

Génération de nouvelles longueurs d'onde par effets non linéaires dans les fibres

Nous nous sommes ensuite intéressés aux processus de création de nouvelles composantes spectrales dans les fibres optiques en silice pour élargir nettement le spectre de notre source. En utilisant le faisceau généré par la source ps basse cadence présentée ci-dessus comme faisceau de pompe, nous avons étudié l'élargissement spectral pour différentes fibres optiques et différentes longueurs d'onde d'injection. Nous rapportons dans ce chapitre les résultats les plus intéressants, obtenus avec des fibres microstructurées.

III.1 – Les effets non linéaires dans les fibres

La réponse de n'importe quel diélectrique à la lumière devient non linéaire pour des champs électromagnétiques intenses, et les fibres en silice ne font pas exception. D'un point de vue fondamental, l'origine de la réponse non linéaire est reliée au mouvement anharmonique des électrons liés sous l'influence du champ appliqué [Agrawal 1995].

Les fibres optiques sont très intéressantes pour générer de tels effets car, en confinant la lumière dans le cœur de la fibre, elles permettent de maintenir des intensités optiques importantes sur de grandes distances, ce qui entraîne une augmentation des effets non linéaires. D'une manière générale, ce qu'on appelle la génération de supercontinuum est l'élargissement spectral subie par une impulsion incidente de bande étroite pour produire une impulsion de sortie avec un spectre extrêmement large et continu.

De tels supercontinua ont été générés au cours de nombreuses expériences avec des conditions expérimentales très différentes (type de fibres, durée et énergie des impulsions, longueur d'onde d'injection,...). Aussi, il est difficile d'isoler la contribution des différents effets non linéaires (automodulation de phase, modulation de phase croisée, mélange à quatre ondes, instabilité de modulation, fission soliton, génération d'ondes dispersives, diffusion Raman), même si individuellement tous ces effets sont bien connus. Il existe effectivement une théorie solide basée sur les équations de propagation du champ (équation de Schrödinger non linéaire) qui est largement développée dans la littérature et qui permet d'étudier ces différents effets en détail [Agrawal 1995], [Banerjee 2004].

Notre propos ici n'est pas de nous lancer dans une analyse complexe et longue des différents effets non linéaires présents dans la fibre. Nous allons juste présenter de manière simple les principaux effets non linéaires responsables des premières étapes de l'élargissement spectral dans le régime ps qui nous intéresse, pour donner des pistes dans la compréhension des phénomènes observés lors des expériences que nous avons réalisées.

Dans une fibre optique « classique », la différence d'indice cœur-gaine relative est $\Delta = \frac{(n - n_g)}{n}$

avec n l'indice du cœur et n_g l'indice de la gaine. Classiquement, le cœur et la gaine sont deux cylindres de verre concentriques, et le guidage se fait par réflexion totale (voir chapitre 3) à l'interface cœur gaine. L'apparition des premières fibres microstructurées à la fin des années 1990 a ouvert de nouvelles perspectives [Knight 1996-97]. En introduisant des trous dans certaines parties de la fibre (cœur, gaine), il est possible de modifier considérablement les propriétés de guidage (figure 2-21).

Il existe différents types de fibres microstructurées,[Russell 2003] mais ce sont uniquement celles à cœur solide entouré d'une région de trous qui sont utilisées pour la génération de supercontinuum. Dans ce cas, l'indice effectif de la région centrale « pleine » est supérieur à celui de la région avec les trous, ce qui provoque un guidage par réflexion totale interne comme dans les fibres classiques (d'autres fibres PCF avec des cœurs creux par exemple ont un guidage qui se fait par bande photonique interdite). Les degrés de liberté offerts par la modification des trous (taille, pas) permettent, en modifiant Δ et la taille du cœur de créer des propriétés de guidage particulières.

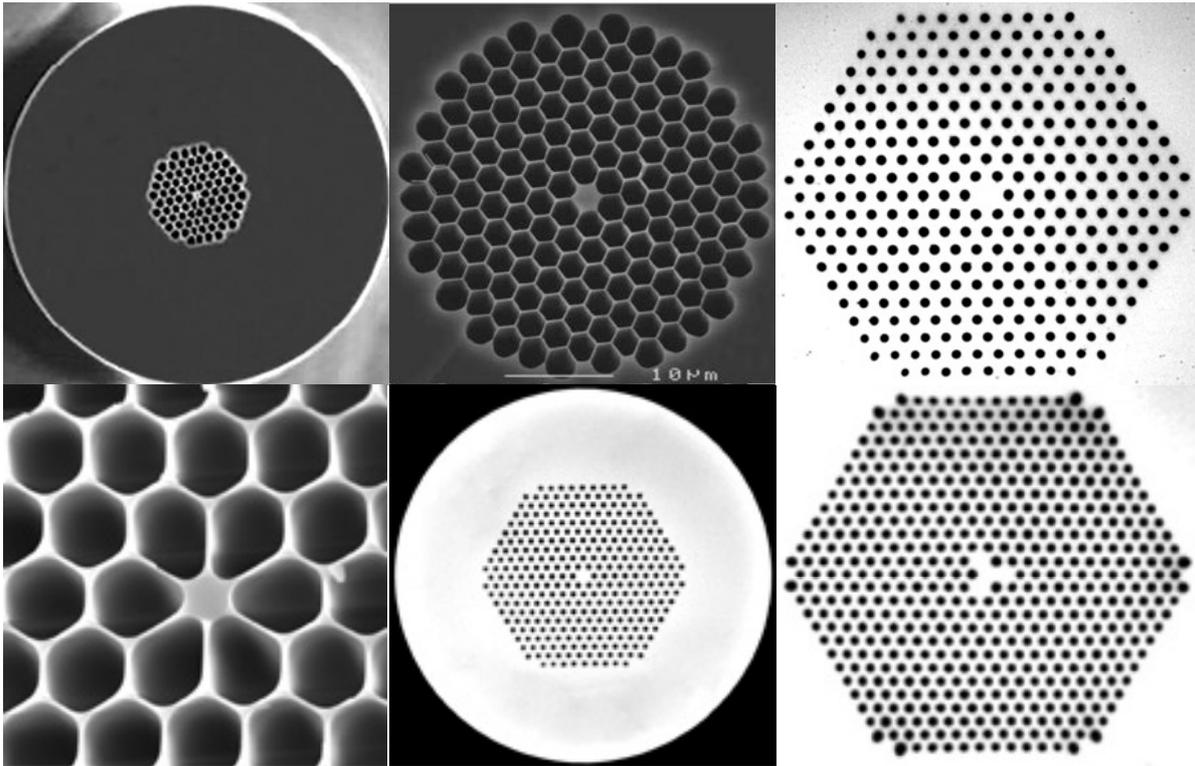


Figure 2- 21 : Photographies en microscopie électronique à balayage de fibres microstructurées utilisées pour la génération de supercontinuum [Crystal Fibre 2008].

