  $P_{th} = 35$  mW à  $G = 26$ . Fig. 4.9(b) représente le facteur d'élargissement en fonction du gain  $G$  comme nous pouvons le voir sur la Fig. 4.9(b) le facteur d'élargissement augmente linéairement avec  $G$  et on obtient  $B = 1,2$  à 50 mW.

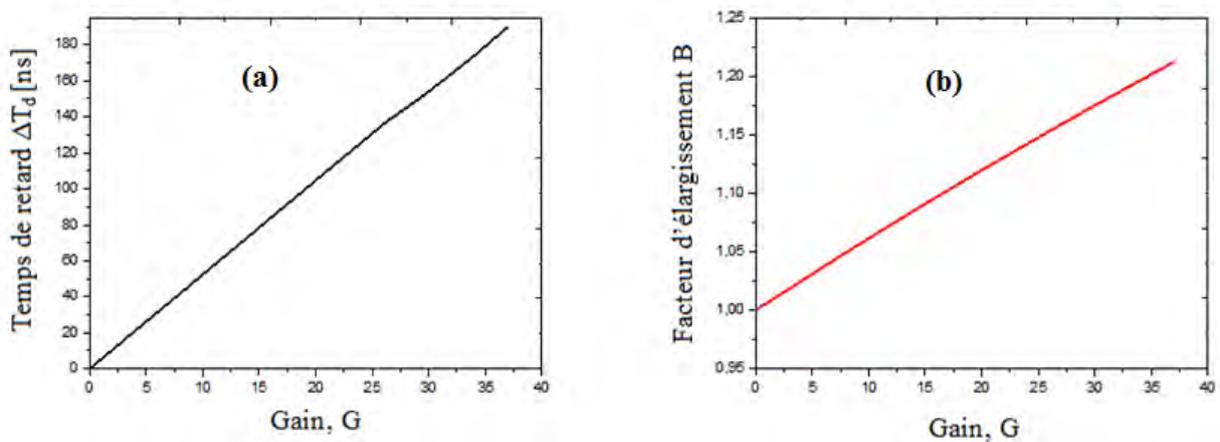


Figure.4. 9. (a) Le temps de retard  $\Delta T_d$  en fonction de gain. (b) facteur d'élargissement en fonction de gain, avec la puissance de la pompe de 50 mW et de la pompe stokes de  $1 \mu W$ .

La Figure 4.10(a) montre le résultat typique de retard d'impulsion par l'intermédiaire de la DBS pour  $\tau_{in} = 100$  ns, pour différentes valeurs de gain normalisé de la puissance crête. Comme on peut observer le retard augmente avec la puissance de la pompe. Pour 100 ns impulsion gaussien, nous avons obtenu un retard maximum de 190 ns à 50 mW correspondant à  $G = 37$ . La Figure 4.10(b) représente le temps de retard par rapport à la température à trois valeurs de puissance de pompe de 35 mW (puissance de seuil), 40 mW et 50 mW. Les sensibilités de température correspondantes du temps de retard sont de 6,4, 8,3 et 9,04 ns/°C, respectivement. Les simulations sont obtenues à partir des Equations 4.9 et 4.10 à l'aide des paramètres suivantes  $\Gamma_B/2\pi = 31$  MHz,  $L = 10$  m à la température ambiante  $T_0 = 21$  °C prise dans la référence [24] et les différents retards de temps obtenus à partir de la Fig. 4.10 (a). La plage de détection est de 21 à 33 °C, limitée par  $\Gamma_B/2\pi = 31$  MHz. Lorsque la température augmente, on observe la diminution de retard d'impulsion et un retard maximal de 190 ns est réalisé à la température ambiante de 21 °C. Comme prévu et démontré dans la référence [24],  $\Gamma_B/2\pi$  détermine la température maximale. Ces résultats ont également été obtenus dans le présent document, ce qui prouve l'exactitude de notre approche. L'impulsion de sonde présente un retard négatif lorsque la température est au-delà de  $\sim 33$  °C, comme le montre la Fig. 4.10 (b). Nous avons obtenu un bon accord avec les résultats de [32] et [24]. Notre système présente une sensibilité à haute température et fournit une résolution de  $\sim 0,7$  °C, en fonction de la puissance de pompe.

