

Le régime solitonique

Par définition, un soliton ou onde solitaire se propage sans se déformer dans un milieu non-linéaire et dispersif. Dans le cas de régime impulsif, il s'agit alors d'une impulsion qui revient identique à elle-même à chaque tour de cavité. La théorie est largement développée dans la référence [48] et nous allons ici en reprendre les principaux éléments avant de présenter une configuration expérimentale fonctionnant en régime solitonique.

2.1 Théorie du soliton

2.1.1 Paramètres de dispersion

Nous définissons le paramètre de dispersion D , exprimé en ps/(nm.km) paramètre essentiel dans les cavités lasers fibrées. Il traduit le fait que deux longueurs d'onde différentes ne se propagent pas à la même vitesse. D est défini par :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2-1)$$

où λ est la longueur d'onde de propagation, c est la vitesse de la lumière dans le vide et β_2 le paramètre de dispersion souvent exprimé en nm/km. A titre d'exemple, dans une fibre standard SMF-28, à la longueur d'onde de 1550 nm, le paramètre D vaut 16,5 ps/(nm.km) tandis que ce coefficient est souvent négatif dans les fibres dopées erbium. On définit alors la dispersion moyenne d'une cavité laser par :

$$D_{cav} = \frac{\sum_i D_i L_i}{L_{tot}} \quad (2-2)$$

avec L_i la longueur d'un tronçon de fibre et D_i la valeur de dispersion de cette fibre et L_{tot} la longueur totale de la cavité.

Le régime solitonique ne peut apparaître que dans une cavité où la dispersion est anormale ($D_{cav} > 0$). De plus, les impulsions les plus courtes sont obtenues lorsque D_{cav} tend vers zéro. Nous ajustons ainsi les longueurs de fibre (ajout de la fibre SMF pour augmenter

la dispersion, ajout de la fibre à compensation de dispersion pour la diminuer par exemple) pour avoir la dispersion voulue suivant le régime de fonctionnement espéré. Nous notons que dans le cas d'une dispersion négative, on parle de laser fonctionnant en mode « *stretched-pulse* », permettant la génération d'impulsions plus brèves et plus puissantes. C'est ce type de laser qui a fait l'objet d'un brevet en 1996 [32]. Le lecteur pourra retrouver dans ce brevet ainsi que dans la référence [31] une comparaison détaillée des deux modes de fonctionnement.

2.1.2 Paramètres d'un soliton

Un soliton est solution de l'équation non-linéaire de Schrödinger. La conservation de leur forme au cours de la propagation est due à un équilibre entre le chirp induit par effet Kerr et le chirp provenant de la dispersion chromatique de la fibre. Nous ne reprendrons pas toute la théorie mais seules les paramètres importants seront donnés ici. Pour de plus amples informations, le lecteur pourra se reporter à la référence [48].

Le soliton fondamental a un profil sécante hyperbolique et son intensité peut s'écrire sous la forme :

$$P(t) = P_0 \left[\operatorname{sech} \left(\frac{t}{T_0} \right) \right]^2 \quad (2-3)$$

où T_0 est la durée de l'impulsion et P_0 sa puissance crête. Nous définissons alors les cinq paramètres classiques suivants correspondant à la longueur de dispersion z_d , la période du soliton z_0 , la longueur non-linéaire z_{nl} , l'ordre du soliton N et la puissance crête théorique du soliton P_0 :

$$z_d = \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad (2-4)$$

$$z_0 = \frac{\pi}{2} z_d \quad (2-5)$$

$$z_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2-6)$$

$$N^2 = \frac{z_d}{z_{nl}} \quad (2-7)$$

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (2-8)$$

2.1.3 Caractéristiques spectrales

Nous remarquons aussi l'existence d'un phénomène un peu particulier qui est l'apparition de bandes latérales symétriques par rapport au centre du spectre. Elles ont été observées pour la première fois par Kelly en 1992, de sorte qu'elles portent le nom de *bandes de Kelly*. Ces bandes latérales sont interprétées comme des interférences constructives et destructives entre 2 ondes de part-et-d'autre de chaque bande. Ni la position ni la largeur de ces bandes ne changent quand nous changeons l'énergie des impulsions par l'intermédiaire du courant

de pompe. Une explication physique est ainsi proposée dans le paragraphe suivant.

Lorsqu'une onde soliton se propage dans une cavité, elle subit des perturbations périodiques. Non seulement, l'onde soliton est amplifiée par le tronçon de fibre à gain mais elle subit également des pertes d'énergie notamment au niveau du coupleur et en traversant différents composants ainsi qu'au niveau des soudures. Sur un tour, l'amplification reste distribuée sur un tronçon de la cavité tandis que les pertes sont discrètes. L'évolution de l'énergie du soliton est donc en dents de scie avec une période égale à la longueur de la cavité. A cause de ces perturbations, une partie de l'énergie est périodiquement évacuée en des ondes de diffusion radiatives se propageant linéairement dans le milieu. Elles sont au départ en phase avec l'onde soliton mais se propagent à la vitesse de phase du milieu. Elles ont toutes les chances d'être évacuées par le mécanisme de la cavité. Mais, pour celles possédant une fréquence engendrant sur un tour une différence de phase accumulée égale à un multiple entier de 2π avec l'onde soliton, il se produit une interférence constructive. Celle-ci n'a lieu qu'à certaines longueurs d'ondes vérifiant[48] :

$$\Delta\lambda_m = \text{signe}(m)\lambda_0\sqrt{\frac{2|n|}{cLD_{cav}} - 0,0787\frac{\lambda_0^2}{(c_0^T)^2}} \quad (2-9)$$

avec m l'ordre de la bande considérée, λ_0 la longueur d'onde centrale du spectre considéré et $\Delta\lambda_m$ le décalage en longueur d'onde de la bande m par rapport à la longueur d'onde centrale. La figure 2.1 montre un spectre typique accompagné de bandes de Kelly. L'équation 2-9 montre qu'il est possible de remonter à la dispersion moyenne de la cavité D_{cav} en relevant la position des bandes latérales puis en tracant la droite $\Delta\lambda_m^2$ en fonction de m et en calculant la pente p de cette droite. Nous remontons alors à la dispersion selon :

$$D_{cav}^{exp} = \frac{2\lambda^2}{cpL_{cav}} \quad (2-10)$$

Nous avons comparé pour notre expérience les valeurs de D_{cav} données par le relevé des bandes de Kelly et par l'équation 2-2. Nous en verrons le résultat dans la suite de ce manuscrit.