Un paramètre essentiel dans la génération de supercontinuum par effets non linéaire est la dispersion. Ce paramètre D , relié à la dérivée seconde β_2 de la constante de propagation du mode par $D = \beta_2 \times \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)$ avec c la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde, et associé à la dispersion de vitesse de groupe, détermine les différences de temps de groupe des paquets de fréquences. En effet, ces derniers ne vont pas se propager à la même vitesse dans la fibre, l'indice effectif variant selon la longueur d'onde. Les propriétés du guidage vont être différentes suivant que la longueur d'onde étudiée est supérieure ou inférieure à λ_D , longueur d'onde de zéro dispersion pour laquelle $D = 0$. Nous allons nous intéresser ici au cas le plus simple d'une fibre avec une seule longueur d'onde d'annulation de la dispersion. Lorsque la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de zéro dispersion, la dispersion est négative, et nous nous situons dans un régime de dispersion normale. Dans ce régime, les fréquences les plus hautes (dites bleues) de l'impulsion voyagent plus lentement que les composantes de fréquences plus basses (dites rouges). Et c'est l'inverse dans le régime de dispersion anormale, pour lequel la longueur d'onde étudiée est supérieure à celle de zéro dispersion ; et dans ce cas la dispersion est positive. Ce dernier régime est d'un intérêt considérable pour l'étude des effets non linéaires puisqu'en dispersion anormale, les effets dispersifs et non linéaires peuvent se compenser, ce qui permet la propagation de solitons, qui sont des impulsions dont les enveloppes temporelle et spectrale ne sont pas modifiées au cours de la propagation [Agrawal 1995].

Dès lors, en modifiant la géométrie des trous, il est possible de changer la dispersion et de diminuer la longueur d'onde de zéro dispersion [Mogilevtsev 1998]. En travaillant sur la taille et la répartition des trous, l'aire effective du mode peut être réduite, et le rapport air/silice peut être considérablement augmenté. Ainsi, on peut améliorer le confinement et augmenter les non

linéarités de type Kerr [Broderick 1999]. Pendant la fabrication, il est également possible de créer de la biréfringence. Avec des fibres hautement biréfringentes, l'état de polarisation est préservé, ce qui augmente les interactions non linéaires, de telle sorte qu'une puissance plus faible est nécessaire pour élargir le spectre [Lehtonen 2003]. Mais l'influence de paramètres tels que la biréfringence ou le maintien de polarisation sur l'élargissement spectral est pour l'heure rarement étudiée. Ils compliquent encore plus les processus non linéaires, et dans ce cas il est impossible d'utiliser un modèle de propagation scalaire [Zhu 2004].

Les processus responsables des premières étapes de l'élargissement spectral sont très différents suivant le régime de dispersion (normale ou anormale) et la durée des impulsions [Dudley 2006], [Schreiber 2003].

Beaucoup de travaux ont été réalisés avec des impulsions femtosecondes. Avec de telles durées d'impulsion, en régime de dispersion normale l'élargissement est dominé par l'automodulation de phase, et en régime de dispersion anormale, la fission solitonique et les processus reliés jouent un rôle prépondérant [Coen 2001], [Coen 2002], [Dudley 2006]. L'automodulation de phase fait référence au décalage de phase auto-induit pendant la propagation à cause des modifications de l'indice provoquées par les puissances crêtes très importantes des impulsions femtosecondes (non linéarités Kerr). L'automodulation de phase est responsable, entre autres, de l'élargissement spectral symétrique des impulsions et de l'existence de solitons optiques dans le régime de dispersion anormale [Agrawal 1995].

Lorsque l'on travaille avec des impulsions plus longues (ps, ns,...), le spectre initial de chaque impulsion est beaucoup moins large, et par conséquent l'automodulation de phase apporte une contribution très faible à l'élargissement spectral global. Dans ces conditions, le supercontinuum résulte essentiellement de la génération directe de nouvelles composantes provenant de mélanges à quatre ondes ou de diffusions Raman stimulées, ainsi que d'un élargissement et d'une réunion de ces composantes spectrales [Coen 2001], [Seefeldt 2003], [Rulkov 2005], [Dudley 2006]. En effet, avec des impulsions ps, la fission solitonique (cassage de l'impulsion dans le domaine temporel en un train d'impulsions solitons fs) possède une longueur caractéristique bien plus grande que les deux processus précités, qui dominent donc les étapes initiales.

Le mélange à quatre ondes se manifeste lorsque deux photons de pompe de forte intensité sont couplés par la susceptibilité du troisième ordre $\chi^{(3)}$ pour générer un photon Stokes, et un photon anti-Stokes. Cet effet non linéaire est élastique, c'est-à-dire qu'aucune énergie n'est échangée entre le champ électromagnétique et le milieu diélectrique. Il fait partie des effets non linéaires de plus bas ordre (car c'est $\chi^{(3)}$ qui en est responsable, comme pour les phénomènes de réfraction non linéaire tels que l'auto modulation de phase ou la modulation de phase croisée) [Agrawal 1995].

Les décalages de fréquence du mélange à quatre ondes sont déterminés par des conditions d'accord de phase et de gain qui dépendent du profil de dispersion et donc de la géométrie optique de la fibre [Baldeck 1987]. En régime de dispersion anormale, la bande de gain est plus large (figure 2-22). Si le décalage en fréquence entre les ondes est trop important, une différence conséquente de vitesses de groupe (« walkoff ») des ondes amplifiées va rapidement apparaître à cause de la dispersion. Dès lors il n'y a plus de recouvrement temporel des différentes impulsions et donc pas de transfert d'énergie possible. Cependant, ce problème peut en partie être résolu en privilégiant des processus d'accord de phase multimodaux [Dudley 2002].

Dans le cas du mélange à quatre ondes qui va nous intéresser par la suite, les deux ondes de pompe ont la même fréquence, qui est celle du laser d'injection (cas dégénéré). Cette pompe est convertie en une paire de bandes latérales paramétriques, l'une décalée vers les plus grandes

longueurs d'ondes (Stokes) et l'autre vers les plus courtes (anti-Stokes). Le grossissement de ces bandes latérales se fait pour des fréquences satisfaisant la condition d'accord de phase et démarre sur du bruit généré par l'instabilité de modulation de la source.