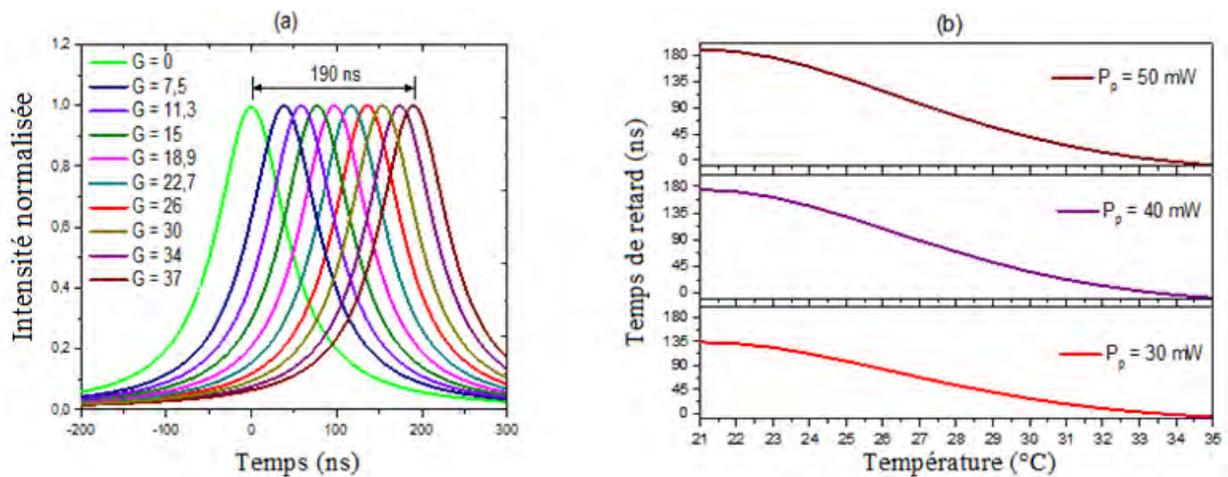


Figure.4. 10. (a) des retards d'impulsions en fonction de différentes puissance normalisée (b) temps de retard en fonction de la température avec trois valeurs différentes de puissance de pompe.

### 4.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la génération de ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre à cristaux photonique hautement non linéaire d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> de base chalcogénure. Les simulations de ralentissement de la lumière et l'application de la détection de température à base de la diffusion Brillouin ont été démontré de façon satisfaisante et vérifié grâce à des comparaisons avec des résultats expérimentaux publiés antérieurement. Nous avons montré qu'un retard de 190 ns peut être réalisé en utilisant une puissance de 50 mW à 10 m de FCP d'As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, et la détection de la température est obtenue avec une plage de détection d'environ 23 °C, et une résolution à haute température supérieure à 1 °C est atteinte. Nous avons démontré que les impulsions peuvent être ralenties à c/10 avec un niveau de puissance requis de 50 mW avec une puissance de seuil de 35 mW.

## Bibliographie

- [1] L. Brillouin, “Diffusion de la lumière par un corps transparent homogène,” *Ann. Phys.* Vol. 17, 88 (1922).
- [2] I. L. Fabelinskii, “The discovery of combination scattering of light in Russia and India,” *Phys. Usp.* Vol. 46, 1105–1112 (2003).
- [3] B. R. Masters, “C. V. Raman and the Raman effect,” *Opt. Photonics News.* Vol. 20(3), 41–45 (2009).
- [4] R.G. Smith “Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering”, *Appl. Opt.* Vol. 11 p 2489 (1972).
- [5] T. Kurashima, T. Horigushi and M. Tateda, “Thermal effects of Brillouin gain spectrain single-mode fibers” *Photonics Tech. Lett.* vol. 2, 10 pp 718-720, (1990)
- [6] T. Horigushi, T. Kurashima et M. Tateda, “Tensile strain dependance of Brillouin frequency shift in silica optical fibers” *Photonics Tech. Lett.* vol. 1 p 107, (1989).
- [7] V. Sundar and R. E. Newnham, “Electrostriction,” in *The Electrical Engineering Handbook*, 2nd ed., R. C. Dorf, ed. (CRC Press, 1997), pp. 1193–1200.
- [8] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, “Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense supersonic waves,” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 12, 592–595 (1964).
- [9] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, *Progress in Optics* (Elsevier, Amsterdam, 2002), p. 497.
- [10] P. W. Milonni, *Fast Light, Slow Light, and Left-Handed Light* (Institute of Physics Publishing, Bristol, UK, 2005).
- [11] J. B. Khurgin, R. S. Tucker, Eds., *Slow Light: Science and Applications* (CRC Press, Boca Raton, FL, 2008).
- [12] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. Behroozi, “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas” *Nature.* Vol. 397, 594 (1999).
- [13] M. M. Kash et al., “Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas,” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 82, 5229 (1999).
- [14] N. G. Basov, R. V. Ambartsumyan, V. S. Zuev, P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, *Sov. Phys. JETP.* Vol. 23, 16 (1966).
- [15] F. R. Faxvog, C. N. Y. Chow, T. Bieber, J. A. Carruthers, “Measured pulse velocity greater than  $c$  in a neon absorption cell” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 17, 192 (1970).

