

# Effets linéaires et non linéaires dans les fibres optiques

Lorsqu'une onde lumineuse de forte puissance se propage dans une fibre optique, elle subit des effets, dus à l'interaction forte de la lumière avec la matière. Ces effets dépendent à la fois des propriétés de l'onde et du milieu de propagation. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont tous le même milieu de propagation, la silice, avec laquelle est composée les fibres. Dans la première partie une présentation des fibres conventionnelles puis microstructurées sera proposée. Une description de la géométrie et des propriétés optiques des deux types de fibres sera exposée, puis nous compléterons l'étude des fibres à cristal photonique par une présentation de leur fabrication et le mécanisme de guidage des fibres à cœur plein.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous présentons les effets non linéaires que subit une impulsion lumineuse intense lors de sa propagation dans une fibre optique. Ces effets peuvent être séparés en deux groupes, les effets élastiques, pour lesquels il y a un transfert d'énergie entre la lumière et la matière et les effets non élastiques, regroupant les diffusions Raman et Brillouin. L'effet Kerr optique entraîne les phénomènes d'auto- et d'intermodulation de phase, l'instabilité modulationnelle et les effets solitons. Puis nous rappellerons l'équation non linéaire de Schrödinger, englobant ces effets.

Pour finir nous ferons un historique succinct sur la génération de supercontinuum dans les fibres optiques, en régime continu et quasi-continu.

---

## 1.1 Les fibres optiques

Dans ce manuscrit, le terme de fibre optique sera abordé à de nombreuses reprises car il s'agit du support principal de notre étude. Il est donc important de rappeler les différents types de fibres optiques utilisées et d'en décrire leurs propriétés géométriques et optiques. Nous ferons une distinction entre les fibres conventionnelles, constituées entièrement de silice et les fibres microstructurées, présentant des trous d'air. Nous présenterons, dans un premier temps, les fibres conventionnelles, qui regroupent les fibres standards monomodes (SMF, *Single Mode Fiber*) utilisées dans les télécommunications, les fibres à dispersion décalée (DSF, *Dispersion Shifted Fiber*) et les fibres hautement non linéaires (HNLF, *Highly Non Linear Fiber*). Dans un second temps, nous présenterons les fibres à trous, également appelées fibres microstructurées ou encore fibres à cristal photonique (PCF, *Photonic Crystal Fiber*).

### 1.1.1 Fibres conventionnelles

#### 1.1.1.1 Géométrie d'une fibre optique

Les fibres conventionnelles sont utilisées généralement dans le domaine des télécommunications, pour la transmission de l'information ou dans la fabrication des composants d'optique tout fibrés, tels que les filtres, les coupleurs ou encore les multiplexeurs. Elles présentent une géométrie simple, que nous pouvons observer sur la Fig.1.1.

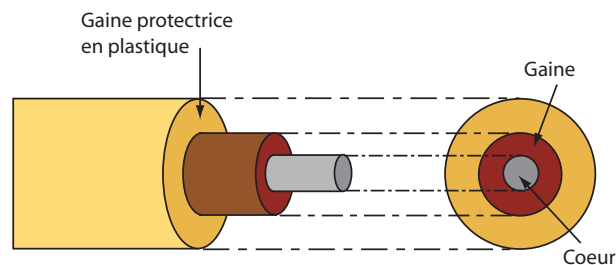


FIGURE 1.1 – Structure d'une fibre optique conventionnelle.

Un *cœur* de silice ( $SiO_2$ ), dopé, le plus souvent, au germanium  $GeO_2$ , est entouré d'une *gaine optique* constituée de silice pure. La combinaison  $SiO_2 - GeO_2$  du noyau confère à ce dernier un indice de réfraction  $n_c$  légèrement plus élevé que l'indice  $n_g$  de la gaine optique.

La Fig.1.2 est une représentation du cône d'acceptance définissant l'angle maximal du faisceau pouvant se propager dans la fibre optique. Sur cette figure,  $\alpha_0$ ,  $\alpha_c$  et  $\alpha_g$  sont, respectivement, les angles d'entrée dans la fibre, de réflexion à l'intérieur du cœur et de

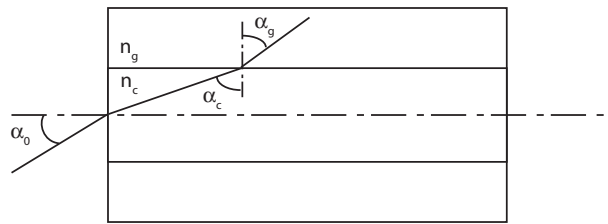


FIGURE 1.2 – Cône d'acceptance des faisceaux incidents.

réfraction dans la gaine. La différence d'indice entre le cœur et la gaine optique ( $n_c > n_g$ ) permet la propagation des ondes lumineuses dans la fibre par le processus de réflexion totale interne. Selon la loi de Snell-Descartes appliquée successivement aux interfaces air/gaine et cœur/gaine, la réflexion totale interne à l'intérieur de la fibre ne se produit que lorsque  $\sin(\alpha_c) \geq n_g/n_c$ , ce qui définit le cône d'acceptance  $\sin(\alpha_l) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$  à l'intérieur duquel se trouvent les ondes se propageant dans la fibre. Nous définissons alors l'ouverture numérique NA, *numerical aperture* en anglais, d'une fibre optique comme suit,

$$NA = \sin(\alpha_l) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

Elle détermine la capacité d'une fibre à collecter la lumière. Si un rayon lumineux arrive sur le cœur avec un angle inférieur à  $\alpha_l$ , il se propage dans la fibre par réflexion totale interne. Si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle limite  $\alpha_l$ , le faisceau sera diffusé dans la gaine et ne pourra pas se propager en raison des pertes subies à chaque réflexion entre le cœur et la gaine. L'enveloppe de polymère, recouvrant la gaine optique et protégeant la fibre des contraintes mécaniques, a également le rôle d'atténuer la lumière qui serait guidée par l'interface gaine/air. À chaque angle d'incidence correspond un mode, qui sera guidé ou non, selon les propriétés optiques et géométriques de la fibre. Il existe plusieurs types de fibres optiques conventionnelles qui diffèrent les unes des autres par leur géométrie et leurs propriétés optiques. Parmi celles-ci nous retrouvons les fibres monomodes et les fibres multimodes, à saut ou à gradient d'indice. Nous avons regroupé quelques grandeurs caractéristiques de ces fibres dans le tableau Tab. 1.1 :

Type de fibre	monomode	multimode	
		saut d'indice	gradient d'indice
$n_c$	1,46	1,47	$1,47(1 - 2\Delta(r/a)^\alpha)$
$n_g$	1,454	1,45	1,47
$\Phi_c$	$3\mu\text{m}$	$60\mu\text{m}$	$60\mu\text{m}$
$\Phi_g$	$40\mu\text{m}$	$80\mu\text{m}$	$80\mu\text{m}$

TABLE 1.1 – Quelques grandeurs caractéristiques de fibres conventionnelles.

Dans le tableau Tab. 1.1,  $n_c$  et  $n_g$  représentent les indices de réfraction respectifs du cœur et de la gaine de la fibre,  $\Phi_c$  et  $\Phi_g$  représentent les diamètres respectifs du cœur et

de la gaine de la fibre.

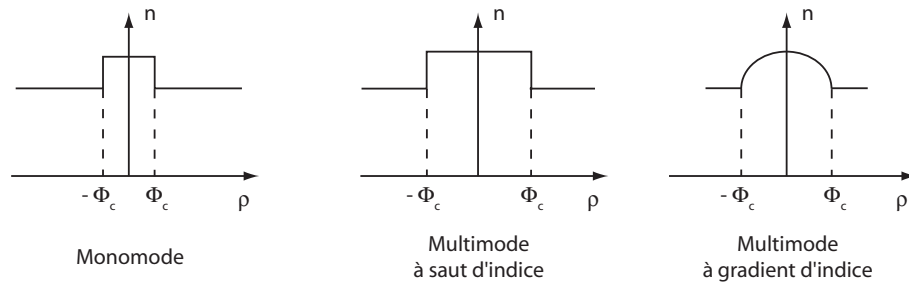


FIGURE 1.3 – Profils d’indice de quelques types de fibres conventionnelles.

Quelques profils d’indices associés à ces fibres ont été représentés sur la Fig.1.3. Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont mis en jeu d’autres types de fibres, présentant un zéro de dispersion décalé vers les longueurs d’ondes télécoms ( $\lambda_0 \approx 1,55 \mu\text{m}$ ) et un coefficient non linéaire élevé ( $\gamma \approx 10 - 20 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ). Les fibres en silice hautement non linéaires restent extrêmement attractives pour les évolutions futures dans le domaine des communications par voie optique. Malgré l’apparition des fibres microstructurées et des fibres non silice (par exemple les fibres en verre de chalcogénures ou les fibres à base de bismuth) qui présentent des coefficients non linéaires jusqu’à 90 fois supérieurs à ceux des HNLFs, ces dernières continuent de présenter un déphasage non linéaire bien supérieur à celui des fibres non silice, pour de grandes longueurs de fibres [1]. Les HNLFs présentent d’autres avantages qui permettent de conserver leur utilisation dans divers domaines d’application. Parmi ces avantages nous pouvons citer les connexions avec les fibres standards, simples à réaliser et présentant de faibles pertes, la faible fluctuation du profil de dispersion le long de la fibre et l’augmentation du seuil Brillouin.

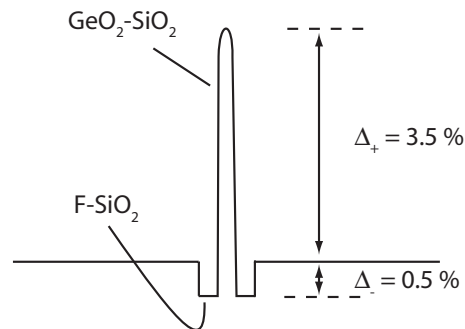


FIGURE 1.4 – Exemple de profils d’indice de réfraction d’une fibre silice hautement non linéaire [2].

Dans les HNLFs, la différence d’indices entre le cœur et la gaine  $\Delta n = n_c - n_g$ , jusqu’à plus de dix fois supérieure à celui d’une SMF, est obtenue en dopant fortement la silice du cœur avec du germanium ou du phosphore, pour augmenter l’indice de réfraction, et en dopant la gaine avec du bore ou du fluore pour diminuer l’indice de la silice. Cette forte différence d’indices entraîne un fort confinement de la lumière sur une petite surface

du cœur, dont les dimensions peuvent alors être réduites tout en conservant le caractère monomode de la fibre. Ainsi, le coefficient non linéaire, proportionnel au rapport de l'intensité sur l'aire effective du mode guidé, augmente. La Fig.1.4 montre le profil d'indice typique d'une fibre HNLF.