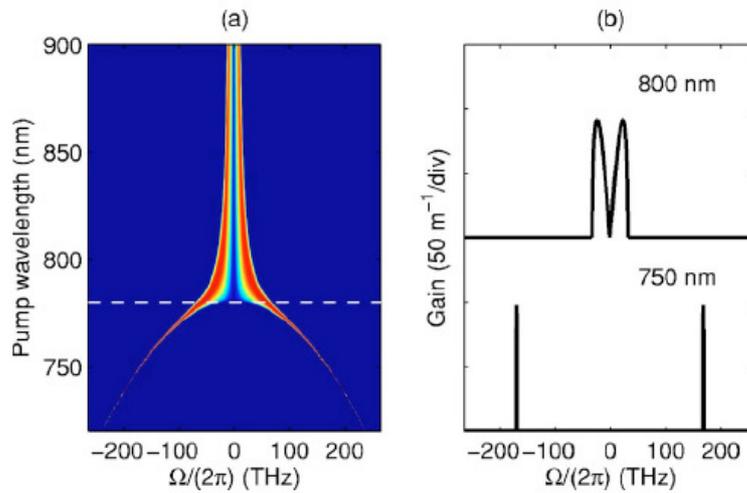


Figure 2-22 : Exemple de gain paramétrique du mélange à quatre ondes en fonction du décalage en fréquence $\Omega/(2\pi)$ par rapport à la fréquence de pompe pour une fibre donnée [Dudley 2006]. (a) Représentation linéaire pour différentes longueurs d'onde de pompe. (b) Courbes du gain pour deux longueurs d'onde particulières. La courbe pointillée représente la longueur d'onde de zéro dispersion de la fibre (780 nm), et les calculs supposent une puissance crête de pompe de 500W.

L'effet Raman quant à lui est un phénomène de diffusion inélastique stimulée : le champ optique transfère une partie de son énergie au milieu. Nous pouvons tenter d'expliquer cet effet de manière simple : un photon incident est annihilé pour créer un photon Stokes et un phonon avec une énergie et un moment correct pour qu'il y ait conservation globale de l'énergie et du moment. Bien sur, un photon de plus haute énergie à la fréquence anti-Stokes peut aussi être créé si un phonon avec la bonne énergie et le bon moment est disponible. Le décalage entre le photon incident et le photon créé dépend du matériau siège de ce processus. Dans le cas de la silice, ce décalage est de 13 THz [Agrawal 1995].

L'effet Raman se manifeste concrètement par une amplification de bandes latérales à partir du bruit. L'onde Stokes créée est amplifiée en se copropageant avec la pompe, puis ensuite, à condition que les intensités atteignent le seuil imposé par ce processus, il peut y avoir un effet cascade. Il est important de noter que le gain Raman est fortement asymétrique et crée très majoritairement des fréquences Stokes.

Si on compare le rôle de ces deux effets dans la génération d'un supercontinuum en régime picoseconde, on s'aperçoit que le gain Raman maximal est plus petit que le gain pour le mélange à quatre ondes. Ainsi on peut observer la signature d'une cascade Raman discrète uniquement quand l'efficacité du mélange à quatre ondes est réduite. Ceci est illustré sur la figure 2-23. Le gain paramétrique de la fibre étudiée est celui de la figure 2-22. A une longueur d'onde de pompe de 700 nm, le gain du mélange à quatre ondes est faible et le décalage en fréquences des ondes vérifiant l'accord de phase est trop important pour avoir un effet efficace. Par conséquent on aperçoit un élargissement spectral obtenu par cascade Raman. Pour une longueur d'onde de pompe de 750 nm, le gain du mélange à quatre ondes est supérieur au gain Raman, et donc les premières étapes de l'élargissement spectrale sont dominées par le mélange à quatre ondes.

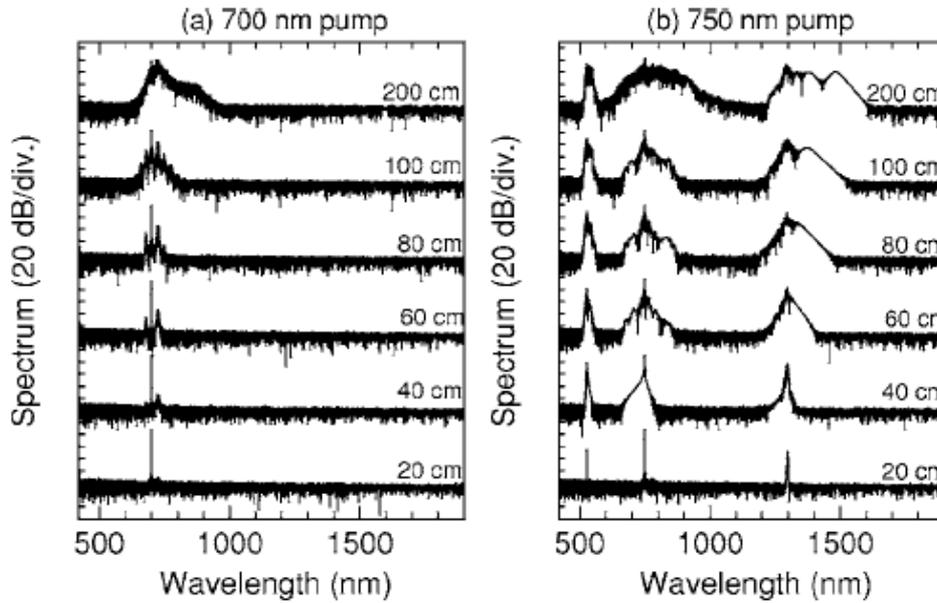


Figure 2-23: résultats de simulations numériques montrant l'évolution spectrale à différentes distances de propagation pour différentes longueurs d'onde de pompe [Dudley 2006]. La fibre utilisée est la même que dans la figure précédente. L'impulsion incidente a une puissance de 500 W et une durée de 20 ps.

III.2 – Montage expérimental

Pour cette étude, nous utilisons le laser qui a été présenté à la fin du paragraphe II. Rappelons juste que cet oscillateur délivre des trains d'impulsions de 15 ps à une cadence de 4 MHz et à une longueur d'onde de 1064 nm. En utilisant l'amplificateur, nous disposons au final d'une puissance moyenne de 4,5 W en sortie de cette source.