- [16] S. Chu, S. Wong, “Linear pulse propagation in an absorbing medium” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 48, 738 (1982).
- [17] B. Segard, B. Macke, “Observation of negative velocity pulse propagation” *Phys. Lett.* Vol. 109, 213 (1985).
- [18] L. J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu, “Gain-assisted superluminal light propagation” *Nature*. Vol. 406, 277(2000).
- [19] M. D. Stenner, D. J. Gauthier, M. A. Neifeld, “The speed of information in a 'fast-light' optical medium” *Nature*. Vol. 425, 695 (2003).
- [20] G. M. Gehring, A. Schweinsberg, C. Barsi, N. Kostinski, R. W. Boyd, “Observation of backward pulse propagation through a medium with a negative group velocity” *Science*. Vol. 312, 895 (2006).
- [21] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, V ed. San Diego, CA: Academic, (2013), 361.
- [22] Y. Okawachi, M. S. Bigelow, J. E. Sharping, Z. M. Zhu, A. Schweinsberg, D. J. Gauthier, R. W. Boyd, and A. L. Gaeta, “Tunable All-Optical Delays via Brillouin Slow Light in an Optical Fiber” *Phys. Rev. Lett.* Vol. 94, 153902 (2005).
- [23] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, A. L. Gaeta, and A. E. Willner, “Maximum time delay achievable on propagation through a slow-light medium,” *Phys. Rev. A*. Vol. 71, 023801 (2005).
- [24] L. Wang, B. Zhou, C. Shu, and S. He, “Stimulated Brillouin scattering slow-light-based fiber-optic temperature sensor,” *Opt. Lett.* Vol. 36(3) 427-429 (2011).
- [25] Z. Zhu, D. J. Gauthier, Y. Okawachi, J. E. Sharping, A. L. Gaeta, R. W. Boyd, and A. E. Willner, “Numerical study of all-optical slow-light delays via stimulated Brillouin scattering in an optical fiber,” *J. Opt. Soc. Am. B*. Vol. 22, 2378–2384 (2005).
- [26] A. E. Willner, B. Zhang, L. Zhang, L. Yan, and I. Fazal, Optical signal processing using tunable delay elements based on, slow light, *IEEE J. Sel. Top. In Quantum Electron.* Vol. 14, pp. 691, (2008).
- [27] S. J. B. Yoo, Optical packet and burst switching technologies for the future photonic internet, *J. Lightwave Technol.* Vol. 24 (4), pp. 4468–4492, (2006).
- [28] *Slow Light: Science and Applications*, J. B. Khurgin and R. S. Tucker, eds. (CRC, 2009).
- [29] Robert W. Boyd “Slow and fast light: fundamentals and applications”, *J. of Mod. Opt.* Vol. 56, 1908-1915 (2009).