### 1.1.1.2 Atténuation linéique

Le tableau Tab. 1.2 rappelle l'évolution des pertes des fibres optiques depuis 1970 jusqu'à l'obtention de pertes minimales, correspondant à la limite théorique définie par la diffusion Rayleigh.

Année	Pertes (dB/km)	Longueur d'onde (nm)
avant 1960	> 1000	
1970	20	≈ 1000
1974	2 - 3	1060
1976	0,47	1200
1979	0,2	1550
1986	0,154	1550
1992	0,1484	1570

TABLE 1.2 – Évolution des pertes dans les fibres optiques au cours des améliorations technologiques depuis les débuts.

Le matériau choisi pour la fabrication des fibres optiques conventionnelles est la silice pure, synthétisée à partir de molécules de  $SiO_2$ . La silice est un matériau idéal pour les transmissions optiques car il présente peu de pertes dans la région des longueurs d'onde télécoms, comme nous pouvons le voir sur la Fig.1.5.

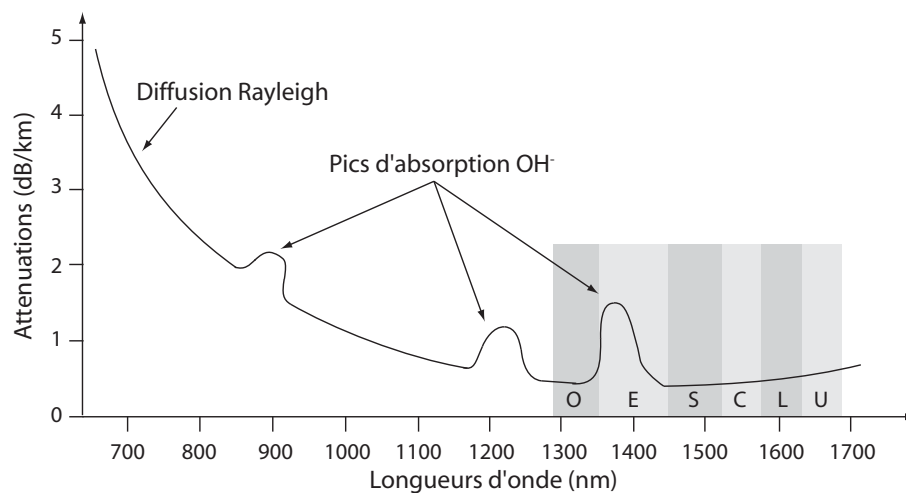


FIGURE 1.5 – Spectre des pertes mesurées dans la silice pure (source JDSU)

L'atténuation dans la fibre, définie par  $\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right)$ , est essentiellement dues à la diffusion Rayleigh, proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde élevée à la puissance 4, ce qui donne le comportement principal de la courbe représentée sur la Fig.1.5. D'autres phénomènes entrent en jeu, tels que les impuretés ou l'absorption de la lumière par les ions  $OH^-$ , dont nous voyons les pics spécifiques, indiqués par des flèches sur la Fig.1.5.

### 1.1.1.3 Dispersion chromatique

Quand une onde électromagnétique interagit avec les électrons d'un diélectrique, la réponse du matériau dépend généralement de la pulsation optique  $\omega$ . Cette propriété, communément nommée *dispersion chromatique* se manifeste à travers la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction  $n(\omega)$ . La dispersion joue donc un rôle important dans la propagation d'impulsions optiques car chaque composante spectrale se propage à sa vitesse propre  $v = \frac{c}{n(\omega)}$ . Ce phénomène entraîne l'élargissement de l'impulsion et peut poser de réels problèmes, par exemple, dans les systèmes de communications optiques. La courbe de dispersion d'une fibre optique dépend de la géométrie et de la composition de la fibre. En jouant sur ces deux paramètres, nous pouvons concevoir, par exemple, des fibres à dispersion décalée ou à dispersion plate. La dispersion chromatique peut être développée en série de Taylor au voisinage d'une pulsation fixe  $\omega_0$ , comme suit

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \beta_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots \quad (1.2)$$

où  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_n = \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n}(\omega_0)$ ,  $n=1,2,3,4\dots$

Généralement, les constructeurs utilisent le paramètre D, qui est lié au coefficient de dispersion de second ordre par la relation suivante,

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$$

où D est exprimé en  $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ . Une donnée importante fournie par la courbe de dispersion d'une fibre optique est la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW, *zero dispersion wavelength*), c'est-à-dire la longueur d'onde pour laquelle la courbe de dispersion s'annule. Cette longueur d'onde particulière définit deux régimes de dispersion : le régime normal pour les longueurs d'onde vérifiant  $D(\lambda) < 0$  ( $\beta_2 > 0$ ) et anormal pour les longueurs d'onde vérifiant  $D(\lambda) > 0$  ( $\beta_2 < 0$ ). Nous verrons dans la section suivante, que pour les fibres microstructurées, il est possible d'obtenir plusieurs ZDWs.

Le coefficient de dispersion de second ordre est défini comme la dérivée partielle du coefficient de dispersion de premier ordre, qui lui-même est défini comme l'inverse de la vitesse de groupe. Ainsi, en régime de dispersion anormale les composantes de hautes fréquences sont décalées vers le front de l'impulsion (car elles se propagent plus vite) et les composantes de basses fréquences, vers la queue de l'impulsion, sous l'effet de la dispersion chromatique. En régime de dispersion normale, c'est l'inverse qui se produit.

## 1.1.2 Fibres microstructurées

L'avènement des fibres microstructurées a ravivé un grand intérêt de la communauté scientifique pour la génération de supercontinuum dans les fibres optiques à la fin des années 90.

La raison principale des nombreuses études réalisées autour de cette nouvelle classe de guides d'onde est, avant tout, la possibilité de guider la lumière dans le vide, surpassant ainsi les limites imposées par l'interaction de la lumière avec la matière. Cette caractéristique très particulière permet d'atteindre des propriétés optiques impensables avec de simples fibres à saut d'indice. Parmi ces propriétés nous pouvons citer, dans un premier temps, l'augmentation des effets non linéaires due au confinement extrême de la lumière, et dans un second temps, la possibilité de minimiser ces mêmes effets en concevant des fibres présentant un cœur de petite dimension.

Ainsi, nous pouvons contrôler la dispersion et les propriétés modales de ces fibres en faisant varier la taille, le nombre et la position des trous. La découverte de ces propriétés spécifiques a ouvert le champ à de nouvelles perspectives dans les applications fibrées : les fibres présentant un cœur de grande dimension supportent des puissances importantes, les microstructures facilitent les applications de capteurs, la flexibilité des profils de dispersion permet un élargissement du domaine spectral de travail (de l'ultraviolet au proche infrarouge), les fibres à cœur creux permettent le guidage de particules, de liquide ou encore de gaz, enfin ces fibres permettent également de diminuer les puissances seuils.

### 1.1.2.1 Structure

Les fibres microstructurées, également appelées fibres à cristal photonique ou fibres à trous, présentent un arrangement de microtubes de silice vides (ou « remplis d'air ») dont les dimensions et les distances les séparant sont comparables aux longueurs d'onde, c'est-à-dire à quelques microns. À l'heure actuelle les structures périodiques peuvent atteindre des dimensions inférieures au micron (par exemple en étirant les fibres pour fabriquer des fibres effilées, nommées également *tapers*) [3]. Il existe un nombre incalculable de types de fibres microstructurées car à chaque application nous pouvons choisir l'agencement des tubes d'air lors de la réalisation de la préforme. Cependant, nous pouvons séparer

---

ces fibres en deux grandes catégories, basées sur leur géométrie. Il s'agit, d'une part, des fibres à cœur creux et, d'autre part, des fibres à cœur plein. Les premières présentent un guidage par bandes photoniques interdites. Les secondes peuvent présenter le même mode de propagation ou une propagation par réflexion totale interne modifiée. La grande particularité des fibres à cœur creux est qu'elles peuvent être remplies d'un liquide ou d'un gaz, dans le but d'augmenter l'indice effectif du cœur et donc le coefficient non linéaire de la fibre. Parmi les expériences effectuées lors de cette thèse, il n'a été question que de fibres photoniques à cœur plein. Ces fibres présentent un cœur d'indice élevé (souvent fabriqué à partir de silice pure non dopée), surmonté d'une gaine comportant un arrangement périodique de trous d'air. Les trous d'air, qui composent la gaine, ont pour effet de diminuer l'indice effectif de la gaine. La lumière est alors confinée dans le cœur solide qui présente un indice de réfraction élevé, en comparaison avec celui de l'air. Ainsi, ces fibres microstructurées peuvent être fabriquées à partir d'un matériau pur, non dopé, avec un nombre et une distribution de trous adéquates. Bien que de nouvelles fibres soient fabriquées à partir de verres chalcogénures ou de polymères, la silice reste le matériau le plus utilisé, en particulier pour ses faibles pertes en transmission.

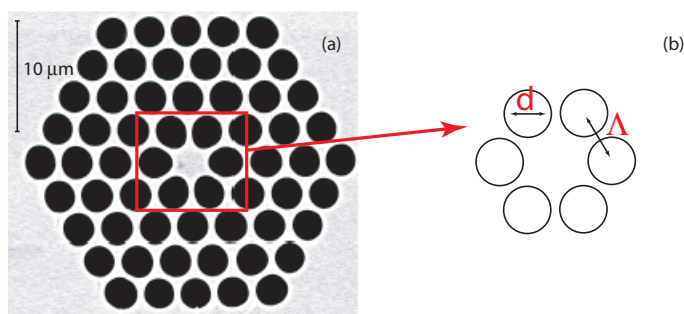


FIGURE 1.6 – (a) Coupe transversale d'une fibre microstructurée à cœur plein. Image réalisée avec un microscope à balayage électronique (MEB). (b) Schéma d'une structure courante, dite « en nid d'abeille », avec  $d$ , le diamètre des trous et  $\Lambda$  l'espacement entre les trous (*pitch* en anglais).