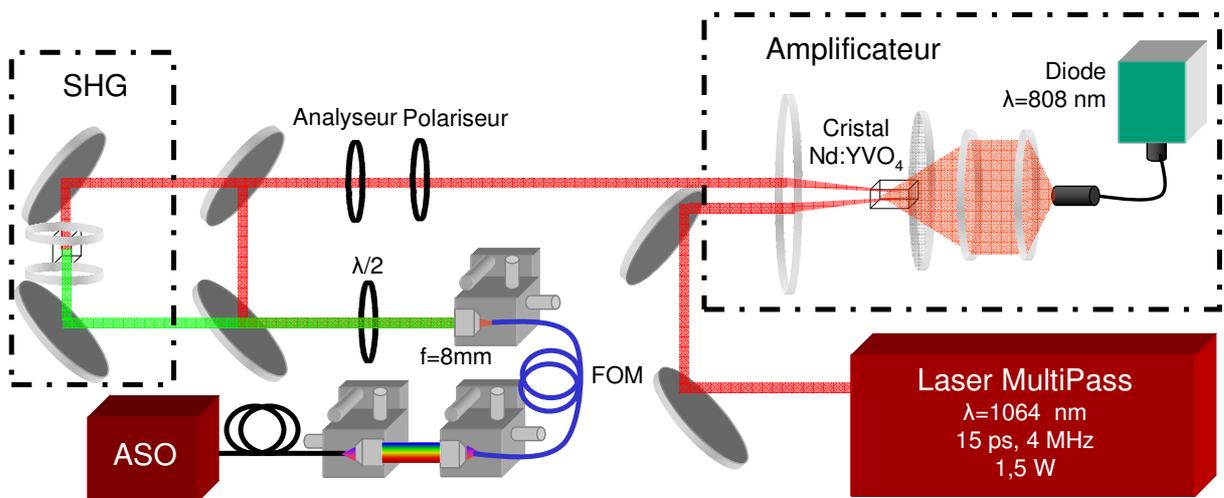


Figure 2-24: schéma du montage. FOM représente la fibre optique, ASO l'analyseur de spectre optique. SHG est le module de génération de seconde harmonique. Une lentille permet de focaliser dans le cristal non linéaire (KTP) le faisceau à 1064 nm, et une seconde lentille permet de focaliser le faisceau doublé à 532 nm.

Nous ajustons la puissance focalisée sur l'entrée de la fibre en changeant l'orientation relative d'un polariseur et d'un analyseur placés dans le trajet optique. De plus, nous avons placé pour certaines expériences un cristal non linéaire de KTP pour faire de la génération de seconde harmonique et ainsi injecter dans la fibre un faisceau à 532 nm. Une lame demi-onde est utilisée juste avant l'injection dans la fibre pour contrôler l'état de polarisation du faisceau incident. L'injection dans la fibre est réalisée grâce à une lentille asphérique de focale 8 mm et à l'aide d'un bloc d'injection (la lentille est fixée sur le bloc et trois translations fines nous permettent de placer précisément la face d'entrée de la fibre au point de focalisation). Un analyseur de spectre optique est utilisé pour mesurer le spectre en sortie de la fibre. Cet analyseur a une précision de 1 nm et travaille sur la gamme spectrale 350-1750 nm (montage schématisé figure 2-24 et photographié figure 2-25).

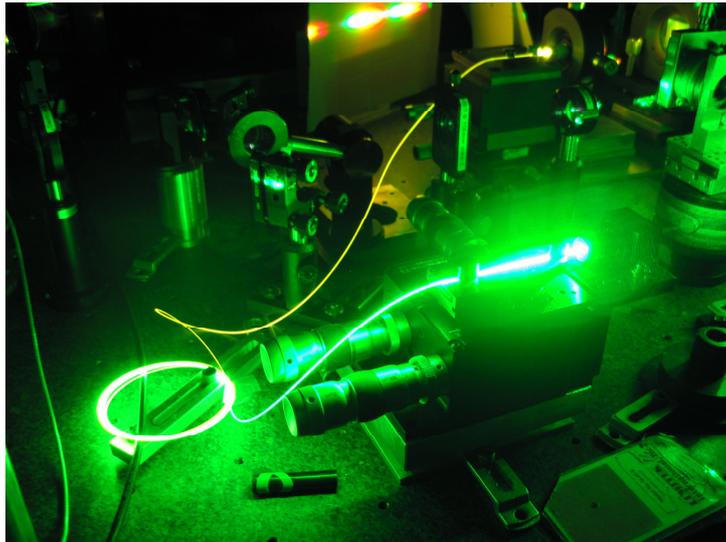
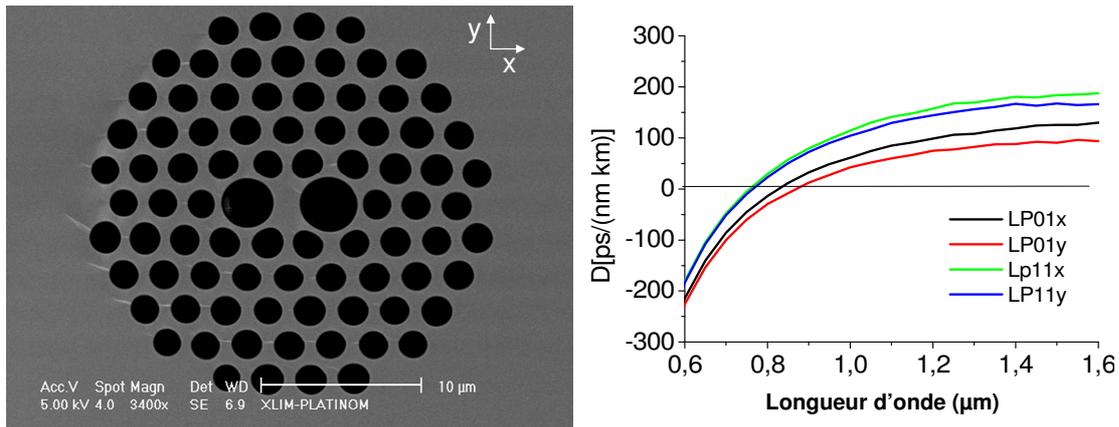


Figure 2-25 : photographie du montage pour une injection à 532 nm.

III.3 – Fibre microstructurée du XLim

Après des essais décevants avec des fibres commerciales (« classique » et microstructurée, voir annexe 4), nous avons décidé d'utiliser des fibres plus originales hautement non linéaires, susceptibles d'élargir spectralement de manière très importante les impulsions délivrées par notre source. C'est pourquoi, nous avons travaillé avec Christelle Lesvigne, Philippe Leproux, Alessandro Tonello et Vincent Couderc du département Photonique du laboratoire XLIM de Limoges. Cette équipe, spécialiste des fibres microstructurées, travaille sur la conception de fibre avec des géométries de cœur particulières. Ces géométries doivent permettre de comprendre les mécanismes responsables de l'élargissement spectral dans les différents régimes de dispersion (normale ou anormale) et les différents régimes temporels (ns, ps, fs), en favorisant certains effets non linéaires. En effet, le haut degré de liberté dont disposent les concepteurs dans la géométrie des trous permet une ingénierie du profil de dispersion. Ainsi, en dessinant de manière adéquate la structure air/silice du cœur de la fibre, il est possible de modifier les conditions d'accords de phase de certains processus (comme le mélange à quatre ondes). Les fibres, conçues par cette équipe, étaient testées en régime nanoseconde à Limoges, et nous les testions pour la première fois en régime picoseconde, avec la source présentée précédemment adaptée à la microscopie de fluorescence résolue en temps.