2.2 Configuration expérimentale

2.2.1 Schéma de cavité

La cavité présentée sur la figure 2.2 présente la première cavité laser réalisée. Nous pompons la fibre dopée erbium à 980 nm via un multiplexeur. Un isolateur fixe le sens de propagation et nous trouvons également un polariseur ainsi que deux contrôleurs de polarisation. Ainsi, comme expliqué dans le chapitre 1, le blocage de modes est obtenu grâce au mécanisme de la rotation non-linéaire de polarisation. Les longueurs de fibre pourront être

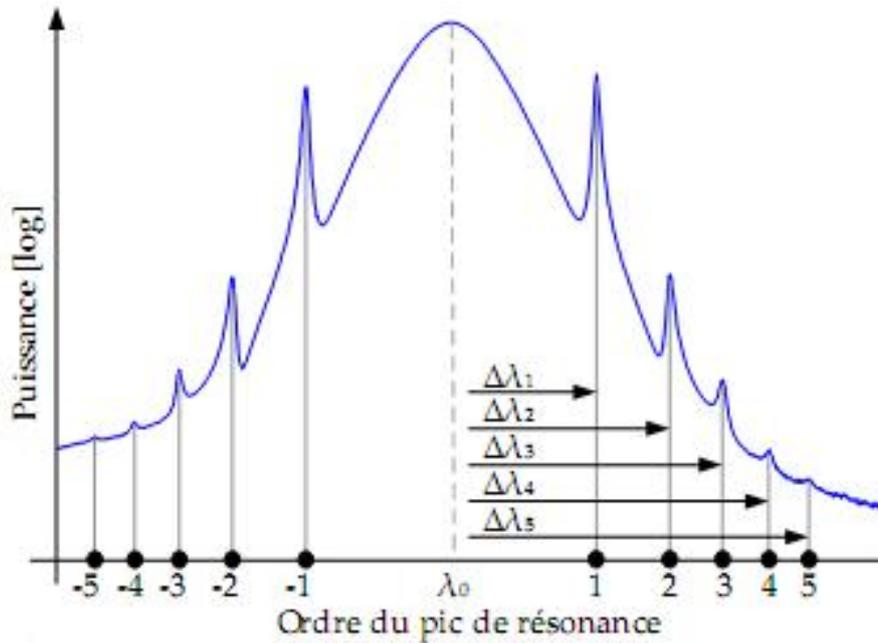


FIGURE 2.1 – Spectre présentant des résonances de Kelly.

Les bandes de Kelly, caractéristiques des lasers solitoniques dégradent le spectre laser. Le relevé de la position de ces bandes permet d'évaluer la dispersion totale de la cavité laser.

adaptées et optimisées suivant le résultat attendu et observé.

Pour observer le signal de sortie, nous utilisons un détecteur pour visualiser la trace temporelle ou la trace d'auto-corrélation et un analyseur de spectre optique. Les différentes traces ainsi obtenues et présentées dans la partie suivante sont relevées avec une cavité contenant 25,5 m de fibre SMF (en plus de celle présente par les composants) et 4,5 m de fibre dopée erbium. La longueur totale de la cavité est alors de 30 m. Nous obtenons ainsi une dispersion D_{cav} théorique en utilisant la formule 2-2 de :

$$D_{cav}^{th} = \frac{17 * 25,5 - 16 * 4,5}{30} = 12,05ps/(nm.km) \quad (2-11)$$

2.2.2 Pertes dans la cavité

La soudure de fibre optique est devenue classique. Elle a l'avantage de limiter les connecteurs et par conséquent de réduire les pertes à l'intérieur de la cavité.

Les pertes dues aux soudures entre deux fibres classiques sont estimées à 0,5 dB.

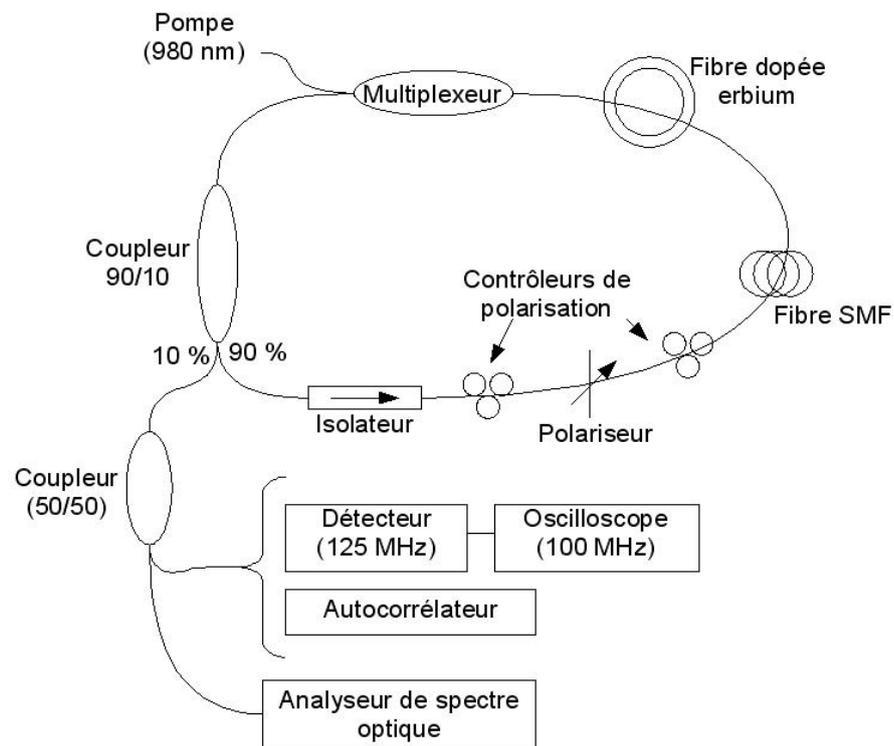


FIGURE 2.2 – Présentation de la cavité en anneau.

La dispersion nette de la cavité est positive et permet le régime solitonique. La cavité génère des impulsions solitoniques espacées de 64 ns correspondant à l'ISL de la cavité.

2.3 Traces caractéristiques de ce régime de fonctionnement

2.3.1 Bandes latérales

Le seuil du laser correspond à une puissance de pompe de 7 mW tandis que le régime impulsionnel apparaît à partir de 30 mW. Le laser passe entre-temps par un fonctionnement continu puis Q-switch. Suivant l'ajustement de la polarisation, le régime restera en Q-switch ou basculera en régime de blocage de modes.

La dispersion théorique calculée est positive. Nous sommes donc en régime de dispersion anormale pour lequel la propagation solitonique a lieu. Le spectre de la figure 2.3 montre la présence des bandes de Kelly tandis que la figure 2.4 est un relevé de la trace d'auto-corrélation obtenue avec une largeur à mi-hauteur de 2 ps. En admettant que le profil de nos impulsions soit un profil de sécante hyperbolique, nous en déduisons une durée réelle de 1,5 ps.

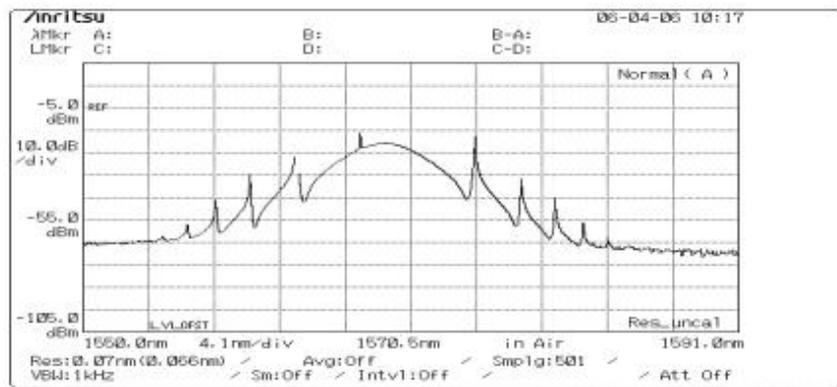


FIGURE 2.3 – Spectre laser.