### 1.1.2.2 Historique

C'est dans les années 1970 que l'idée d'introduire des trous d'air dans la gaine d'une fibre optique a été suggérée pour la première fois [4]. L'idée de Kaiser était de conserver les pertes faibles de la silice (augmentées par le dopage du cœur) et la différence d'indice entre le cœur et la gaine, permettant la propagation des faisceaux lumineux. Les structures proposées n'étaient alors pas périodiques [5] et cette technologie fut abandonnée rapidement au profit de la fabrication des fibres par la méthode de dépôt de vapeurs chimiques. L'idée d'utiliser un arrangement périodique de tubes d'air composant la gaine est apparue



plus tard en se basant sur les guides à cristaux photoniques (d'où le nom utilisé pour ces fibres) pour le piégeage de la lumière dans un cœur creux [6]. Il fallut quelques années pour surmonter le défi technologique de réalisation de ces fibres. La première fabrication d'une fibre microstructurée présentant une structure périodique fut faite à la conférence « OFC » (*Optical Fiber Conference*) en 1996 par Knight [7,8]. Cette fibre était constituée de 217 tubes de silice creux, arrangés de façon à constituer un hexagone. Le succès de cette première expérience entraîna rapidement l'apparition de toute une série de nouvelles fibres telles que les fibres à large diamètre de mode [9], à dispersion contrôlée [10,11], à cœur creux [12], les fibres biréfringentes [13] et à cœurs multiples [14]. Ces fibres sont particulièrement intéressantes pour la génération de supercontinuum, dans le domaine infrarouge comme dans le domaine visible ou encore l'ultraviolet.

### 1.1.2.3 Fabrication

L'empilement de capillaires selon un arrangement hexagonal ou triangulaire est la méthode la plus largement utilisée pour la réalisation de la préforme d'une fibre photonique car c'est également la plus simple à mettre en place [8]. La fabrication des fibres photoniques comportent deux étapes [5] :

L'étirement de la préforme, composée d'un arrangement périodique de tubes de silice, pleins et creux, d'un diamètre de l'ordre de 1 mm. Cette dernière représente une réplique, à grande échelle, de la microstructure souhaitée. Dans le cas d'une fibre à cœur plein, le cœur est obtenu en remplaçant un tube creux par un tube plein au centre de la préforme, ce qui crée un défaut dans la structure périodique et assure le guidage par réflexion totale interne modifiée.

une deuxième étape d'étirage est mise en place pendant laquelle un polymère de protection est déposé autour de la gaine optique. L'homogénéité de la microstructure, égale à 1% sur plus de 1 km, est obtenue en contrôlant la vitesse et la température d'étirage [6].

Sur la Fig.1.7, nous pouvons voir la schématisation des différentes étapes de fabrication d'une PCF par la méthode décrite ci-dessus. Pour la fabrication de fibres à partir de matériaux bruts cristallins ou amorphes autres que la silice, la technique d'extrusion est plus appropriée [15]. L'étirage de la préforme se fait comme pour les fibres conventionnelles mais la préforme est réalisée à l'aide d'un outil contenant la géométrie souhaitée, à travers lequel des tubes de verre d'un diamètre de 1 cm à 2 cm sont contraints de passer. Le diamètre total de cette préforme est seulement de quelques millimètres, ce qui est dix fois moins important que dans le cas d'un empilement de capillaires. Cette propriété permet également de réaliser des microstructures de tailles très faibles [16]. Cependant, ce n'est

---

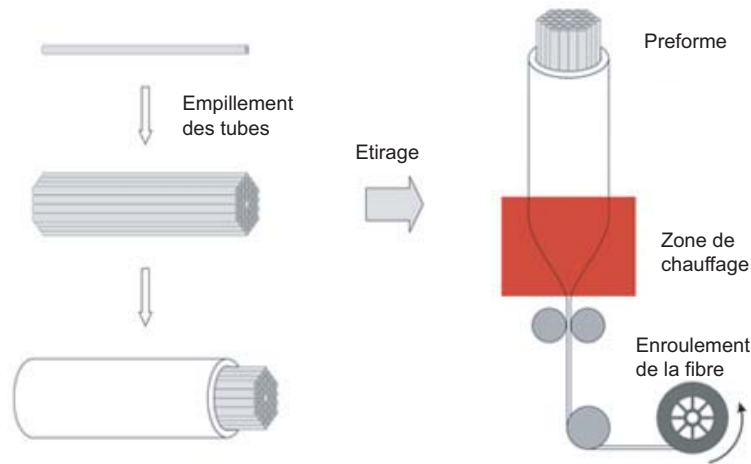


FIGURE 1.7 – Illustration de la méthode de fabrication d’une PCF par étirage.

pas la réduction de la taille des microstructures (également réalisable par étirage de *tapers photoniques*) qui présente les plus grandes difficultés technologiques. En effet, le réel défi, actuellement, est la réalisation de microstructures présentant plusieurs diamètres de trous très différents.

Les propriétés physiques spécifiques de la fibre photonique sont définies par la taille, la forme et les dopants de la microstructure.

#### 1.1.2.4 Mécanismes de guidage

Dans les PCFs à cœur creux, la propagation des ondes lumineuses s’effectue suivant un guidage par bandes interdites photoniques. En effet, un guidage par réflexion totale interne, comme dans les fibres conventionnelles, est rendu impossible car l’indice de réfraction du cœur est moins élevé que l’indice effectif de la gaine. Dans ce cas, la lumière est guidée de la même manière que dans les cristaux photoniques et sur une plage spectrale définie par les dimensions de la microstructure. Dans les cristaux photoniques, les intervalles de longueurs d’onde pour lesquelles la lumière ne se propage pas sont appelés bandes interdites photoniques. Cependant, en introduisant un défaut dans la période du réseau, une onde lumineuse dont la longueur d’onde est située dans la bande interdite photonique pourra être piégée et se propager au niveau du défaut.

Les fibres de Bragg, étudiées dans les années 1980 [17], sont composées d’une succession de couches concentriques de hauts et bas indices, à travers lesquelles la propagation s’effectue comme dans un cristal photonique 1D. Lorsque des tubes d’air sont agencés autour d’une zone creuse, comme c’est le cas dans les fibres microstructurées à cœur creux, un miroir de Bragg à deux dimensions est créé et le mode de guidage est le même que dans un cristal photonique 2D. Dans ce cas, ce sont la taille et la répartition des trous qui déterminent les longueurs d’onde et les angles d’incidence pour lesquels la lumière est guidée. La qua-

lité de propagation de l'onde lumineuse dépend directement de la régularité du réseau et nécessite un contrôle accru des paramètres de fabrication. Ces fibres sont très intéressantes pour des applications de transmission sans pertes et sans distorsions, pour le piégeage de particules ou pour la détection optique.

Bien que certaines fibres microstructurées à cœur plein puissent fonctionner sur ce mode de guidage, les fibres utilisées dans les expériences des chapitres suivants fonctionnent sur le mode de guidage par réflexion totale interne modifiée. En effet, les trous d'air composant la gaine optique lui confère un indice effectif inférieur à celui de la silice pure, ce qui crée une différence d'indice, entre le cœur et la gaine, suffisante pour assurer la propagation par réflexion totale interne [18].

### 1.1.2.5 Fibres infiniment monomodes

Les fibres PCFs ont des propriétés modales très particulières : elles sont monomodes sur une large bande spectrale. Afin de déterminer le nombre de modes propagés dans une fibre, nous avons l'habitude de définir dans les fibres standards (SMFs), une fréquence normalisée [19],

$$V = k\rho\sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2},$$

où  $\rho$  est le rayon du cœur,  $k$  la constante de propagation,  $n_{\text{cœur}}$  et  $n_{\text{gaine}}$  les indices de réfraction, respectivement, du cœur et de la gaine. Lorsque cette grandeur est supérieure à 2,405, la fibre devient multimode.

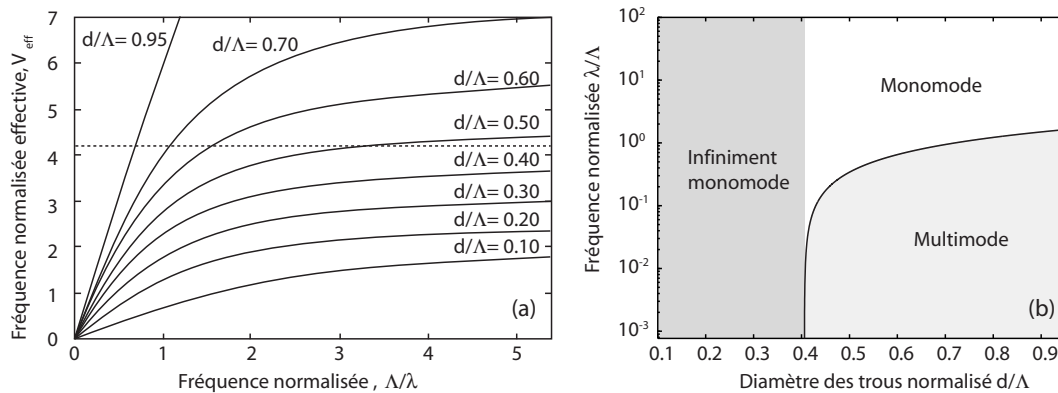


FIGURE 1.8 – (a) Fréquence normalisée  $V_{\text{eff}}$  d'une PCF à cœur plein en fonction du rapport  $\Lambda/\lambda$ , où  $\Lambda$  représente la période de la microstructure et  $\lambda$ , la longueur d'onde.  $d$  est le diamètre des trous. La droite en pointillés représente la limite au-delà de laquelle la fibre est multimode. Source : [5]. (b) Représentation des régimes monomodes et multimodes d'une PCF à partir de l'équation (1.3) établie par Folkenberg [20].

Pour les fibres microstructurées, nous utilisons une définition similaire de fréquence normalisée  $V_{\text{eff}}$  en deçà de laquelle la fibre est monomode [5, 21].

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{\text{cœur}}^2 - n_{\text{eff}}^2}$$

où  $n_{\text{eff}}$  représente une moyenne entre les indices de réfraction de l'air et de la silice et  $\Lambda$  l'écart entre les trous. Sur la Fig.1.8.a, cette fréquence normalisée est tracée en fonction du rapport  $\Lambda/\lambda$ . La droite en pointillés représente la limite au-delà de laquelle la fibre est multimode. Nous remarquons qu'en dessous d'une certaine valeur du rapport  $d/\Lambda$  les PCFs sont monomodes pour n'importe quelle longueur d'onde. Nous parlons alors de fibres infiniment monomodes. Une loi empirique définissant la longueur d'onde de coupure d'une PCF en fonction des diamètres  $d$  et de l'espacement  $\Lambda$  des trous a été établie par Tajima en 2003 [22],

$$\frac{\lambda_{\text{coupure}}}{\Lambda} \approx 2.8 \left( \frac{d}{\Lambda} - 0.406 \right)^{0.89} \quad (1.3)$$

Une représentation de cette loi est schématisée sur la Fig.1.8.b, où nous observons trois régimes de fonctionnement de la fibre considérée. Pour un rapport  $d/\Lambda$  supérieur à 0,4 la fibre présente un comportement similaire aux fibres conventionnelles : dans les courtes longueurs d'onde plusieurs modes peuvent être supportés par la fibre et au-delà d'une longueur d'onde, dite de coupure, la fibre devient monomode. Remarquons que pour un rapport inférieur à 0,4, la fibre est monomode quelque soit la longueur d'onde qui s'y propage. C'est pour cette raison que ces fibres sont parfois qualifiées de fibres « infiniment monomodes ».