Dans la plupart des expériences de génération de supercontinuum, le but est d'obtenir le spectre le plus large et le plus plat possible en sortie. Dans cette étude, la philosophie est différente : il s'agit d'utiliser un processus non linéaire particulier (le mélange à quatre ondes intermodal) dans une fibre optique microstructurée hautement biréfringente. Cette fibre va permettre de dessiner différemment les contours spectraux du supercontinuum tout en conservant une polarisation linéaire. Le mélange à quatre ondes intermodal va générer un pic à une certaine longueur d'onde visible (définie par la condition d'accord de phase imposée par la géométrie de la fibre, et donc par le concepteur), puis la combinaison des différents effets non linéaires va permettre d'élargir ce pic en une bande spectrale plus large autour de cette longueur d'onde d'intérêt.



La fibre microstructurée utilisée pour nos expériences a été entièrement caractérisée à Limoges, et nous rapportons ici ses principaux paramètres. Une image en microscopie électronique à balayage de la structure transverse de cette fibre est présentée figure 2-26. La gaine est composée d'une structure triangulaire de trous avec un diamètre moyen $d=1,85 \mu\text{m}$ et un pas $\Lambda=2,6 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un taux de remplissage d'air de $d/\Lambda=0,71$. Le cœur solide est encadré par deux grands trous de diamètres $3,3 \mu\text{m}$ et $3,6 \mu\text{m}$. Ces trous cassent la symétrie de la fibre et induisent une forte biréfringence. Pour le mode fondamental à 1064 nm , les biréfringences de phase (définie par $B_\phi = n_x - n_y$) et de groupe (définie par $B_G = n_{gx} - n_{gy}$, où n_{gx} et n_{gy} sont les indices de groupe suivant les deux polarisations x et y) valent respectivement $B_\phi = 2 \times 10^{-3}$ et $B_G = -3 \times 10^{-3}$. A cette longueur d'onde, l'aire effective du mode fondamental est estimée à $5,3 \mu\text{m}^2$ et seuls quatre modes de cœur distincts et linéairement polarisés (modes LP_{01x} , LP_{01y} , LP_{11x} , LP_{11y}) peuvent être guidés. Une simulation numérique a été réalisée pour obtenir les coefficients de dispersion des modes guidés (figure 2-26 à droite). Les longueurs d'onde de zéro dispersion du mode LP_{01} sont égales à 827 nm pour une polarisation suivant l'axe x, et à 866 nm pour une polarisation suivant l'axe y. Les zéros dispersion des modes LP_{11x} et LP_{11y} se situent respectivement à 757 nm et 764 nm . Par conséquent, tous les modes guidés à une longueur d'onde de pompe de 1064 nm se propagent dans un régime de dispersion largement anormale.

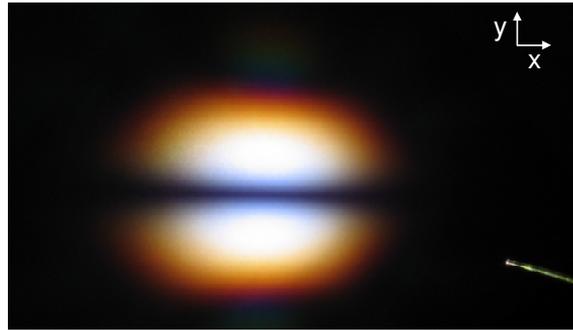


Figure 2-27 : photographie du faisceau en sortie de la fibre.

III.4 – Elargissements spectraux obtenus expérimentalement

Nous réalisons une première série d'expériences avec une longueur de fibre de 1,4 m. Une telle longueur a un double intérêt : d'une part elle n'est pas trop longue, pour nous permettre de bien identifier les pics correspondants aux nouvelles composantes spectrales générées par le mélange à quatre ondes. D'autre part, sa longueur est suffisante pour aussi nous permettre de voir évoluer ces pics fins en spectres larges autour des pics du mélange à quatre ondes. Pour identifier clairement les phénomènes non linéaires responsables de cet élargissement, nous étudions les spectres générés dans cette fibre suivant différentes polarisations incidentes et puissances d'injection.

Tous les résultats sont obtenus avec une efficacité de couplage entre 8% et 10%, ce qui est faible mais représentatif de l'efficacité que l'on peut espérer obtenir avec cette fibre microstructurée. Dans les meilleures conditions de couplage, une puissance crête maximale de 2,15 kW peut être injectée dans la fibre.

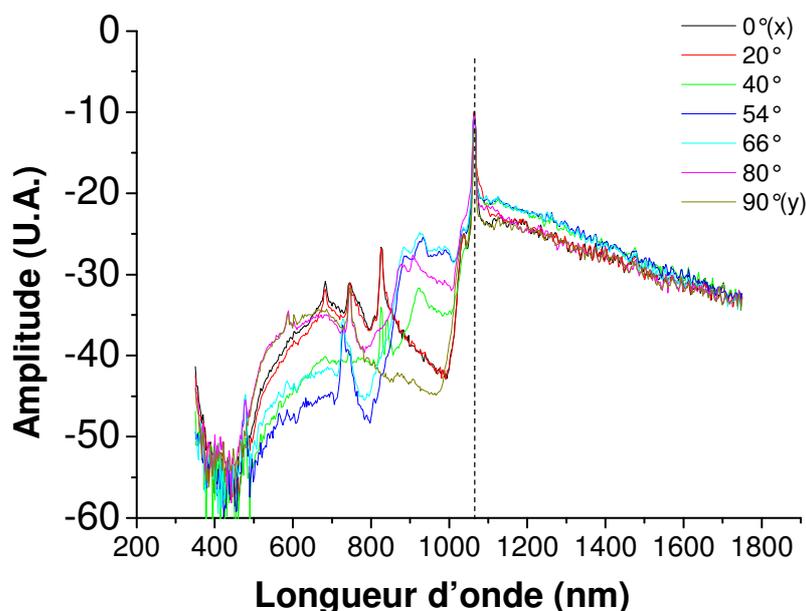


Figure 2-28 : spectres (en dB) générés dans la fibre de 1,4 m en fonction de la polarisation incidente pour une puissance moyenne couplée de 120 mW (le trait vertical en pointillés signale la longueur d'onde de pompe). (La remontée en-dessous de 400 nm correspond à un artefact de mesure.)