Les bandes latérales sont très visibles sur le spectre laser observé.

Nous relevons la position des bandes latérales et nous calculons à l'aide de la formule 2-10 la dispersion expérimentale correspondante. La figure 2.5 présente le tableau récapitulatif des positions des bandes latérales et la droite utile au calcul. La pente déduite de ce tracé est de $39,4 \text{ mm}^2$. Nous obtenons donc : $D_{cav}^{exp} = \frac{2 \cdot 1550^2}{3 \cdot 39,4 \cdot 30} \cdot 10^{-2} = 13,55 \text{ ps}/(\text{nm.km})$.

Les deux valeurs de dispersion calculées théoriquement et expérimentalement sont du même ordre de grandeur. La petite différence existante est due au caractère approchée de la formule et aux imprécisions de mesure (longueurs des tronçons de fibre ou relevé des positions des bandes latérales).

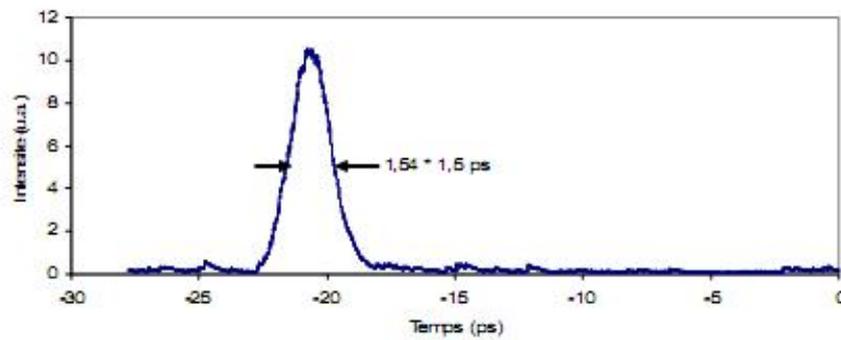
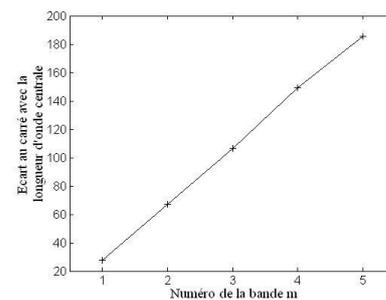


FIGURE 2.4 – Profil d'autocorrélation du soliton.

Le profil est de type sécante hyperbolique. La largeur à mi-hauteur déduite est alors de 1,5 ps

Numéro	Position (nm)	Position au carré
1	1555,77	27,56
2	1580,09	67,21
3	1582,23	106,79
4	1584,11	149,28
5	1585,51	185,34

(a) Tableau récapitulatif des positions des bandes de Kelly



Tracé de l'écart au carré entre la longueur d'onde centrale et la longueur d'onde de la bande considéré en fonction du numéro m de la bande

FIGURE 2.5 – Relevé de la position des bandes latérales.

2.3.2 Régimes dynamiques

En fonction des réglages des contrôleurs de polarisation de la cavité, on peut obtenir deux régimes de fonctionnement différents. Le premier se caractérise par la présence d'un piédestal sur la trace d'autocorrélation telle que présentée sur la figure 2.6 tandis que celle du second n'en a pas et apparaît moins bruitée.

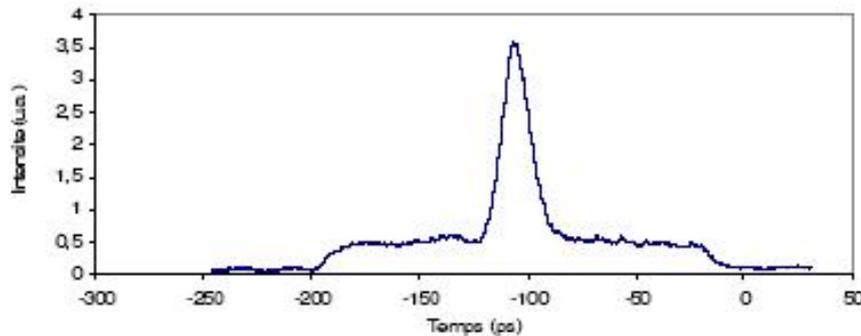


FIGURE 2.6 – Trace d'autocorrélation d'un régime solitonique présentant un piédestal.

Il y a aussi une différence visible dans la stabilité du système. En effet, le régime présentant un piédestal se perd plus facilement mais c'est aussi celui que l'on retrouve en premier.

2.3.3 Optimisation de la cavité

Comme nous l'avons dit plus haut, il est démontré que les impulsions sont souvent plus stables et plus exploitables lorsque la dispersion totale de la cavité est nulle. Pour cela, de la fibre dite à compensation de dispersion peut être insérée dans la cavité. Celle-ci dispose d'une dispersion négative valant $-29 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Suivant la dispersion D souhaitée, il faudra insérer un tronçon de x cm de cette fibre que l'on trouve facilement selon la formule suivante :

$$x = \frac{-16,45 + 25,5 * 17 - 30 * D_{tot}}{D_{tot} + 29} \quad (2-12)$$

Trois essais ont été réalisés afin de diminuer petit à petit la dispersion et les comparaisons sont faites sur le spectre et sur la facilité à obtenir des impulsions stables :

- Avec 5 m de fibre à compensation de dispersion, la dispersion de la cavité est alors de $6 \text{ ps}/(\text{nm.km})$. Le seuil du laser reste à 7 mW. Deux régimes sont observés : l'un avec des bandes latérales donnant des impulsions sans piédestal mais très peu puissantes et un autre avec des bandes latérales pour lequel la trace d'auto-corrélation présente un grand piédestal.

- Avec 9,5 m, on se retrouve avec une cavité de 38 m dont la dispersion vaut 2 ps/(nm.km). Ici, les impulsions sont stables et le spectre est large sans bande latérale mais la trace d'auto-corrélation, qui a une largeur de 1,4 ps, possède un piédestal prenant beaucoup d'énergie.
- Avec 12,5 m de fibre de dispersion négative, la dispersion est à priori nulle. Néanmoins, les résultats obtenus ne sont pas convaincants. En effet, l'impulsion visible est présente au dessus d'un piédestal.

2.4 Observation d'un régime intermittent

C'est en voulant optimiser la cavité et raccourcir au maximum sa longueur totale que nous avons observé un régime dynamique plus particulier que nous allons présenter ici. Les figures présentées par la suite sont obtenues avec 2,50 m de fibre dopée erbium et une longueur de fibre SMF totale de 10,3 m.