### 1.1.2.6 Propriétés optiques intéressantes

Au début de leur développement, les fibres microstructurées présentaient une atténuation optique de l'ordre de 0,82 dB/m [23] puis de 3.2 dB/km à 1,55  $\mu\text{m}$  [24]. Cette valeur est bien supérieure aux pertes habituellement mesurées dans les fibres SMFs car il s'y ajoute des pertes dues à la rugosité au niveau des interfaces air/verre. Ces pertes ont rapidement diminuées à 1 dB/km, en améliorant les procédés de fabrication : utilisation d'un verre de silice très pur, mise en place de procédés de déshydratation (pour réduire les pertes dues aux ions  $\text{OH}^-$ ) et de polissage (pour éliminer les éraflures) [22]. Un groupe japonais détient actuellement le record des pertes les plus basses, obtenues en 2006, et qui sont de 0,28 dB/km à 1,55  $\mu\text{m}$  avec un coefficient de diffusion Rayleigh de 0,85  $\text{dB.km}^{-1}.\mu\text{m}^{-1}$  [25]. Les fibres photoniques sont actuellement très utilisées pour les installations FTTH (fiber

to the home) car elles présentent de très faibles pertes pour des courbures de petits diamètres. En effet, en 2005, une fibre présentant 0,011 dB de pertes par courbure de 5 mm de diamètre a été développée également pour limiter les pertes au niveau des soudures avec des fibres conventionnelles en conservant un diamètre de mode de 9,3  $\mu\text{m}$  à 1,55  $\mu\text{m}$  [26].

Une des propriétés intéressantes que présentent ces fibres est la liberté de conception. Le fait de pouvoir choisir la géométrie et l'agencement des trous d'air sur la section transverse permet de définir à l'avance le profil de dispersion de la fibre.

le zéro de dispersion peut être déplacé vers les courtes longueurs d'onde, ce qui favorise l'étalement spectral dans le visible, autrement dit la réalisation de sources blanches. Dans les fibres standards (SMF), la dispersion augmente dans le même sens que la longueur d'onde, passant d'une valeur négative (régime de dispersion normale) à une valeur positive (régime de dispersion anormale) à 1,3  $\mu\text{m}$ . Dans les PCFs, quand les trous présentent des diamètres importants, le cœur est de plus en plus isolé, jusqu'à ce qu'il ressemble à un filament de verre. Si toute la structure est très petite (diamètres des trous inférieurs à 1  $\mu\text{m}$ ), la dispersion nulle pour le mode fondamental peut être déplacée vers les longueurs d'onde du visible [10, 11].

le profil de dispersion peut être conçu selon l'application voulue. Par exemple la dépendance de la dispersion en fonction de la longueur d'onde peut être réduite dans les PCFs présentant de petites fractions d'air, à l'aide d'une conception minutieuse.

Enfin, dans les fibres microstructurées, il est possible d'obtenir des coefficients non linéaires beaucoup plus élevés que dans les fibres conventionnelles : alors que la plus forte non linéarité mesurée dans une fibre conventionnelle à saut d'indice est  $\gamma = 20 \text{ W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à 1550 nm, ce coefficient peut atteindre jusqu'à 640  $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$  dans les PCFs [27]. Cependant, dans beaucoup d'applications, la flexibilité sur la dispersion chromatique représente une opportunité plus intéressante que cette augmentation du coefficient non linéaire.

## 1.2 Effets non linéaires mis en jeu dans les fibres optiques

L'étude présentée dans les deux derniers chapitres ce manuscrit porte sur la génération de supercontinuum dans les fibres optiques de nouvelle génération. Pour élargir le spectre initial, une combinaison d'effets non linéaires se met en place dans la fibre. Bien que ces effets soient un réel inconvénient pour la transmission de l'information dans le domaine des télécommunications, ils sont très utiles dans la conception de composants d'optique guidée tels que les commutateurs, les amplificateurs ou encore les sources à large bande

---

spectrale, comme celles qui ont été développées lors de cette thèse.

Les effets non linéaires sont généralement définis à partir de la polarisation du matériau  $P = P_L + P_{NL}$ , comportant la réponse linéaire du matériau à un champ électromagnétique faible et la réponse non linéaire, associée à l'application d'un champ électromagnétique intense. Les parties linéaire et non linéaire de la polarisation sont liées au champ électrique appliqué suivant les relations suivantes

$$P_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E \quad (1.4)$$

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE \quad (1.5)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  les susceptibilités de premier et troisième ordre du matériau. La susceptibilité de second ordre n'est pas prise en compte dans les fibres optiques car ce sont des matériaux centrosymétriques. La susceptibilité d'ordre 1 est liée à l'indice de réfraction et au coefficient d'atténuation du milieu :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.6)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (1.7)$$

De même, nous définissons l'indice de réfraction et le coefficient d'atténuation non linéaires du matériau en fonction de la susceptibilité d'ordre 3,

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (1.8)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}[\chi^{(3)}] \quad (1.9)$$

Parmi les effets induits par la susceptibilité d'ordre 3, nous distinguons les effets élastiques, tels que l'effet Kerr, pour lesquels il n'y a aucun échange d'énergie entre le faisceau pompe et le milieu dans lequel il se propage, et les effets inélastiques, qui sont souvent nommés diffusion et qui résultent d'un échange d'énergie entre l'onde et le matériau. Dans la suite de cette partie, nous verrons dans un premier temps les différents phénomènes résultant de l'effet Kerr, puis dans un second temps les diffusions inélastiques.

### 1.2.1 Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique se traduit par la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde électromagnétique s'y propageant. L'indice de réfraction s'écrit alors,

$$n(z, t) = n_L(z, t) + n_2 I(z, t) \quad (1.10)$$

où  $n_L$  est l'indice du matériau soumis à un champ faible,  $n_2$  l'indice non linéaire du milieu, compris entre  $2, 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  et  $3, 2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  pour une fibre en silice [19].  $I(\omega)$  représente l'intensité lumineuse à l'entrée de la fibre.

#### 1.2.1.1 Automodulation de phase

Cette modification d'indice entraîne un déphasage non linéaire sur l'onde se propageant dans la fibre,

$$\Phi_{\text{NL}}(t) = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} LI(t)$$

Il s'agit d'un déphasage de l'onde sur elle-même, c'est pourquoi nous parlons de déphasage auto-induit et l'effet en résultant est nommé « automodulation de phase ». Les changements intervenant dans le spectre de l'impulsion sont dus à la dépendance temporelle de cette phase non linéaire. En effet, la dépendance temporelle du décalage fréquentiel, communément appelé *chirp* en anglais, est défini par

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi_{\text{NL}}(T)}{\partial T} \quad (1.11)$$

La Fig.1.9 représente ce décalage fréquentiel pour une impulsion gaussienne. Remarquons, sur cette figure, qu'à plusieurs composantes temporelles ( $T_1$  et  $T_2$ ) correspond un même décalage fréquentiel. Ces composantes interfèrent entre elles, ce qui crée des cannelures et un élargissement spectral de l'impulsion. L'automodulation de phase a pour effet de décaler les composantes de basses fréquences vers le front de l'impulsion et les composantes de hautes fréquences vers la queue de l'impulsion. Ce qui est l'inverse des effets de la dispersion en régime de dispersion anormale. La compensation mutuelle de ces deux effets en régime de dispersion anormale est à l'origine de la formation des solitons, c'est-à-dire des impulsions stationnaires dont le profil ne varie pas au cours du temps.

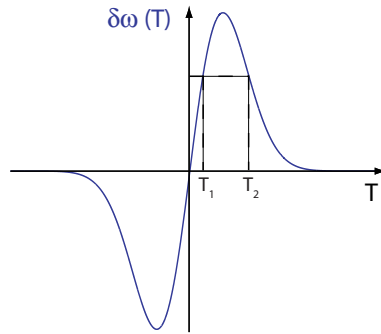


FIGURE 1.9 – Décalage fréquentiel d’une impulsion gaussienne par automodulation de phase.

### 1.2.1.2 Les solitons

Lorsqu’une impulsion lumineuse de profil arbitraire se propage dans une fibre dispersive non linéaire, elle tend à prendre la forme d’un soliton. Le soliton est défini comme une impulsion ne subissant aucune déformation au cours de sa propagation dans un milieu non linéaire. Plusieurs phénomènes physiques sont à considérer pour comprendre la formation de ces solitons :

1. Une impulsion de durée  $\Delta T$  a toujours une largeur spectrale finie  $\Delta\nu$ , qui vérifie la relation suivante  $\Delta\nu\Delta T \geq 1$ , réciproque de sa durée. Si l’impulsion est limitée par la transformée de Fourier alors  $\Delta\nu\Delta T = 1$ .
2. La vitesse de propagation des composantes spectrales de l’impulsion dépend de leur fréquence propre :

$$\beta_2 = \frac{\partial\beta_1}{\partial\omega} \text{ et } \beta_1 = \frac{1}{v_g} \quad (1.12)$$

$$\text{Si } \beta_2 < 0 \text{ alors } v_g \text{ croît avec la fréquence et } v_{bleu} > v_{rouge} \quad (1.13)$$

$$\text{Si } \beta_2 > 0 \text{ alors } v_g \text{ décroît avec la fréquence et } v_{bleu} < v_{rouge} \quad (1.14)$$

Ainsi, le décalage fréquentiel des différentes composantes spectrales de l’impulsion sous l’effet de la dispersion dépend du signe de celle-ci, comme le montre la Fig.1.10.

3. L’automodulation de phase (SPM) a pour effet de décaler les composantes de basses fréquences vers le front de l’impulsion et les hautes fréquences vers la queue de l’impulsion. Sur la Fig.1.11, nous avons représenté une impulsion subissant un décalage fréquentiel linéaire afin de simplifier la visualisation du phénomène L’automodulation de phase a donc pour effet d’élargir le spectre, en créant de nouvelles fréquences, sans déformer l’impulsion.
4. À partir des Fig.1.10.b et Fig.1.11, il est aisé de se représenter la possibilité d’une solution stable de l’équation de propagation, en régime anormal de dispersion, régime



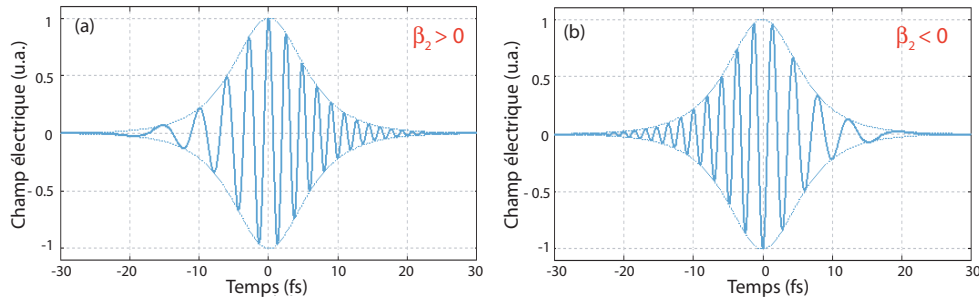


FIGURE 1.10 – Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre. (a) Chirp induit par une dispersion négative (b) et positive.