- [30] H.H. Kee, G.P. Lees, T.P. Newson, “All-fibre system for simultaneous interrogation of distributed strain and temperature sensing by spontaneous Brillouin scattering,” *Opt. Lett.* Vol. 25 (10), 695-697 (2000).
- [31] S. M. Maughan, H. H. Kee, and T. P. Newson, B57-km single-ended spontaneous Brillouin-based distributed fiber temperature sensor using microwave coherent detection, *Opt. Lett.* Vol. 26(6), 331–333, (2001).
- [32] L. Wang, B. Zhou, C. Shu and S. He “Distributed temperature sensing using Stimulated–Brillouin Scattering-Based Slow Light,” *IEEE Photonics Journal.* Vol. 5(6), 6801808, (2013).
- [33] A. Zadok, A. Eyal, and M. Tur “Stimulated Brillouin scattering slow light in optical fibers [Invited]” *Appl. Opt.* Vol. 50(25) 38-49 (2011).
- [34] S. Yang, H. Chen, C. Qiu, M. Chen, M. Chen, S. Xie, J. Li, and W. Chen, “Slow-light delay enhancement in small-core pure silica photonic crystal fiber based on Brillouin scattering” *Opt. Lett.* Vol. 33, 95 (2008).
- [35] K. Y. Song, M. G. Herraiez, and L. Thevenaz, “Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated Brillouin scattering” *Opt. Express*, Vol. 13 (1), 82-88 (2005).
- [36] G. M. Gehring, R. W. Boyd, A. L. Gaeta, D. J. Gauthier, and A. E. Willner, “Fiber-based slow-light technologies,” *J. Lightwave Technol.* 26, 3752–3762 (2008).
- [37] L. Thévenaz, “Slow and fast light in optical fibers,” *Nat. Photonics* 2, 474–481 (2008).
- [38] K. S. Abedin, G.W. Lu, T. Miyazaki, “Slow light generation in single mode Er-doped tellurite fibre” *Electron. Lett*, Vol. 44, 16–17. (2008).
- [39] C. Florea, M. Bashkansky, J. Sanghera, I. Aggarwal, and Z. Dutton, “Slow-light generation through Brillouin scattering in As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> fibers” *Opt. Materials*, Vol. 32, 358–361 (2009).
- [40] K.Y. Song, K.S. Abedin, L. Thevenaz, M.G. Herraiez, and K. Hotate, “Highly efficient Brillouin slow and fast light using As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fiber”, *Opt. Express*, Vol. 14, pp. 5860–5865, (2006).
- [41] R. Pant, A. Byrnes, C. G. Poulton, E. Li, D. Choi, S. Madden, B. Luther-Davies, and B. J. Eggleton, “Photonic-chip-based tunable slow and fast light via stimulated Brillouin scattering,” *Opt. Lett.* Vol. 37(5), 969–971, (2012).
- [42] Mb. Diouf, A. Ben Salem, R. Cherif, A. Wague, and M. Zghal “Slow light delay on stimulated Brillouin scattering using single-mode As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide photonic crystal fiber for temperature sensor” en preparation

- [43] K.Y. Song, M.G. Herraéz, and L. Thévenaz, “Gain-assisted pulse advancement using single and double Brillouin gain peaks in optical fibers” Opt. Exp. Vol. 13 (24), 9758-9765 (2005).
- [44] C.M. Florea, M. Bashkansky, Z. Dutton, J. Sanghera, I. Aggarwal, “Stimulated Brillouin scattering in single-mode As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> and As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers” Opt. Exp. Vol. 14, 12063-12070 (2006).

## Conclusion générale

Les travaux exposés dans cette thèse ont porté sur la génération de supercontinuum moyen infrarouge à base des verres de chalcogénures hautement non-linéaires dans les fibres à cristaux photoniques et l'étude du ralentissement de la lumière en se basant sur la Diffusion Brillouin Stimulée (DBS). Nous pouvons tirer de ces travaux les conclusions suivantes :

**1.** Nous avons décrit l'histoire et le principe de fonctionnement d'une fibre optique conventionnelle et d'une fibre à cristaux photonique (FCP). Nous avons présenté la méthode des éléments finis que nous avons utilisée dans nos calculs numériques et les étapes suivies pour la caractérisation d'une FCP. Pour les applications supercontinuum moyen infrarouge, ces fibres sont intéressantes car elles permettent un contrôle de la dispersion chromatique. Nous avons introduit un nouveau verre de chalcogénure hautement non-linéaire et transparent dans l'infrarouge. Nous avons décrit aussi la propagation non linéaire d'une impulsion dans une fibre optique. Nous avons établi les principales équations qui régissent cette propagation, à savoir l'Equation Non Linéaire de Schrödinger (ENLS) et l'Equation Non Linéaire de Schrödinger Généralisée (ENLSG) valables pour la propagation d'impulsions dans le régime femtoseconde. De même nous avons décrit aussi les effets non linéaires mis en jeu lors de la propagation d'onde dans la fibre. Nous avons fait également une revue des différents travaux réalisés sur le sujet montrant quelques résultats majeurs obtenus dans l'étude des verres de chalcogénures hautement non linéaires.