2.4.1 Spectre à double composante et impulsions fines

La figure 2.7 (a) représente le spectre, large de 68 nm. On retrouve un pic aux basses longueurs d'onde traduisant la présence du régime continu. A droite sur cette même figure est représentée la trace d'auto-corrélation correspondante. L'impulsion a une durée de 40 fs.

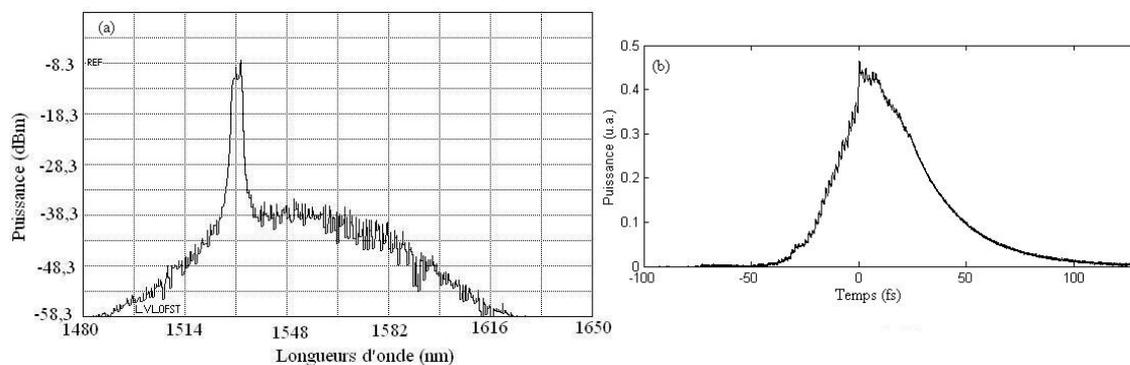


FIGURE 2.7 – Spectre caractéristique de ce régime.

2.4.2 Les 3 phases de ce régime

Le laser fonctionne en continu puis délivre brusquement un train d'impulsions de 60 fs chacune séparées de 64 ns pendant une durée de 2,25 μ s. Ensuite, le laser s'éteint pendant 12 μ s environ et enfin, le régime CW démarre avec un régime transitoire d'oscillations de relaxation. Cette séquence se répète le plus souvent de façon intermittente.

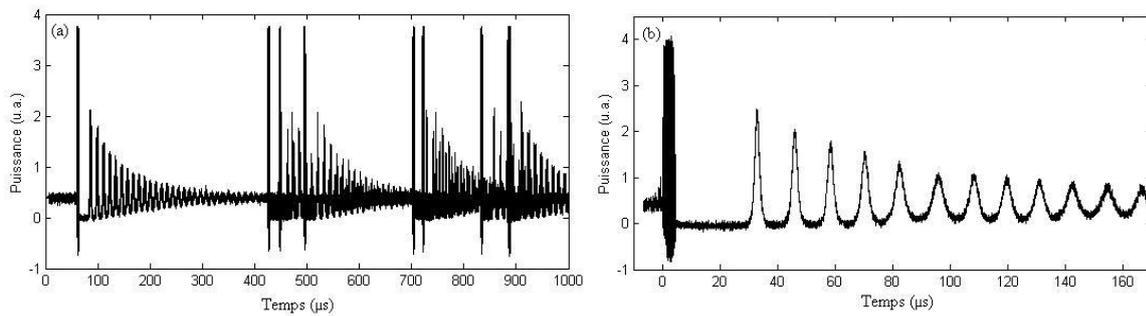


FIGURE 2.8 – (a) Vue générale du fonctionnement du laser (b) Zoom sur une séquence.

La figure 2.8 de gauche représente plusieurs séquences sur une échelle de temps de 5 ms et celle de droite montre un zoom sur une séquence. La figure 2.9 caractérise le régime transitoire avec une fréquence de relaxation de 96 kHz ainsi qu'un zoom sur l'enveloppe contenant les impulsions.

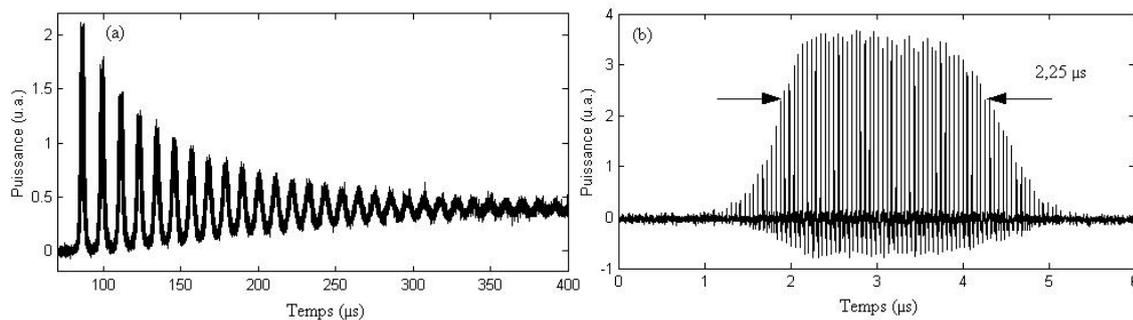


FIGURE 2.9 – (a) Relaxation du laser (b) Enveloppe contenant toutes les impulsions.

L'intérêt de ce régime est donc de fournir des impulsions très courtes. Son caractère intermittent le rend difficilement exploitable comme source impulsionnelle mais il pourrait être intéressant de comprendre son mode de fonctionnement. De plus, la présence du continu montre que le verrouillage de modes n'est pas complet.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail le principe de propagation d'un soliton avant d'en présenter des caractéristiques expérimentales. Nous avons pu mettre en avant l'observation des bandes de Kelly utiles au calcul de dispersion totale de la cavité et nous avons discuté de l'influence de la dispersion sur la stabilité des impulsions obtenues.

Nous allons dans le chapitre suivant nous intéresser au régime de fonctionnement plus original en présentant la propagation d'un train multi-impulsionnel.

Chapitre 3

Le régime multi-impulsionnel

L'expérience précédente relatait l'observation d'une seule impulsion par période fondamentale de la cavité, fonctionnement classique. Ce troisième chapitre présente un phénomène plus original qu'est l'observation de plusieurs impulsions par période. Nous commencerons par présenter les composants caractéristiques de la cavité avant d'en montrer le schéma expérimental puis nous donnerons les traces caractéristiques du régime et nous conclurons en montrant l'évolution de ce régime en fonction du courant de pompe.

3.1 Présentation des principaux composants

3.1.1 L'absorbant saturable

Le développement d'absorbants saturables à base de semi-conducteurs a apporté un progrès significatif pour la génération d'impulsions ultra-courtes dans les lasers solides [49, 50]. Nous trouvons de nombreuses autres publications traitant de leur utilisation dans les lasers impulsionnels [51, 52, 53, 54] et par exemple, des impulsions de 320 fs ont été obtenues avec un absorbant saturable à multi-puits quantiques d'InGaAsP déposé sur un substrat d'InP [55].