Comme on peut le voir sur le spectre de la figure 2-28, la partie infrarouge (1100-1800 nm) du supercontinuum ne semble pas particulièrement influencée par l'état de polarisation du faisceau incident. Pour des puissances couplées dans la fibre supérieures à 50 mW, un continuum plat et lisse couvrant un spectre de 1 μm à plus de 1,75 μm est généré. Puisque cette génération est indépendante de la polarisation, ce résultat peut être interprété en termes de fission solitonique d'ordre supérieur associé à de la diffusion Raman en régime de dispersion anormale. Ces processus ne nécessitent pas d'accord de phase.

Par contre, la partie visible (400-1064 nm) du supercontinuum dépend fortement de la polarisation. Ceci est également mis en évidence sur la figure 2-29, où les modes fuyants de la gaine ont des longueurs d'onde très différentes suivant la polarisation. On peut remarquer que le nombre de pics dans le spectre et leur longueur d'onde change d'une polarisation à l'autre. Les spectres ainsi obtenus sont nettement différents de ceux obtenus avec cette même fibre en régime nanoseconde [Lesvigne 2007].



Figure 2-29 : photographie de la fibre pour deux polarisations incidentes différentes (injection à 1064 nm). Les pertes dans la gaine ne sont pas forcément représentatives du spectre final obtenu, mais les variations de couleurs témoignent bien des différences de processus suivant la polarisation.

Pour analyser les processus responsables de l'élargissement spectral et l'ordre d'apparition des différentes composantes, nous avons observé les spectres générés pour des polarisations du faisceau incident suivant les axes x et y en fonction de la puissance couplée. Avec un état de polarisation parallèle à l'axe y de la fibre, (figure 2-30, à gauche), un premier pic à 746 nm apparaît pour une puissance couplée de 90 mW. Cette bande latérale correspond à la radiation anti-Stokes générée par un processus de mélange à quatre ondes avec une pompe divisée en deux modes guidés et polarisées suivant l'axe y [Lesvigne 2007]. La radiation Stokes correspondante devrait se situer à 1854 nm, mais nous ne pouvons pas la détecter avec notre analyseur de spectre.

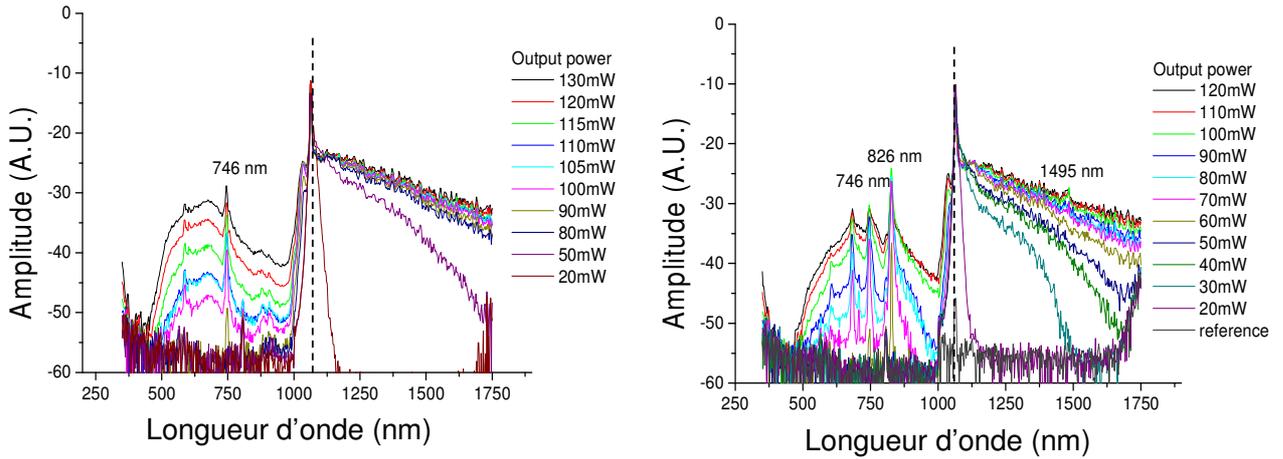


Figure 2-30 : spectres (en dB) générés dans la fibre microstructurée de 1,4 m en fonction de la puissance moyenne couplée pour une polarisation suivant l'axe y (à gauche) et suivant l'axe x (à droite).

Nous vérifions aussi expérimentalement que, comme le prévoit la condition d'accord de phase pour ce processus ($k_{P,01} + k_{P,11} - k_{S,01} - k_{A,11} = 0$ où P identifie le vecteur d'onde de pompe, S le vecteur d'onde Stokes et A le vecteur d'onde anti-Stokes), les longueurs d'onde visibles se propagent dans le mode LP_{11} et la partie infrarouge dans le mode LP_{01} . Pour ce faire, nous plaçons une fente étroite parallèlement à la direction y en sortie de la fibre, et un réseau diffractif, puis nous imageons la figure de diffraction sur une caméra. Cette figure nous informe sur la répartition spatiale pour chaque longueur d'onde (figure 2-31). Nous voyons nettement que dans la partie visible, le faisceau est monomode LP_{11} et que dans la partie infrarouge (IR), le faisceau est également monomode mais cette fois LP_{01} .

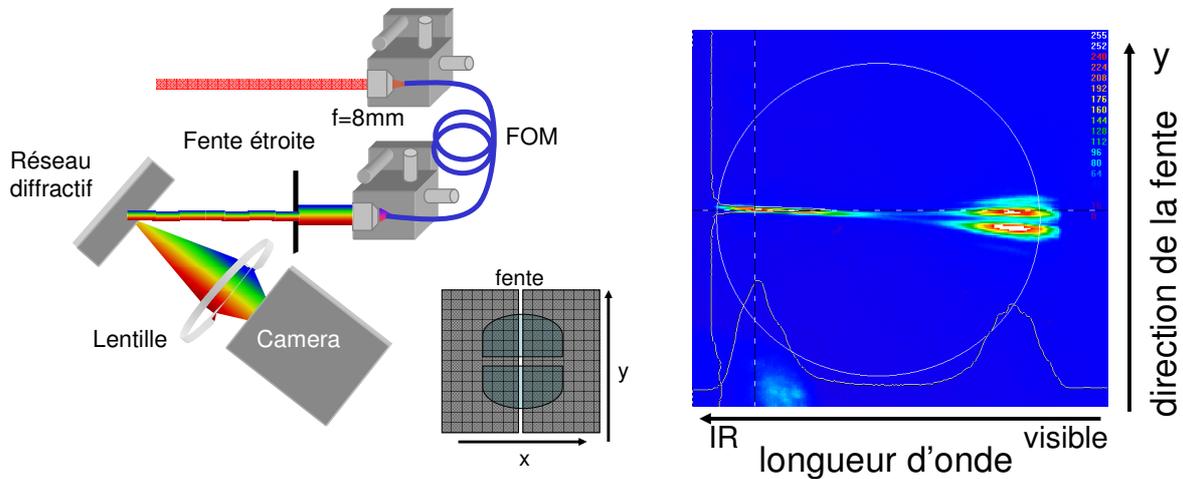


Figure 2-31 : à gauche, schéma du montage, représentant l'orientation de la fente par rapport au faisceau de sortie de la fibre ; la lentille permet d'imaginer la fente dans le plan du détecteur ; à droite, figure de diffraction par le réseau obtenue sur la caméra.