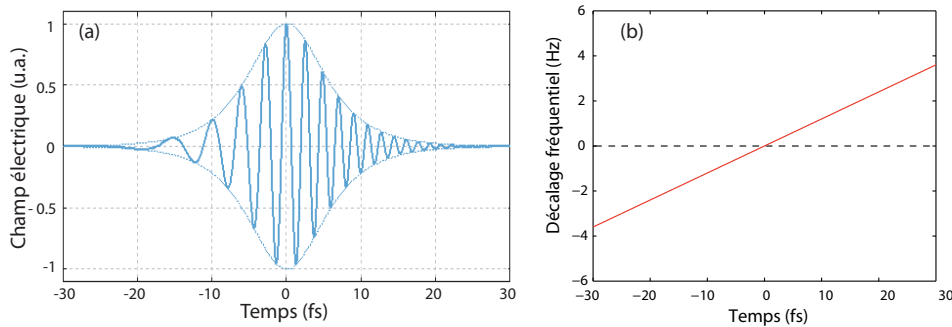


FIGURE 1.11 – (a) Impulsion « chirpée » au cours de sa propagation dans la fibre sous l'influence de l'automodulation de phase. (b) Décalage fréquentiel subi par l'impulsion à la fin de sa propagation dans la fibre.

dans lequel les effets de la dispersion et les effets non linéaires (d'automodulation de phase) se compensent pour former un soliton.

Les solitons sont généralement représentés, mathématiquement, par les équations

$$u(0, T) = N \operatorname{sech}(T/T_0) \quad (1.15)$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.16)$$

où  $T_0$  est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion,  $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  et  $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$  sont, respectivement, les longueurs de dispersion et non linéaire. La plus proche valeur entière de  $N$  représente l'ordre du soliton. Lorsque  $N=1$ , les deux longueurs caractéristiques définies ci-dessus sont égales et les effets non linéaires et de dispersion se compensent. Nous parlons alors de soliton fondamental. La Fig.1.12 représente le profil temporel d'un soliton fondamental, dont l'amplitude a la forme d'un sécante hyperbolique.

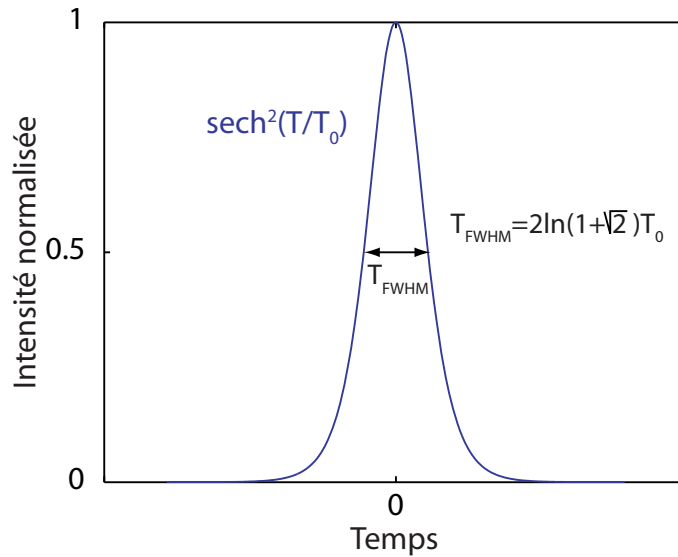


FIGURE 1.12 – Représentation d'un soliton fondamental ( $N=1$ ).

Lorsque  $N$  est supérieur à 1,5, nous parlons de solitons d'ordre supérieur et l'inégalité  $L_D > L_{NL}$  est vérifiée, ce qui signifie qu'un battement se crée entre les effets de l'auto-modulation de phase et de la dispersion. Dans les premiers mètres de la fibre l'impulsion s'élargit sous l'effet de l'auto-modulation de phase puis la dispersion, lorsqu'elle est anormale, contracte l'impulsion. Nous voyons apparaître une période solitonique au cours de laquelle l'impulsion se déforme jusqu'à atteindre une forme stable en sécante hyperbolique. Lors de ces déformations, une partie de l'énergie présente dans l'impulsion de départ est dissipée sous forme d'une radiation continue, appelée communément, onde non radiative ou onde dispersive. Cette notion sera développée dans le second chapitre de ce manuscrit.

### 1.2.1.3 Intermodulation de phase

L'intermodulation de phase se produit lorsque au moins deux ondes, de fréquences ou de polarisations différentes, se propagent simultanément dans une fibre optique. Cet effet est une conséquence directe de l'effet Kerr optique qui se manifeste par la modification de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'effet d'un champ électrique intense. En effet, lorsque deux ondes se propagent simultanément dans une fibre optique, l'une subit les effets de la première sur le milieu, et vice versa. Ce qui entraîne, pour une impulsion (1), le déphasage non linéaire suivant

$$\Delta\Phi_{\text{XPM}}^{(1)}(t) = 2\frac{2\pi n_2}{\lambda_0}LI_2(t) \quad (1.17)$$

où  $\Delta\Phi_{\text{XPM}}$  représente le déphasage non linéaire induit par intermodulation de phase

de la deuxième impulsion (d'intensité  $I_2$ ) sur la première.

#### 1.2.1.4 Instabilité modulationnelle

La propagation d'un faisceau continu (ou quasi-continu) dans une fibre optique est naturellement instable en raison de l'automodulation de phase. Cette instabilité entraîne une brisure de l'onde en un train d'impulsions ultracourtes. Ce phénomène est généralement étudié dans le régime de dispersion anormale, mais il peut être également observé en régime normal de dispersion lorsque le pompage s'effectue proche de la dispersion nulle sous réserve de certaines conditions sur les coefficients de dispersion d'ordre supérieur. Ces conditions sont déterminées à partir de la relation d'accord de phase. Une étude de la stabilité linéaire [19] permet d'établir cette relation dans le cas où seul le coefficient de second ordre est pris en compte pour la dispersion. Le point de départ de l'analyse est l'équation non linéaire de Schrödinger simplifiée, où ni les effets inélastiques, ni les pertes de la fibre ne sont pris en compte. L'équation de propagation s'écrit alors

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1.18)$$

où  $A(z, T)$  est l'amplitude de l'onde électromagnétique se propageant dans la fibre optique,  $\beta_2$  le coefficient de dispersion d'ordre 2 et  $\gamma$  le coefficient non linéaire de la fibre. Dans le cas d'une onde continue, l'amplitude  $A$  est indépendante du temps à l'entrée de la fibre (à  $z = 0$ ). Considérons qu'il en est de même tout au long de la propagation, alors les dérivées temporelles de  $A$  sont nulles et l'équation précédente s'écrit de la façon suivante,

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\gamma |A|^2 A \quad (1.19)$$

ce qui entraîne une écriture particulière de l'amplitude de l'onde, qui correspond à la solution du régime établi (*steady-state solution*),

$$\bar{A}(z, T) = \sqrt{P_0} e^{i\gamma P_0 z} \quad (1.20)$$

Cette expression implique que, lors de la propagation dans la fibre, la seule grandeur qui subit une modification est la phase, qui se décale d'une grandeur  $\Phi_{NL} = \gamma P_0 z$ . Étudions à présent la stabilité de cette solution en introduisant une petite perturbation  $a(z, T)$  sur l'enveloppe.

$$A(z, T) = \left( \sqrt{P_0} + a(z, T) \right) e^{i\gamma P_0 z} \quad (1.21)$$

Remplaçons l'expression de  $A(z, T)$  dans l'équation de Schrödinger simplifiée, en faisant l'hypothèse que  $\sqrt{P_0}a$  est négligeable devant  $P_0$ , il vient

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (1.22)$$

Prenons maintenant la transformée de Fourier de cette équation :

$$i \frac{\partial \tilde{a}(\Omega)}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \tilde{a}(\Omega) - \gamma P_0 (\tilde{a}(\Omega) + \tilde{a}(-\Omega)^*) \quad (1.23)$$

Les composantes en  $\Omega$  et en  $-\Omega$  sont couplées, d'où l'écriture des solutions suivante,

$$a(z, T) = a_1 e^{i(Kz - \Omega T)} + a_2 e^{-i(Kz - \Omega T)} = u + iv \quad (1.24)$$

Afin de faciliter la résolution de l'équation dans le domaine temporel [28], nous écrivons la solution  $a(z, T)$  sous la forme d'un complexe simple où  $u = (a_1 + a_2) \cos(Kz - \Omega T)$  et  $v = (a_1 - a_2) \sin(Kz - \Omega T)$ . En séparant les parties réelle et imaginaire, le système d'équations associé peut être résolu. Nous obtenons alors l'expression du désaccord de phase lié à l'instabilité modulationnelle (IM), lorsque nous prenons en compte uniquement la dispersion de second ordre,

$$K^2 = \left( \frac{\beta_2 \Omega}{2} \right)^2 \left[ \Omega^2 + \frac{4\gamma P_0}{\beta_2} \right] \quad (1.25)$$

Rappelons que le champ électromagnétique s'écrit :  $E(\vec{r}, t) = F_{x,y} A_{z,t} e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)}$ . Cette expression met en lumière la constante de propagation de l'onde et sa phase qui sont respectivement  $\beta_0 \pm K$  et  $\omega_0 \pm \Omega$ . Ainsi, les composantes de fréquences  $\omega_0 + \Omega$  et  $\omega_0 - \Omega$  représentent les bandes d'instabilité qui apparaissent lors du processus d'instabilité modulationnelle dans le domaine fréquentiel. Le lien entre les processus de mélange à quatre ondes et d'instabilité modulationnelle apparaît alors plus clairement. En effet, le deuxième est un cas particulier du premier, il s'agit du mélange à quatre ondes dégénéré.

### 1.2.1.5 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM, *Four Wave Mixing*) est un effet non linéaire mettant en jeu au moins trois ondes lumineuses. L'effet non dégénéré fait intervenir quatre ondes alors que l'effet dégénéré n'en fait intervenir que trois. Le principe peut être décrit, d'un point de vue quantique, comme l'annihilation de deux photons de pulsations respectives  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , provenant de deux ondes pompes (processus non dégénéré) ou d'une seule onde (processus dégénéré). Puis deux photons de pulsations différentes  $\omega_3$  et  $\omega_4$  sont créés, symétriques par rapport à la moyenne des pulsations des deux photons annihilés, telles que  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ .

Dans ce processus, le déphasage total entre les quatre ondes comprend un déphasage linéaire et un déphasage non linéaire, et s'écrit  $K = k_L + k_{NL} = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2)$ . En utilisant le développement de Taylor des coefficients de dispersion autour de la fréquence pompe  $\omega_p$ , le déphasage linéaire s'écrit de la façon suivante

$$K = \Omega^2 \beta_2 + \Omega^4 \frac{\beta_4}{12} + \gamma(P_1 + P_2) \quad (1.26)$$

où  $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p$  avec  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  et  $\omega_{as}$  les pulsations, respectivement, des ondes pompe, Stokes et anti-Stokes. Dans le cas d'un mélange à quatre ondes dégénéré,  $P_1 = P_2 = P_0$  et le déphasage entre les quatre ondes est le suivant,

$$K = \Omega^2 \beta_2 + \Omega^4 \frac{\beta_4}{12} + 2\gamma P_0 \quad (1.27)$$

Cette équation définit la relation d'accord de phase dans le processus d'instabilité modulationnelle.

## 1.2.2 Effets inélastiques

Les effets présentés dans la section précédente sont des effets non linéaires qualifiés d'élastiques, car il n'y a pas d'échange d'énergie entre la lumière et la matière. Autrement dit le milieu dans lequel se propage l'onde lumineuse a un comportement passif, ce qui explique la nécessité de conditions d'accord de phase pour la mise en place de ces phénomènes. Dans cette section nous présentons deux effets inélastiques ayant lieu dans les fibres optiques. Il s'agit de la diffusion Raman, qui fait intervenir des phonons optiques et de la diffusion Brillouin, faisant intervenir des phonons acoustiques. Ces effets sont toujours présents dans le milieu car ils ne nécessitent pas d'accord de phase. Le milieu a un comportement actif car il échange de l'énergie avec le faisceau lumineux qui le traverse.

### 1.2.2.1 Diffusion Raman

La diffusion Raman résulte de l'interaction entre une onde lumineuse et les phonons optiques de la silice. Une onde lumineuse injectée dans une fibre optique excite les molécules qui vibrent alors à leur fréquence propre avant de retourner à leur état d'équilibre : il s'agit donc de vibrations intramoléculaires. Le temps de relaxation de cet effet est de 75 fs et la fréquence propre de vibration des molécules de silice est 13,2 THz. Ainsi, un échange d'énergie a lieu entre le milieu et l'onde lumineuse qui se traduit par l'apparition d'une onde Stokes à  $\nu_R = 13,2$  THz de la fréquence de l'onde pompe  $\nu_p$ . Cependant, si pour la génération de cette onde Stokes seule l'énergie d'un photon est nécessaire ( $\omega_p = \omega_s + \Omega_R$ ), il faut l'énergie d'un photon ajoutée à l'énergie  $h\nu_R$ , associée à la fréquence de vibration des molécules de silice pour générer une onde anti-Stokes, du côté des hautes fréquences, comme le montre la Fig.1.13. Ainsi, le temps de vie du photon est trop court pour que cette onde anti-Stokes apparaisse spontanément, c'est pourquoi la courbe de gain correspondant à l'effet Raman est antisymétrique par rapport à  $\nu_p$ .

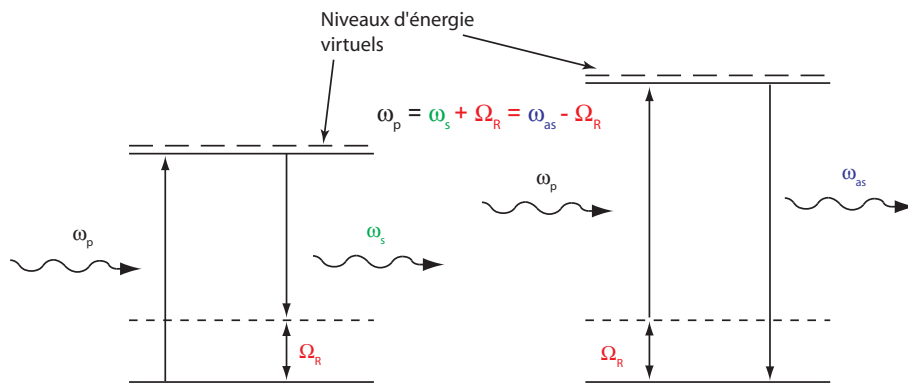


FIGURE 1.13 – Principe de la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques en silice.

La courbe en trait plein de la Fig.1.14 est la courbe de gain Raman et présente une largeur de raie de 5 THz [29]. Sur cette figure, la courbe en trait plein représente la partie imaginaire de la susceptibilité Raman, ce qui correspond au gain Raman du côté des hautes fréquences et à l'absorption Raman du côté des basses fréquences. La courbe en pointillés représente la partie réelle de la susceptibilité Raman, associée à la modification non linéaire de l'indice de réfraction.

Il existe deux régimes de diffusion : un régime spontané, toujours présent quelque soit la puissance de l'onde pompe, et un régime stimulé qui se produit au-delà d'une certaine puissance seuil,

$$P_{\text{seuil}} = \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (1.28)$$

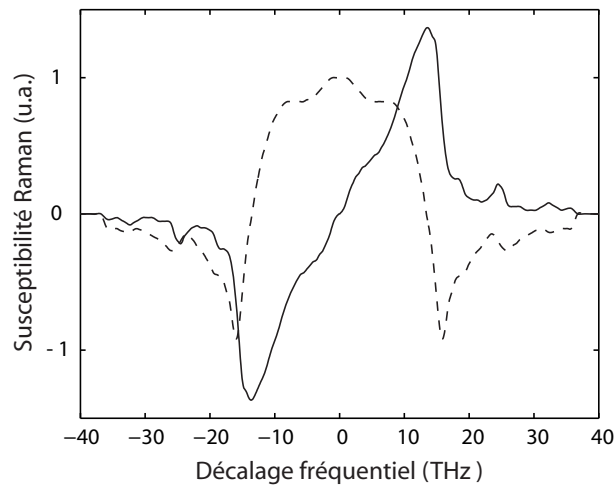


FIGURE 1.14 – Parties réelle (pointillés) et imaginaire (trait plein) de la susceptibilité Raman dans la silice.

où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode fondamental et  $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$  avec  $\alpha$  les pertes de la fibre à la longueur d'onde de pompe et  $L$  la longueur de la fibre.  $g_R$  est le gain Raman, égal à  $1, 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$  pour une fibre en silice mais fluctuant en fonction du dopage de la fibre. En effet, lorsque la fibre est dopée au germanium, comme c'est le cas des fibres conventionnelles fortement non linéaires, cette valeur augmente [30] et peut atteindre jusqu'à 9 fois la valeur du gain Raman dans une fibre en silice pure. Lorsque la puissance de l'onde incidente augmente l'amplitude de l'onde Stokes augmente également et agit, à son tour, comme une pompe secondaire qui génère une nouvelle onde Stokes. Nous parlons alors de composantes Stokes de premier et second ordre et de « cascade Raman ». Une dernière remarque sur ce phénomène concerne l'anti-symétrie du gain Raman. Cette caractéristique devrait logiquement interdire l'apparition d'onde anti-Stokes, symétriques des ondes Stokes par rapport à  $\nu_p$ . Cependant, un processus de mélange à quatre ondes entre l'onde pompe et les ondes Stokes entraîne la génération d'ondes anti-Stokes de grandes fréquences centrales. La diffusion Raman est un processus très utile pour la génération de supercontinuum. Il existe de la diffusion Raman co- et contra-propagative contrairement à la diffusion Brillouin qui n'autorise que des radiations Stokes contra-propagatives.

### 1.2.2.2 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin résulte de l'interaction d'une onde lumineuse avec des phonons acoustiques. L'onde lumineuse injectée dans la fibre crée une agitation thermique, responsable de la vibration intermoléculaire du milieu. Cette vibration des molécules les unes par rapport aux autres crée des ondes acoustiques de faible amplitude et une modification de l'indice de réfraction du milieu. L'onde lumineuse injectée dans le milieu est alors

rétrodiffusée par ces ondes acoustiques et décalée de la fréquence de l'onde pompe, par effet Doppler, d'une quantité  $\nu_B = 11,2$  GHz dans les fibres optiques en silice. L'efficacité de cette diffusion dépend du contraste du réseau d'indice, créé par l'interaction acousto-optique, qui lui, est fonction de la cohérence de l'onde injectée. Nous verrons par la suite que cette caractéristique a son importance dans la mise en place de la diffusion Brillouin. En effet, une largeur de raie du faisceau incident trop importante brouille le réseau acoustique et limite la diffusion Brillouin. Autrement dit, le seuil Brillouin dépend de la largeur de raie de la pompe,

$$P_{seuil} = \frac{21KA_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\nu_p \otimes \Delta\nu_B}{\Delta\nu_B} \quad (1.29)$$

où  $K$  est une constante liée à la polarisation des ondes pompes et Stokes,  $g_B$  la valeur du gain Brillouin à la fréquence  $\nu_B$  et  $A_{\text{eff}}$  l'aire effective de la fibre. Enfin,  $\Delta\nu_p$  et  $\Delta\nu_B$  sont, respectivement, les largeurs spectrales de la source et de la raie Brillouin. Dans les expériences présentées dans cette thèse, la diffusion Brillouin n'est pas prise en compte car les largeurs de raie des lasers utilisés sont trop importantes pour les régimes continus et le temps de relaxation des phonons acoustiques (10 ns) trop long pour les lasers impulsions utilisés.

### 1.2.3 Équation non linéaire de Schrödinger

Afin de modéliser la propagation d'une onde lumineuse à travers une fibre optique nous utilisons l'équation non linéaire de Schrödinger établie à partir de l'équation d'onde avec la polarisation non linéaire du milieu. Cette équation prend en compte les effets linéaires et non linéaires présentés dans la section précédente. Si nous ne prenons pas en compte les effets des diffusions Raman (dans le cas d'un régime de faible puissance) et Brillouin (quand la largeur de raie du laser pompe est trop importante), l'équation non linéaire de Schrödinger s'écrit comme suit :

$$\underbrace{\frac{\partial A}{\partial z}}_{\text{propagation}} + \underbrace{i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i\frac{\beta_4}{24}\frac{\partial^4 A}{\partial T^4}}_{\text{dispersion}} + \underbrace{\frac{\alpha}{2}A}_{\text{absorption}} = \underbrace{i\gamma|A|^2 A}_{\text{effet Kerr}} \quad (1.30)$$

Cette expression prend en compte les coefficients de dispersion jusqu'à l'ordre 4, car dans certaines de nos simulations (en particulier dans le second chapitre de ce manuscrit), la longueur d'onde de pompe est très proche de la dispersion nulle (ZDW), ce qui permet un développement de Taylor de  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence de pompe  $\omega_p$ .