Trois absorbants saturables ont été utilisés. Ils sont du type SESAM (Semiconductor Saturable Absorber Mirror) et consistent en un empilement de multi-puits quantiques d'InGaAs/InAlAs à semi-conducteurs fabriqués par épitaxie comme le montre la figure 3.1. Cette technologie permet un contrôle très précis des paramètres du dispositif tels que la longueur de travail, l'énergie de saturation ainsi que la durée de recouvrement de l'absorption. Leur temps de réponse est de 5 ps. C'est une micro cavité à faible énergie de commutation.

L'absorbant saturable est présent pour démarrer le processus et ainsi amorcer les premières impulsions mais son temps de réponse peut être supérieur à la durée des impulsions finales. L'absorbant saturable utilisé ici est fabriqué par le Laboratoire Photonique et Nanostructures (LPN) de Marcoussis.

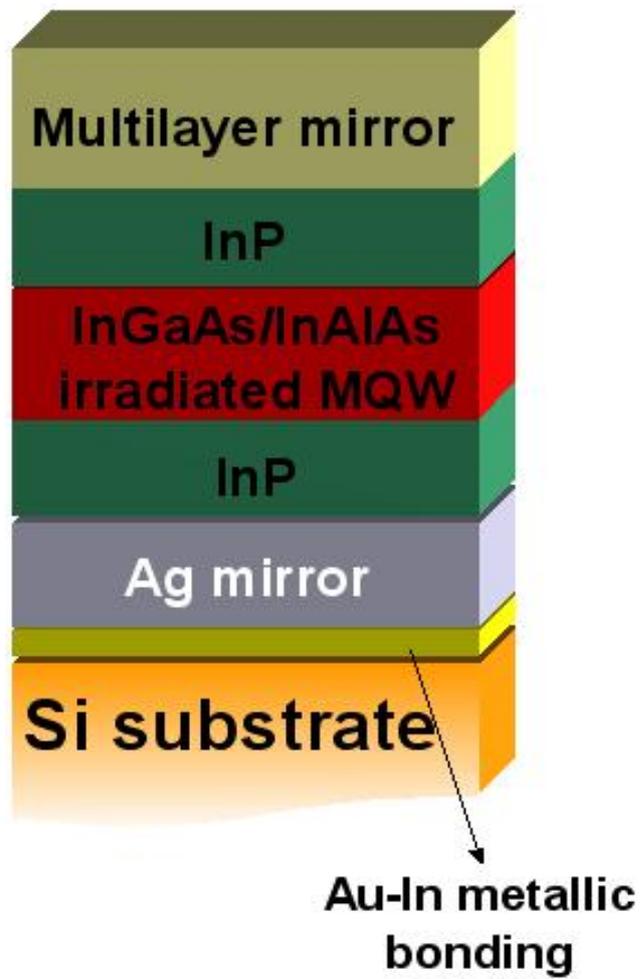


FIGURE 3.1 – Représentation des couches de l'absorbant saturable

Ses caractéristiques n'ont pas été optimisées dans le cadre d'une utilisation dans un laser impulsif mais on a pu se rendre compte qu'il initiait des régimes de fonctionnement intéressants. Il s'est avéré très efficace et on rend compte dans le tableau ci-dessous de ses principales propriétés intrinsèques.

3.1.2 Le miroir à boucle

Celui-ci est réalisé à partir d'un coupleur 50/50, représenté sur la figure 3.2, sur lequel deux entrées sont soudées. Nous soudons les entrées 3 et 4. Ainsi, une onde envoyée par l'entrée 1 se décomposera en deux ondes qui traverseront le miroir en sens opposé et s'additionneront à nouveau sur la voie 1 et 2. La différence est le déphasage de ces deux ondes : sur la voie 1, les deux ondes sont en phase (même déphasage de $\frac{\pi}{2}$ accumulée lors du trajet) alors que sur la voie 2, l'onde se propageant de 3 vers 4 aura accumulé un déphasage de π tandis que celle allant de 4 vers 3 ressortira non déphasée : les deux ondes seront ainsi en opposition de phase et s'annuleront en sortie. Le miroir ainsi réalisé n'est pas parfait mais nous pouvons considérer qu'un maximum de puissance est réfléchi sur la même entrée.

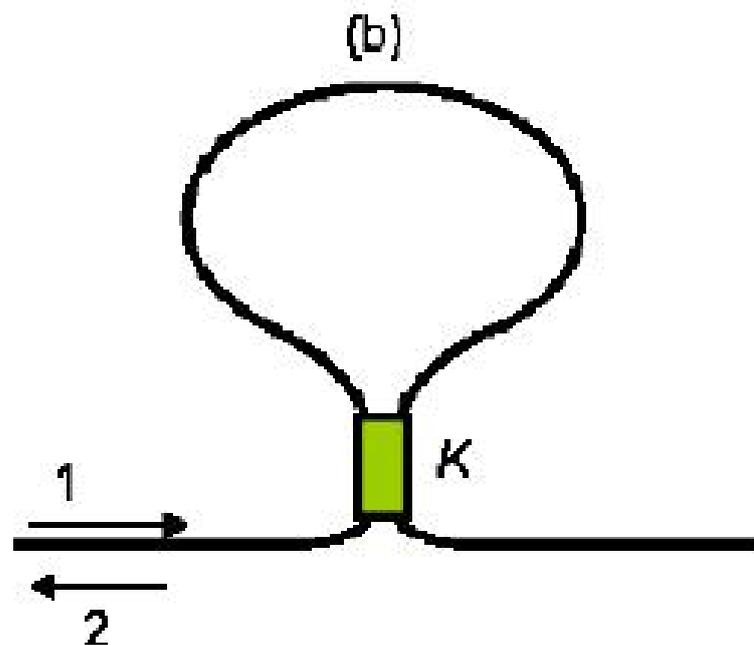


FIGURE 3.2 – Représentation schématique du miroir à boucle

3.1.3 La fibre dopée erbium

On caractérise principalement les fibres dopées à l'aide de leur concentration en ion. En effet, l'avantage d'avoir un taux de dopage plus élevé est de pouvoir raccourcir la longueur

Ouverture numérique	0,26 +/- 0,03
Absorption à 1530 nm	6-8
Absorption à 1580 nm	2,5-3,5
Dispersion modale de polarisation (ps/m)	0,025
Diamètre du champ de mode (μs)	5 +/- 1
Diamètre du coeur (μs)	3

FIGURE 3.3 – Caractéristiques de la fibre dopée erbium utilisée.

nécessaire à l'apparition de l'effet laser. Nos premiers travaux ont été réalisés à l'aide d'une fibre se trouvant à notre disposition sans tenir compte de sa concentration.

Ces principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.3.

La caractéristique essentielle est la valeur de dispersion de -17 ps/(nm.km) dont nous nous servons pour évaluer le régime dans lequel nous nous trouvons selon la méthode présentée dans l'équation 2-2. Nous estimons qu'une longueur de fibre de 2 m est essentielle pour pouvoir avoir l'effet laser avec une valeur de seuil correcte.