Pour des puissances plus importantes, le pic à 746 nm s'élargit, et d'autres composantes spectrales deviennent prépondérantes, qui correspondent sans doute à des interactions plus complexes comme une combinaison de mélange à quatre ondes modal, de mélanges à quatre ondes vectoriel et de modulation de phase croisée.

Un tel spectre chahuté avec de nombreux pics est encore plus clairement visible dans le cas d'un faisceau de pompe polarisé suivant l'axe x de la fibre (figure 2-30 à droite). Un pic important à 826 nm et un plus petit à 746 nm apparaissent à partir d'une puissance moyenne couplée de 60

mW. Le pic à 826 nm correspond à l'onde anti-Stokes du mélange à quatre ondes bimodal suivant l'axe x. Dans ce cas, nous pouvons distinguer le pic Stokes correspondant à une longueur d'onde de 1495 nm.

Avec cette même fibre, nous injectons le rayonnement à 532 nm (et uniquement cette longueur d'onde) après doublage en fréquence du faisceau à 1064 nm. Nous voulons regarder deux choses : d'une part si on peut générer des longueurs d'ondes plus courtes que 532 nm (par décalage anti-Stokes), et d'autre part si, par des décalages Raman successifs, il est possible d'atteindre le régime de dispersion anormale et observer ainsi d'autres phénomènes non linéaires. Pour une polarisation incidente suivant x, les spectres obtenus sont rapportés figure 2-32. L'efficacité de couplage à cette longueur d'onde est plus faible (environ 3%), et nous couplons au mieux une puissance moyenne de 50 mW.

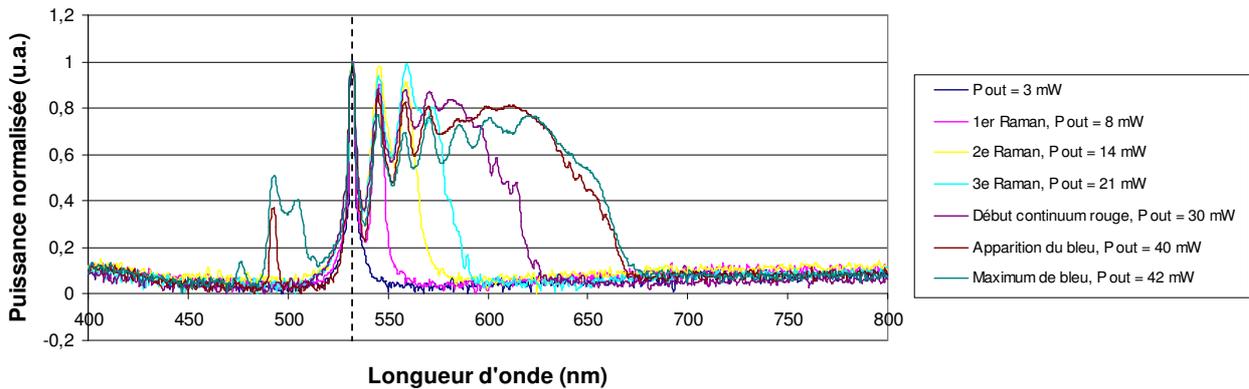


Figure 2-32 : spectres (en dB) obtenus en injectant le faisceau à 532 nm. Chacun des spectres rapportés correspond à un évènement non linéaire significatif qui élargit le spectre.

En suivant l'élargissement spectral en fonction de la puissance incidente, nous voyons apparaître les différents pics dus à l'effet Raman, mais malheureusement, nous n'atteignons pas les régimes de dispersion anormale et il y a très peu de conversion vers les longueurs d'ondes plus basses. Le travail à cette longueur d'onde avec cette fibre n'est pas concluant. Dans la suite, nous nous focalisons donc sur un faisceau de pompe à 1064 nm.

Pour tenter d'élargir le supercontinuum vers les longueurs d'onde plus courtes et de lisser le spectre, nous utilisons une fibre avec la même structure mais plus longue : 4 m. La figure 2-33 représente les spectres polarisés suivant les axes de la fibre x et y pour une puissance moyenne couplée de 350 mW à 1064 nm. Lorsque la polarisation est suivant l'axe y, le spectre visible est, comme prévu, plus plat et descend jusqu'à 470 nm. On peut également apercevoir sur le spectre le pic anti-Stokes à 746 nm. Dans ce cas, le spectre apparaît plat (en dB) de 600 nm à 1000 nm. Pour une polarisation suivant l'axe x, le spectre présente toujours plus de pics (le pic anti-Stokes à 826 nm, mais aussi des pics secondaires à 924 et 746 nm) et est moins intense dans les plus courtes longueurs d'ondes.

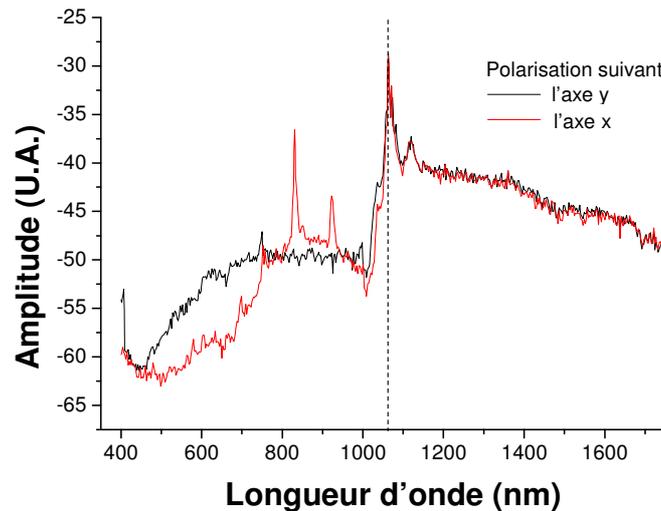


Figure 2-33 : spectres générés dans la fibre microstructurée de 4 m pour les deux polarisations orthogonales.