**2.** Nous avons procédé à une description complète des méthodes de résolution numérique des caractéristiques de la propagation de la lumière dans des fibres optiques hautement non linéaires. Nous avons introduit la méthode des éléments finis avec laquelle on a pu déterminer toutes les propriétés des fibres à savoir la dispersion chromatique, la biréfringence, l'aire effective et le coefficient non linéaire. Tous ces paramètres sont essentiels à calculer pour la résolution de l'ENLSG. Pour se faire, la méthode de Fourier à pas fractionnaire a été détaillée et adaptée pour pouvoir simuler les supercontinua dans différentes structures.

**3.** Nous avons étudié les sources supercontinuum moyen infrarouge dans les FCPs à base d'un nouveau verre de chalcogénure  $\text{AsSe}_2$ . Nous avons pu générer un supercontinuum dans le moyen infrarouge à large bande avec seulement quelques millimètres de fibre dans la dispersion chromatique anormale et normale et avec une puissance crête et une longueur d'onde de pompe disponible commercialement. Nous avons démontré que le supercontinuum

moyen infrarouge à large bande, super plat et cohérent peut être générée dans une fibre à cristaux photoniques hybride à base d'As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-tellurite, As<sub>2</sub>S<sub>5</sub>-Borocilicate et As<sub>38,8</sub>Se<sub>61,2</sub> en utilisant des longueurs d'onde pompe disponibles commercialement et des impulsions femtoseconde.

**4.** Nous avons étudié la génération du ralentissement de la lumière en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une FCP fortement non linéaire en As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. Les simulations du ralentissement de la lumière et l'application de la détection de température sur la base de la diffusion Brillouin ont été démontrées et validées grâce à des comparaisons avec des résultats expérimentaux antérieurement publiés. Nous avons montré qu'un retard de 190 ns peut être réalisé en utilisant une puissance de 50 mW avec 10 m de FCP en As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>. La détection de la température est obtenue avec une plage de détection d'environ 23 °C et une résolution à haute température supérieure à 1 °C est atteinte. Nous avons démontré que les impulsions peuvent être ralenties à  $c/10$  avec un niveau de puissance requis de 50 mW avec une puissance seuil de 35 mW.

**5.** Il est important de souligner les perspectives dans l'étude des FCPs hautement non linéaires dans les applications pour la génération de supercontinuum et le ralentissement de la lumière par la diffusion Brillouin stimulée. Dans ces perspectives on peut souligner :

**a)** Des études théoriques sur la dynamique sub-femtoseconde dans les nanofils en utilisant des outils numériques de grande efficacité. Il est important de concevoir cette modélisation numérique dans les fibres en chalcogénures nanofils ou dans des fibres basées sur des matériaux hybrides. Pour cela, il est crucial de fournir plus de détails sur des études numériques et expérimentales, et sur les capacités d'amélioration de la génération de supercontinuum par les FCPs hybrides, tout en concevant d'autres types de matériaux hybrides hautement non linéaires ainsi que l'observation du phénomène de la dispersion toute normale.

**b)** Toute les études que nous avons présenté dans cette thèse sont entièrement reproductibles en utilisant des composants qui peuvent être achetés. Ces études peuvent représenter une solution pratique pour les applications en spectroscopie infrarouge, en métrologie de fréquence, en télécommunications et dans la conception de capteur de haut débit.

**c)** A la suite des études présenté dans cette thèse sur la diffusion Brillouin stimulé il est possible de concevoir de nombreuses orientations sur le ralentissement et accélération de la lumière dans les fibres optique hautement non linéaire. Par exemple, on pourrait contrôler la vitesse de groupe en utilisant la DBS avec la possibilité d'obtenir de grand retard d'impulsion. On peut utiliser également des puissances de pompe très faible avec des longueurs de fibre

très courte. De même pour les fibres optiques hautement non linéaires on peut obtenir des coefficients de gain Brillouin ( $g_{Bmax}$ ) très élevés contrairement aux coefficients de gain très petit pour les fibres standard de silice.

**d)** En fin, il convient de noter que les travaux présentés dans cette thèse se sont déroulés dans un contexte où l'étude des fibres à cristaux photoniques hautement non-linéaires est un sujet en pleine expansion. Ce sujet pourrait déboucher sur des découvertes très intéressantes dans les années à venir.

## **Annexe : Publications**