Notons ici que nous avons pu disposer de fibres à taux de dopage plus importants dans le but de raccourcir la longueur de cavité mais elles se sont avérées plus difficiles à souder et perdaient du coup beaucoup de leur efficacité. En effet, leurs propriétés sont différentes notamment au niveau de la taille du coeur et les programmes de soudure classiques (cf. chapitre précédent) n'étaient alors pas performants.

3.2 Schéma expérimental

La cavité, dont le schéma expérimental est présenté sur la figure 3.4, est une cavité linéaire de type Fabry-Perot. L'un des miroirs est un coupleur 50/50 dont nous avons soudé deux extrémités tandis que l'autre miroir est constitué l'absorbant saturable présenté en première partie. La fibre dopée erbium est pompée à 980 nm via un multiplexeur. La caractéristique de cette diode est visible en annexe. La sortie est prise sur le miroir à boucle et un contrôleur de polarisation est inséré.

Nous avons également ajouter un tronçon de fibre SMF en plus de celle présente par les composants fibrés utilisés. Sa longueur, ainsi que celle de la fibre dopée erbium est ajustée afin de comparer différents régimes de fonctionnements. Nous notons que ces longueurs ont une influence certaine sur la stabilité des traces observées mais aussi sur la présence ou non d'un piédestal sur la trace d'autocorrélation.

Sous certaines conditions de polarisations et de longueurs de fibre, nous obtenons un régime de fonctionnement original : un fonctionnement à multi-impulsions. Nous présenterons

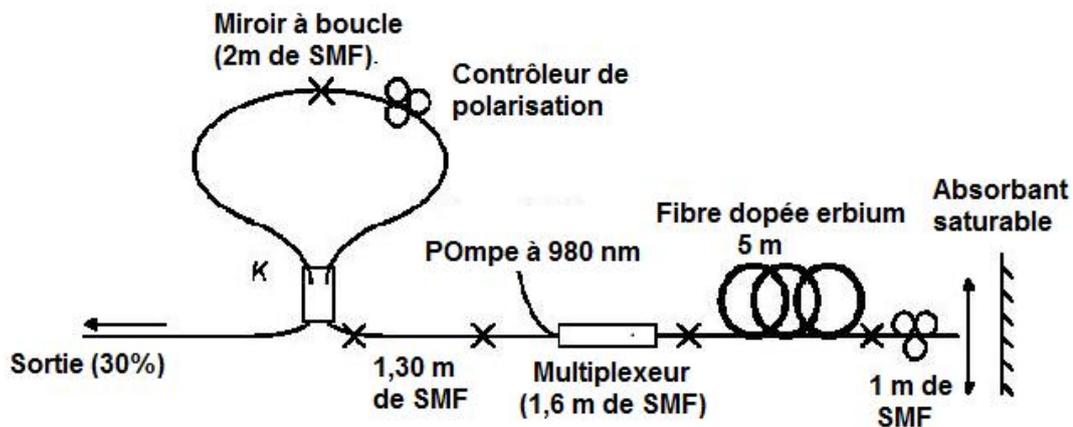


FIGURE 3.4 – Schéma de la cavité linéaire.

Cavité de type Fabry-Perot dont la dispersion est ajustée en fonction de la longueur de fibre SMF insérée. L'absorbant saturable permet d'initier le régime impulsionnel.

ici ce régime obtenu pour une cavité de 11 m avec 5 m de fibre dopée erbium. Nous nous trouvons donc en régime de dispersion positive mais proche de zéro. L'intervalle spectral libre de cette cavité vaut ainsi 91 MHz (110 ns).

3.3 Caractéristiques du fonctionnement multi-impulsionnel

Nous nous plaçons à fort courant de pompe dans un régime mono-impulsionnelle et le simple fait de tourner un contrôleur de polarisation bascule le fonctionnement en un régime multi-impulsionnel. Nous voyons alors apparaître sur la trace d'auto-corrélation une vingtaine d'impulsions comme le montre la figure 3.5 tandis que sur le spectre, les raies lasers apparaissent plus nettement (figure 3.6). Le profil d'autocorrélation présenté est limité par la fenêtre d'acquisition de l'appareil (180 ps) mais en réalité, la trace s'étale sur une plus grande plage temporelle.

Une fois ce régime observé, le but a été d'optimiser les réglages afin d'obtenir des modulations sur le spectre ayant la plus grande fréquence possible. Le premier point est de se mettre à une puissance de pompe élevée, par exemple 91 mW, dans lequel le régime multi-impulsionnel est stable. Par la suite, l'orientation de l'absorbant saturable est modifié mais ceci n'a aucun effet si ce n'est de faire apparaître un piédestal en cas de trop grandes variations. Par contre, en jouant sur la focale, les impulsions deviennent plus serrées sur la trace d'auto-corrélation et donc plus espacées sur le spectre.

Le maximum obtenu est un taux de répétition de 1,3 nm soit 160 GHz sur le spectre et de 5,5 ps sur l'auto-corrélateur. Ce temps correspond au taux de répétition des impulsions liées dans chaque train car on rappelle que les trains d'impulsion se répètent eux à l'ISL de

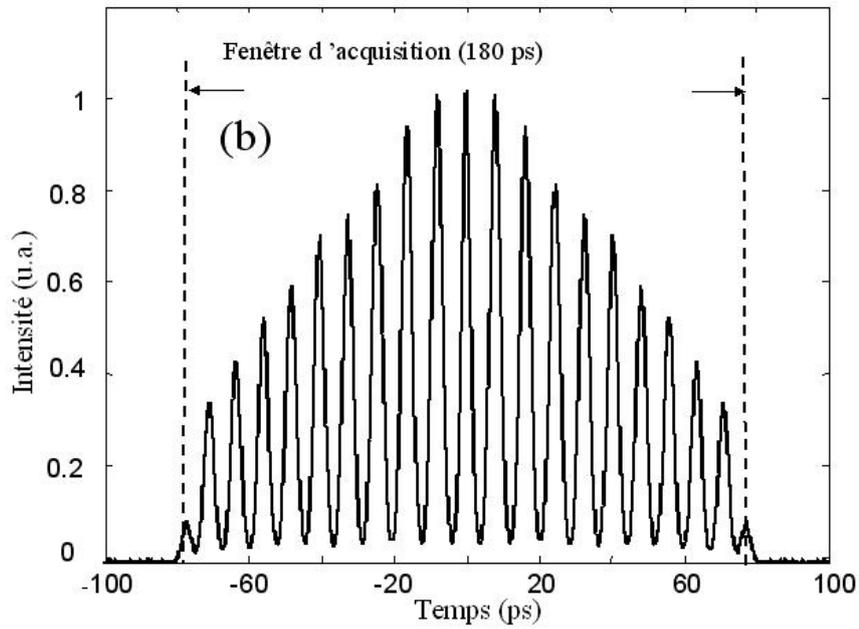


FIGURE 3.5 – Profil d'autocorrélation.

L'autocorrélation présente un étalement d'impulsions sur toute la fenêtre d'acquisition.