Dans tous les résultats présentés précédemment, la partie visible du continuum se trouve dans un mode LP_{11} . Mais en jouant sur le couplage et en excitant simultanément les modes LP_{01} et LP_{11} à 1064 nm, nous avons montré qu'il est possible pour certaines polarisations d'obtenir un supercontinuum visible uniquement sur le mode LP_{01} (figure 2-34).

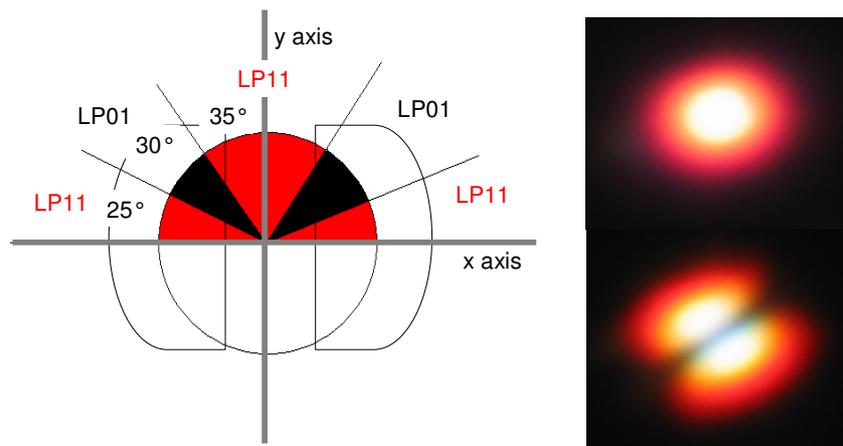


Figure 2-34 : schéma indiquant le mode de la partie visible du spectre suivant la polarisation incidente et photographies du faisceau de sortie de la fibre pour deux polarisations incidentes différentes.

Quand la polarisation incidente est suivant un des deux axes principaux de la fibre, la partie visible est toujours dans le mode LP_{11} . Mais avec une polarisation proche de 45° par rapport aux axes principaux, nous obtenons un continuum sur le mode LP_{01} , avec des densités spectrales de puissances très diverses (figure 2-35). De plus, nous avons distinctement observé que ce mode de génération de supercontinuum visible dépend fortement des conditions d'injection et qu'il est possible de passer d'un mode à l'autre en modifiant spatialement l'injection dans la fibre, par une petite translation dans le plan de focalisation de la lentille qui sert à injecter (le diamètre du mode à mi-hauteur en intensité est égal à $2,1 \mu\text{m}$ pour cette fibre).

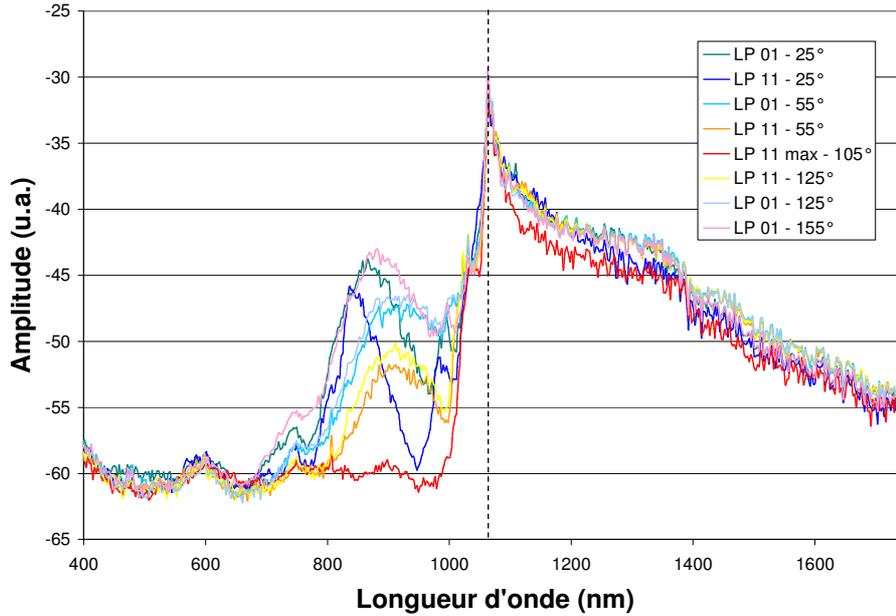


Figure 2-35 : spectres obtenus pour différentes polarisations incidentes. Le mode de la partie visible du supercontinuum et l'angle de la polarisation incidente figurent dans la légende.

Il semble par conséquent possible de générer un continuum visible dans le mode LP01, en couplant les deux polarisations (injection à 45° des axes principaux) et les deux modes (LP01 et LP11). Mais dans ces conditions, il est encore plus difficile d'appréhender la contribution respective des différents effets non linéaires et notamment des mélanges à quatre ondes modal et vectoriel.

III.5 – Conclusion

Ces expériences montrent clairement qu'avec ce type de fibres fortement biréfringentes il est possible de générer des supercontinua visibles extrêmement intéressants. Néanmoins, le spectre, la polarisation incidente et le profil spatial du supercontinuum sont fortement corrélés, ce qui semble être une limitation pour l'utilisation d'une telle source en microscopie. L'élargissement spectral observé en régime ps est commandé par les longueurs d'onde générées par le processus de mélange à quatre ondes avec dépendance modale. Ces longueurs d'ondes dépendent seulement des conditions d'accord de phase consécutive à la géométrie de la fibre. Ainsi, par une ingénierie précise de la fibre, il serait possible, en principe, de générer de manière sélective des longueurs d'ondes particulières, correspondant, par exemple, spécifiquement à des bandes d'absorption de fluorophores. Et s'il était possible de faire correspondre le pic anti-Stokes avec la longueur d'onde de zéro dispersion, l'élargissement spectral autour de ce pic serait amplifié et nous aurions accès à une bande large et plate dans la région désirée.

Les résultats obtenus sont donc très encourageants, mais on s'aperçoit de la grande complexité de ces élargissements spectraux causés par les processus non linéaires. Les travaux présentés dans cette partie du manuscrit apportent une avancée intéressante dans la compréhension de la génération de supercontinua en régime ps dans les fibres hautement biréfringentes, ce qui a permis de les publier [Blandin 2008]. Nous tenons d'ailleurs ici à remercier Vincent Couderc et toute son équipe, qui nous ont non seulement fourni les fibres pour les expériences, mais avec