Lorsque la diffusion Raman stimulée doit être prise en compte, dans les simulations nous



utilisons l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée,

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A \int_0^\infty [(1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)] |A|^2 dt \right) \quad (1.31)$$

où  $\delta(t)$  est la fonction de Dirac,  $h_R(t)$  est la fonction réponse Raman et  $f_R$  représente la contribution de l'effet Raman à l'effet Kerr optique. Sa valeur est estimée à partir du pic du gain Raman à 0,18 pour les fibres en silice. Cependant, elle augmente en fonction du dopage en germanium et peut atteindre une valeur de 0,36.

Dans cette équation, le terme proportionnel à  $\omega_0^{-1}$  est responsable de l'effet d'autorai-dissement. Pour des impulsions longues,  $T_0 > 5$  ps – dans le cas de régimes continus ou quasi-continus – le paramètre  $(\omega_0 T_0)^{-1}$  devient tellement faible que l'avant dernier terme de l'équation ci-dessus peut être négligé. C'est pourquoi nous avons utilisé l'équation (1.32) pour toutes nos simulations où l'effet Raman doit être pris en compte.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A}{\partial T^4} = i\gamma \left( A \int_0^\infty [(1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)] |A|^2 dt \right) \quad (1.32)$$

Le programme de simulations utilisé est basé sur la méthode Fourier itérative, *split step Fourier*, qui consiste à ne prendre en compte que les effets linéaires sur la moitié d'un pas d'itération et uniquement les effets non linéaires sur l'autre moitié du pas [19].

## 1.3 Petit historique sur la génération de supercontinuum

La première observation d'une génération de supercontinuum a été décrite par Alfano en 1970 [31]. Un laser picoseconde neodymium :verre, doublé en fréquence par un cristal de KDP ( $\lambda_p = 530$ nm), est injecté dans un verre de borosilicate BK-7. Ce système permet alors d'obtenir un élargissement spectral dans le visible sur la plage de longueurs d'onde 400-700 nm. Depuis, de nombreuses expériences ont été réalisées, dans différents milieux et différents régimes de pompage, dont nous pouvons retrouver quelques références dans le livre d'Alfano sur la génération de supercontinuum [32], dans l'article de Dudley *et al.* [33] ou encore dans la thèse de Tombelaine [34]. Cette partie rassemble, de manière succincte et d'un point de vue historique, quelques expériences réalisées essentiellement

dans des fibres optiques et, dans un premier temps, en régime de pompage continu, puis dans un second temps, en régime de pompage nanoseconde.

### 1.3.1 Régime continu

C'est en l'an 2000, par une équipe japonaise, qu'un premier supercontinuum avec une source lumineuse continue a été rapporté pour la première fois dans une fibre optique. Dans cette expérience, un laser fibré comportant deux cavités, l'une basée sur la diffusion Raman stimulée et l'autre sur la diffusion Brillouin stimulée, est injecté dans une fibre SMF de 500 m avec une longueur d'onde centrale de 1483,4 nm [35]. La largeur spectrale mesurée à la sortie de la fibre est alors de 100 nm. En 2003, Nicholson *et al.* publie un article dans *Applied Physics B* qui fait état des travaux menés sur la génération de supercontinuum dans des fibres hautement non linéaires en régime continu et pulsé dans le domaine Télécom, c'est-à-dire autour de 1550 nm [36]. Ce travail présente la génération de supercontinuum de 247 nm de large dans une fibre HNLF de 4,5 km à partir d'un laser fibré continu dopé Erbium centré à 1596 nm. Bien que les fibres microstructurées soient en plein essor à cette date, les fibres conventionnelles ont ce grand avantage de limiter les pertes au niveau des soudures avec les fibres standards. Dans cette expérience, le laser utilisé est fibré et le fait de pouvoir le souder directement à la fibre HNLF permet d'améliorer le taux de couplage de la pompe dans la fibre. Dans le troisième chapitre de ce manuscrit, nous verrons que nous avons utilisé cet avantage pour développer une source ultra large bande entièrement fibrée. Le développement de ces sources à large bande spectrale entièrement fibrées est un avantage dans de nombreux domaines tels que les télécoms et le biomédical. En particulier, des images de tomographie optique peuvent être réalisées *in vivo* avec une grande résolution grâce à une source continue présentant une largeur spectrale de 140 nm autour de 1,3  $\mu\text{m}$  [37]. L'utilisation de pompes continues pour la génération de supercontinuum entraîne de nouvelles interrogations sur les phénomènes physiques mis en jeu, mais aussi de nouvelles propriétés intéressantes et donc de nouveaux domaines d'application. En 2004, Mussot *et al.* ont mis en évidence le rôle du caractère partiellement cohérent d'une source continue dans l'initiation de l'élargissement spectral menant à la génération de supercontinuum [38]. Une expérience de génération de supercontinuum dans une fibre conventionnelle par pompage continu, a été présentée en même temps à la conférence de Toronto *Nonlinear Guided Waves* [39]. En 2005, une étude théorique a été menée pour montrer que l'homogénéité du spectre est intrinsèquement liée à l'incohérence de la pompe [40]. Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement un an plus tard par une équipe espagnole [41]. Nous nous appuyons sur ces études pour le travail présenté dans le second chapitre de ce manuscrit et qui porte sur l'instabilité modulationnelle et la génération d'ondes dispersives dans des fibres optiques en régime continu. Le pompage multi longueurs d'onde en régime continu a également été étudié expérimentalement pour la génération d'un supercontinuum ultra-large dans des fibres

---

conventionnelles [42]. Pour finir cet historique sur la génération de supercontinuum, citons un article espagnol présentant la génération de supercontinuum de 230 nm de large, généré autour de  $1,3 \mu m$  [43]. Quatre fibres standards de dispersions différentes ont été mises bout à bout afin d'obtenir une fibre avec une dispersion décroissante et améliorer ainsi l'élargissement spectral. Cette expérience a permis d'atteindre une puissance moyenne de sortie de 1,34 W.

---

### 1.3.2 Régime nanoseconde

Nous proposons un tableau Tab. 1.3, présentant les principales avancées de la génération de supercontinuum en régime nanoseconde, en citant l'année, la source, l'élargissement spectral maximal atteint et la référence de l'article relatant l'expérience. Dans ce tableau,  $P_c$  désigne la puissance crête du laser.

Année	Type de fibre	Type de source	Élargissement spectral	référence
1976	fibre en silice (19,5 m)	laser à colorant 10 ns / $P_c = 20\text{kW}$ $\lambda_p \propto \text{colorant}$	434 à 614 nm $\delta\lambda = 180\text{ nm}$	[44]
1997	SMF	laser fibré ytterbium 2 ns / $P_c = 10\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	1060 à 2300 nm $\delta\lambda = 1240\text{ nm}$	[45]
2001	PCF (1,8m)	microlaser Nd :YAG 0,8 ns / $P_c > 300\text{W}$ $\lambda_p = 532\text{ nm}$	450 à 800 nm $\delta\lambda = 350\text{ nm}$	[46, 47]
2004	fibre effilée immergée dans de l'oxyde de deutérium	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c \approx 9\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	600 à 1250 nm $\delta\lambda = 650\text{ nm}$	[48]
2004	PCF étirée diamètre cœur : 500 nm	microlaser 0,6 ns / $P_c = 1\text{kW}$ $\lambda_p = 532\text{ nm}$	400 à 850 nm $\delta\lambda = 450\text{ nm}$	[3]
2004	PCF	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c \approx 7\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	500 à 1900 nm $\delta\lambda = 1400\text{ nm}$	[49]
2004	PCF	laser Nd :YAG 2 pompes 0,6 ns / $\lambda_p = 1064\text{ nm}$ 0,42 ns / $\lambda_p = 532\text{ nm}$	IR $\delta\lambda > 800\text{ nm}$ visible $\delta\lambda = 300\text{ nm}$	[50]
2005	PCF grande aire effective	laser Nd :YAG 3 ns / $P_c = 670\text{mW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	800 à $> 1750\text{ nm}$ $\delta\lambda > 950\text{ nm}$	[51]
2006	PCF effilée ZDW décroissant	laser Nd :YAG 0,6 ns / $P_c = 15\text{kW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	375 à $> 1750\text{ nm}$ $\delta\lambda = 1375\text{ nm}$	[52]
2008	PCF Tellurite hautement non linéaire	laser Ti :Saphire 100 fs / $P_c = 250\text{mW}$ $\lambda_p = 1064\text{ nm}$	789 à 4870 nm $\delta\lambda = 4080\text{ nm}$	[53]

TABLE 1.3 – Historique de la génération de supercontinuum en régime nanoseconde.

## Conclusion

Nous avons introduit le contexte de l'étude décrite dans les chapitres suivants en présentant, dans un premier temps les fibres optiques utilisées dans nos expériences et, dans un second temps, les effets non linéaires se produisant dans ces milieux diélectriques lors de la propagation d'un faisceau lumineux intense. Les fibres conventionnelles ont comme principal attrait leurs faibles pertes linéaires et leur facilité de connexion à des composants fibrés, tels que les multiplexeurs, les filtres et les contrôleurs de polarisation. Les fibres microstructurées ne sont pas dénuées d'intérêt car elles peuvent posséder un coefficient non linéaire plus de trente fois supérieur à celui des fibres conventionnelles hautement non linéaires et ont la particularité séduisante d'avoir un profil de dispersion flexible en fonction de l'agencement des trous d'air [5, 21, 54].

Lorsqu'une onde lumineuse intense se propage dans ces fibres, des effets non linéaires se mettent en place [19]. Ils peuvent être séparés en deux grandes catégories, l'effet Kerr optique, dû à la modification de l'indice de réfraction du milieu en fonction de l'intensité de l'onde s'y propageant, et les effets inélastiques, pour lesquels un échange d'énergie se produit entre l'onde et la pompe. Ces derniers regroupent les diffusions Raman [55] et Brillouin [56]. Tous ces effets non linéaires sont rassemblés dans l'équation non linéaire de Schrödinger qui permet de simuler la propagation d'une onde électromagnétique dans une fibre optique.

Enfin nous terminons cette présentation générale sur un historique de la génération de supercontinuum dans les fibres optiques [32], à partir de sources continues et nanosecondes.