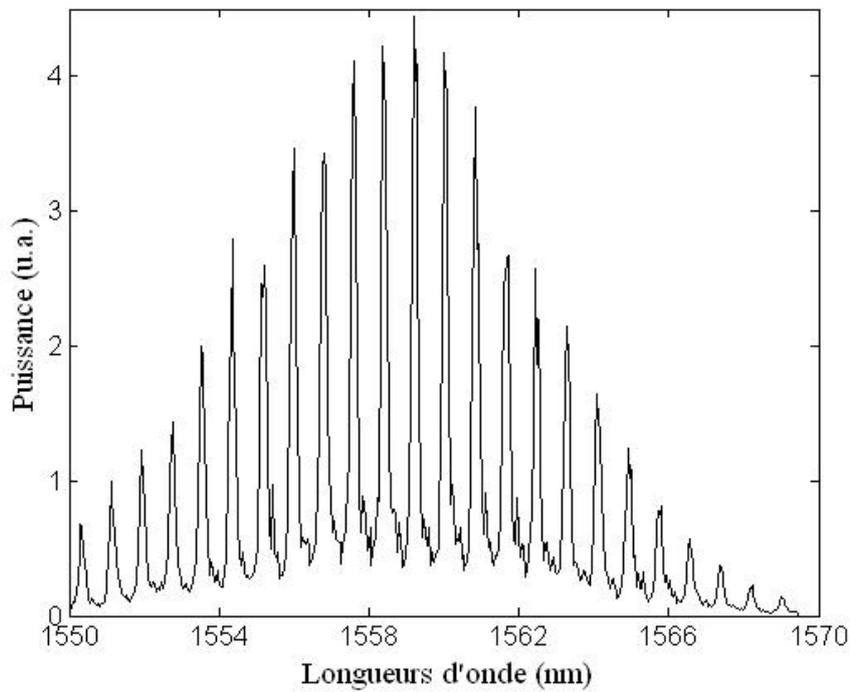


FIGURE 3.6 – Spectre à forte puissance de pompe.

Les raies lasers sont nettement visibles. Leur espacement varie en fonction de la polarisation.

la cavité. L'absorbant saturable est un composant sensible aux variations de température (et même aux courants d'air), les réglages doivent donc être effectués avec précaution. Le régime de fonctionnement apparaît stable en dehors de ces petits désagréments.

La trace temporelle visualisée à l'aide d'un oscilloscope montre des impulsions espacées par 110 ns. Ceci correspond à la fréquence fondamentale de la cavité. Le train d'impulsions n'est pas visible car nous sommes limités par la résolution de l'appareil. Nous nous servons alors de la trace d'auto-corrélation pour valider notre régime multi-impulsionnel et en déduire le nombre d'impulsions.

3.4 Nombre d'impulsions

3.4.1 Simulation et calcul

Une simple simulation sous Matlab permet de confirmer le calcul du nombre d'impulsions. En effet, lorsque le nombre d'impulsions par période est N , la trace d'auto-corrélation en contient alors $2N-1$. Si ces N impulsions sont périodiquement espacées et toutes de même puissance, le rapport entre les intensités maximums de deux impulsions adjacentes sur la trace d'auto-corrélation est constant et vaut $1/N$. Ceci peut également se retrouver par la formule mathématique donnant l'autocorrélation.

Nous nous appuyons sur les traces d'autocorrélation relevées et notamment à partir de la figure 3.5, nous en déduisons qu'il y a 16 impulsions dans ce cas là. Nous faisons ainsi une simulation sous Matlab à partir d'un train de impulsions régulièrement espacées de 1 ps et toutes de même puissance, visible sur la figure 3.7 tandis que la figure (b) présente la trace d'auto-corrélation correspondant obtenue à l'aide du programme de simulation. L'axe des temps a été par choix centré sur 0 afin de se rendre compte de la symétrie de la trace d'auto-corrélation. Nous relevons sur cette dernière 31 impulsions ($= 2*16-1$) et l'écart de puissance entre deux impulsions voisines vaut 0,0625 ($= 1/16$).

Nous remarquons que la forme générale de la trace d'auto-corrélation est en accord avec celle présentée sur la figure 3.5.

3.4.2 Evolution en fonction de la puissance de pompe

Au cours des différents tests réalisés, nous avons voulu essayer de mettre au point une démarche permettant d'obtenir à coup sûr le fonctionnement multi-impulsionnel. Pour cela, nous avons décidé de tracer l'évolution du nombre d'impulsions en fonction du courant de pompe pour différents réglages. La figure 3.8 en est un exemple caractéristique et résume l'ensemble des phénomènes se reproduisant de manière systématique.

Les points importants à relever sont les suivants : le comportement est différent dans le

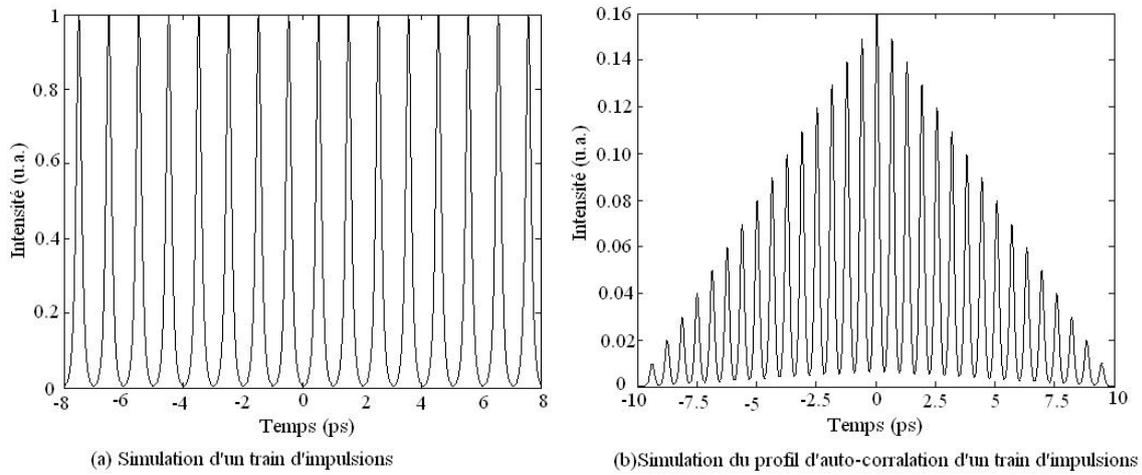


FIGURE 3.7 – Simulation d'un train de 16 impulsions et de sa trace d'auto-corrélation. Les impulsions sont régulièrement espacées par 1ps et de même puissance. La trace d'auto-corrélation est de forme rectangulaire et comporte 31 impulsions régulièrement espacées.