---

## Bibliographie

- [1] T. Okuno, T. Nakanishi, M. Hirano, et M. Onishi, “Practical Considerations for the Application of Highly Nonlinear Fibers,” in *Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, OFC/NFOEC*, OTuJ1 (25-29 Mars 2007).
  - [2] T. Nakanishi, M. Hirano, T. Okuno, et M. Onishi, “Silica-based highly nonlinear fiber with  $\gamma = 30/\text{W}/\text{km}$  and its FWM-based conversion efficiency,” in *Optical Fiber Communication, OFC*, OTuH7 (5-10 mars 2006).
  - [3] S. Leon-Saval, T. Birks, W. Wadsworth, P. S. J. Russell, et M. Mason, “Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides,” *Opt. Exp.* **12**(13), 2864–2869 (2004).
  - [4] P. Kaiser, E. A. J. Marcatili, et S. Miller, “A new optical fiber,” *The Bell System Technical Journal* **52**(2), 265–269 (1973).
  - [5] A. Bjarklev, J. Broeng, et A. S. Bjarklev, *Photonic Crystal Fibres* (Kluwer Academic Publishers, 2003).
  - [6] P. S. J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers,” *J. Lightwave Technol.* **24**(12), 4729–4752 (2006).
  - [7] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. Russell, et D. M. Atkin, “Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding,” in *Conf. Optical Fiber Commun.* (San Jose, CA, 1996). Postdeadline Paper PD3.
  - [8] 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).
  - [9] J. Knight, T. Birks, R. Cregan, P. S. J. Russel, et J.-P. de Sandro, “Large mode area photonic crystal fiber,” *Electron. Lett.* **34**(13), 1347–1348 (1998).
  - [10] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, “Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **23**(21), 1662–1664 (1998).
  - [11] J. C. Knight, J. Arriaga, T. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. Wadsworth, et P. S. J. Russel, “Anomalous dispersion in photonic crystal fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12**, 807–809 (2000).
  - [12] R. Cregan, B. Mangan, J. Knight, T. Birks, P. S. J. . Russel, P. Roberts, et D. Allan, “Single-mode photonic band gap guidance of light in air,” *Science Magazine* **285**(5433), 1537–1539 (1999).
-

- 
- [13] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, et P. S. J. Russell, “Highly birefringent photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **25**(18), 1325–1327 (2000).
- [14] B. Mangan, J. Knight, T. Birks, P. S. J. Russel, et A. Greenaway, “Experimental study of dualcore photonic crystal fiber,” *Electron. Lett.* **36**(16), 1358–1359 (2000).
- [15] V. R. Kumar, A. George, W. Reeves, J. Knight, P. Russell, F. Omenetto, et A. Taylor, “Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **10**(25), 1520–1525 (2002).
- [16] V. V. R. K. Kumar, A. George, J. Knight, et P. Russell, “Tellurite photonic crystal fiber,” *Opt. Exp.* **11**(20), 2641–2645 (2003).
- [17] P. Yeh, A. Yariv, et E. Marom, “Theory of Bragg fiber,” *J. Opt. Soc. Am.* **68**(9), 1196 (1978).
- [18] T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, “Endlessly single-mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **22**(13), 961–963 (1997).
- [19] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Optics and Photonics, 2007).
- [20] J. R. Folkenberg, N. A. Mortensen, K. P. Hansen, T. P. Hansen, H. R. Simonsen, et C. Jakobsen, “Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers,” *Opt. Lett.* **28**(20), 1882–1884 (2003).
- [21] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. Guenneau, et D. Felbacq, *Foundations of photonic crystal fibres* (Imperial College Press, 2005).
- [22] K. Tajima, K. Nakajima, K. Kurokawa, N. Yoshizawa, et M. Ohashi, “Low-loss photonic crystal fibers,” in *Optical Fiber Communication*, vol. 70 of *Paper ThS3*, pp. 523–524 (OSA, Washington DC, 2002).
- [23] H. Kubota, K. Suzuki, S. Kawanishi, M. Nakazawa, M. Tanaka, et M. Fujita, “Low loss, 2 km-long photonic crystal fiber with zero GVD in the near IR suitable for picosecond pulse propagation at the 800 nm band,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2001).
- [24] T. Hasegawa, E. Sasaoka, M. Onishi, M. Nishimura, Y. Tsuji, et M. Koshiba, “Novel hole-assisted lightguide fiber exhibiting large anomalous dispersion and low loss below 1 dB/km,” in *Optical Fiber Communication*, PD5 (2001).
- [25] K. Kurokawa, K. Tajima, K. Tsujikawa, K. Nakajima, T. Matsui, I. Sankawa, et T. Haibara, “Penalty-Free Dispersion-Managed Soliton Transmission Over a 100-km Low-Loss PCF,” *J. Lightwave Technol.* **24**(1), 32–39 (2006).
-

- [26] K. Saitoh, Y. Tsuchida, et M. Koshiba, “Bending-insensitive single-mode hole-assisted fibers with reduced splice loss,” *Opt. Lett.* **30**(14), 1179–1781 (2005).
  - [27] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, D. Richardson, et T. Monro, “Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers,” *Opt. Exp.* **11**(26), 3568–3573 (2003).
  - [28] D. Anderson et M. Lisak, “Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals,” *Opt. Lett.* **9**(10), 468–470 (1984).
  - [29] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, et H. A. Haus, “Raman response function of silica-core fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(6), 1159–1166 (1989).
  - [30] H.-S. Seo et K. Oh, “Optimization of silica fiber Raman amplifier using the Raman frequency modeling for an arbitrary GeO concentration 2 in the core,” *Opt. Com.* **181**(1-3), 145–151 (2000).
  - [31] R. R. Alfano et S. L. Shapiro, “Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass,” *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584–587 (1970).
  - [32] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source*, 2nd ed. (Birkhäuser, 2006).
  - [33] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
  - [34] V. Tombelaine, “Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice,” Thèse de doctorat, Université de Limoges (2007).
  - [35] M. Prabhu, N. Kim, et K. Ueda, “Ultra-Broadband CW Supercontinuum Generation Centered at 1483.4 nm from Brillouin/Raman Fiber Laser,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **39**(4A), 291–293 (2000).
  - [36] J. Nicholson, A. Abeeluck, C. Headley, M. Yan, et C. Jorgensen, “Pulsed and continuous-wave supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers,” *Apl. Phys. B* **77**, 211–218 (2003).
  - [37] P.-L. Hsiung, Y. Chen, T. Ko, J. Fujimoto, C. de Matos, S. Popov, J. Taylor, et V. Gapontsev, “Optical coherence tomography using a continuous-wave, high-power, Raman continuum light source,” *Opt. Exp.* **12**(22), 5287–5295 (2004).
  - [38] A. Mussot, E. Lantz, H. Maillotte, T. Sylvestre, C. Finot, et S. Pitois, “Spectral broadening of a partially coherent CW laser beam in single-mode optical fibers,” *Opt. Exp.* **12**, 2838–2843 (2004).
-



- 
- [39] P.-A. Champert, V. Couderc, et A. Barthélémy, “Multi-watt, continuous wave, continuum generation in dispersion shifted fiber by use of high power fiber source,” in *Nonlinear Guided Waves and Their Applications, NLGW*, MD4 (Optical Society of America, 2004).
- [40] F. Vanholsbeeck, S. Martin-Lopez, M. Gonzalez-Herraez, et S. Coen, “The role of pump incoherence in continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **13**(17), 6615–6625 (2005).
- [41] S. Martin-Lopez, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, L. Abrardi, M. L. Hernanz, et M. Gonzalez-Herraez, “Experimental investigation of the effect of pump incoherence on nonlinear pump spectral broadening and continuous-wave supercontinuum generation,” *Opt. Lett.* **31**(23), 3477–3479 (2006).
- [42] T. Sylvestre, A. Vedadi, H. Maillotte, F. Vanholsbeeck, et S. Coen, “Supercontinuum generation using continuous-wave multiwavelength pumping and dispersion management,” *Opt. Lett.* **31**(13), 2036 (2006).
- [43] L. Abrardi, S. Martín-López, A. Carrasco-Sanz, P. Corredera, M. L. Hernanz, et M. González-Herráez, “Optimized All-Fiber Supercontinuum Source at 1.3  $\mu\text{m}$  Generated in a Stepwise Dispersion-Decreasing-Fiber Arrangement,” *J. Lightwave Technol.* **25**(8), 2098 – 2102 (2007).
- [44] C. Lin et R. H. Stolen, “New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy,” *Apl. Phys. Lett.* **28**(4), 216–218 (1976).
- [45] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, et V. P. Gapontsev, “Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser,” *Opt. Lett.* **22**(5), 298–300 (1997).
- [46] L. Provino, J. Dudley, H. Maillotte, N. Grossard, R. Windeler, et B. Eggleton, “Compact broadband continuum source based on a microchip laser pumped microstructured fibre,” *Electron. Lett.* **37**(9), 558–560 (2001).
- [47] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, et S. Coen, “Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping,” *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765–770 (2002).
- [48] C. Cordeiro, W. Wadsworth, T. Birks, et P. Russell, “Octave supercontinuum generated in tapered conventional fibres by a nanosecond 1064 nm laser,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* **2** (2004).
- [49] W. Wadsworth, N. Joly, F. Biancalana, J.C.Knight, T.A.Birks, et P.St.J.Russell, “Compact supercontinuum generation and four-wave mixing in PCF with 10ns laser pulses,” *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2004).
-

- [50] P.-A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, et P. Nérin, “White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system,” *Opt. Exp.* **12**(19), 4366–4371 (2004).
  - [51] G. Genty, T. Ritari, et H. Ludvigsen, “Supercontinuum generation in large mode-area microstructured fibers,” *Opt. Exp.* **13**(21), 8625–8633 (2005).
  - [52] A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov, et J. R. Taylor, “Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation,” *Opt. Exp.* **14**(12), 5715–5722 (2006).
  - [53] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. Cordeiro, J. Knight, et F. G. Omenetto, “Over 4000 nm Bandwidth of Mid-IR Supercontinuum Generation in sub-centimeter Segments of Highly Nonlinear Tellurite PCFs,” *Opt. Exp.* **16**(10), 7161–7168 (2008).
  - [54] B. Kibler, “Propagation non-linéaire d’impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelles génération,” Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Ecole Doctorale Sciences Physiques pour l’Ingénieur et Microtechniques, Besançon (2007).
  - [55] T. Sylvestre, “Amplification et conversion paramétriques, décalage et suppression de fréquences, par processus Kerr et Raman dans les fibres optiques,” Thèse de doctorat, U.F.R. des sciences et techniques de l’université de Franche-Comté, Besançon, France (1999).
  - [56] J.-C. Beugnot, “La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées,” Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté - Ecole Doctorale Sciences Physiques Pour l’Ingénieur et Microtechniques, Besançon, France (2007).
-