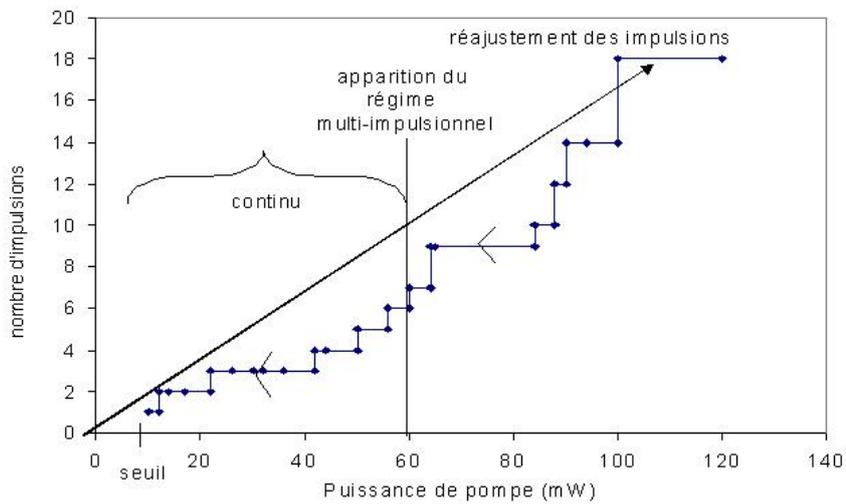


FIGURE 3.8 – Evolution du train impulsionnel en fonction de la puissance de pompe. L'évolution se fait par palier avec un comportement différent dans le sens croissant ou décroissant de la puissance de pompe.

sens croissant ou décroissant de variation de la puissance de pompe. Lorsque nous augmentons la puissance de pompe, nous franchissons le seuil laser vers 12 mW où nous observons un comportement continu. La dynamique devient impulsionnelle de types modes bloqués entre 25 et 60 mW de puissance pompe. Elle est d'abord caractérisée par un régime multi-impulsionnel de quelques impulsions seulement puis le nombre d'impulsions augmente avec la puissance de pompe et atteint son maximum aux alentours de 100 mW pour se stabiliser. En diminuant la puissance de pompe, le nombre d'impulsions diminue par paliers sans repasser par un fonctionnement continu. Proche du seuil, nous obtenons donc un fonctionnement solitonique classique comme celui décrit dans la partie précédente.

3.5 Une interprétation du régime d'impulsions liées

Nous avons vérifié que ce type de régime n'apparaît qu'en régime de dispersion positive. En effet, nous rappelons qu'un soliton ne se propage qu'en régime de dispersion normale. Ainsi, ce régime peut être défini comme un régime multi-solitonique. Nous avons également remplacé le miroir à boucle par un miroir parfait pour s'assurer que ce dernier n'induisait pas des effets dans la cavité conduisant à ce type de régime et également limiter les pertes aux soudures. Aucune différence notable dans les résultats a été observée, le miroir à boucle ne joue donc pas de rôle principale dans l'observation de ce résultat.

La formation de multiples impulsions sous la forme de groupes d'impulsions liées est bien connue [56, 57, 58]. Il a été montré récemment [59], qu'en régime de dispersion solitonique, les ondes dispersives émises par les impulsions qui subissent des perturbations périodiques à chaque tour de la cavité étaient responsables de ce phénomène. Mais, en régime de dispersion normale, il n'y a pas d'ondes dispersives et c'est la succession des tronçons de fibre de dispersion différente qui expliquerait le recouvrement partiel des champs appartenant à des impulsions successives [60].

De nouveaux types de comportements ont été observés et interprétés, tels que la formation de grandes molécules de solitons [61], des collisions entre solitons [62], ainsi que l'existence de pulsations stables de complexité variée, interprétées comme des cycles limites stables de la dynamique non-linéaire dissipative [63, 64]. Néanmoins la génération d'un paquet de 16 impulsions liées dans une cavité à absorbant saturable n'a jamais été reportée. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication lors des Journées nationales d'Optique Guidées en 2006 [65].

Nous pensons également que le fait que l'absorbant était à l'origine fait pour une utilisation pour de la régénération joue un rôle dans la visualisation de ce phénomène. En effet, il crée plus de pertes dans la cavité qu'un absorbant saturable classique pour blocage de modes.

3.6 Compression d'impulsions

Les effets de dispersion et de non-linéarité d'un laser à fibre induisent des modulations de fréquence qu'il est possible de caractériser par le chirp. De manière générale, le chirp (fréquence locale ou instantanée) peut être défini comme la dérivée temporelle de la phase totale de l'impulsion. Le chirp représente la déviation instantanée de la fréquence par rapport à la fréquence initiale de la porteuse. Initialement, la porteuse a une fréquence ω_0 , mais après propagation celle-ci se retrouve modulée en fréquence (chirp $\Omega(z, t)$) de telle sorte que la fréquence instantanée ω s'écrive :

$$\omega(z, t) = \omega_0 + \Omega(z, t)$$

On rappelle qu'une impulsion dont le chirp est nul est en limite de Fourier. Cette limite se caractérise par la valeur du produit $K = \Delta\nu\Delta\tau$ avec $\Delta\nu$ la largeur spectrale à mi-hauteur et $\Delta\tau$ la largeur temporelle prise à mi-hauteur de l'impulsion. Ce produit doit alors être égale à une certaine valeur dépendant du profil de l'impulsion. Le tableau 3.1 récapitule les profils les plus classiques ainsi que les valeurs caractéristiques de la limite de Fourier.

Type d'impulsions	Formule de l'impulsion	Valeur du produit K en limite de Fourier
Rectangle	$1 \ (-\delta t \leq t \leq \delta t)$	$2*1.207/\pi$
Gaussienne	$\exp[-\ln 2 \left(\frac{t}{\delta t}\right)^2]$	0.4413
Sec. hyperbolique	$sech[1.317\frac{t}{\delta t}]$	0.3148
Lorentzienne	$1/[1+\frac{t^2}{\delta t^2}]$	0.142
Sinus cardinal	$sin(1.207\frac{t}{\delta t}/(1.207\frac{t}{\delta t}))$	0.336

TABLE 3.1 – Produits caractéristiques de la limite pour différentes impulsions.

Le premier travail est donc de calculer le chirp de notre impulsion et de connaître son profil. Nous disposons alors d'un programme de simulation qui, à l'aide de la sauvegarde de la trace d'auto-corrélation et du spectre de l'impulsion calcule la compression à atteindre pour être en limite de Fourier et établit également la longueur de fibre nécessaire pour atteindre la largeur à mi-hauteur correspondante. La fibre utilisée a une dispersion de -29 ps/(nm.km). Le paramètre de chirp ainsi estimé vaut $4,6^1$ avec une impulsion de forme gaussienne.

La figure 3.9 représente l'évolution de la largeur de chaque impulsion en fonction de la longueur de fibre utilisée. Nous remarquons ainsi que la durée d'une impulsion décroît jusqu'à passer par un minimum avant d'augmenter à nouveau. Ainsi, il existe une longueur de fibre, ici de 10,5 m, pour laquelle nous aurons la meilleure compression, l'impulsion sera alors en limite de Fourier. La durée des impulsions en sortie de la fibre à compensation de dispersion est de 450 fs.

1. $chirp = \sqrt{(\Delta\omega_0 T_0)^2 - 1}$

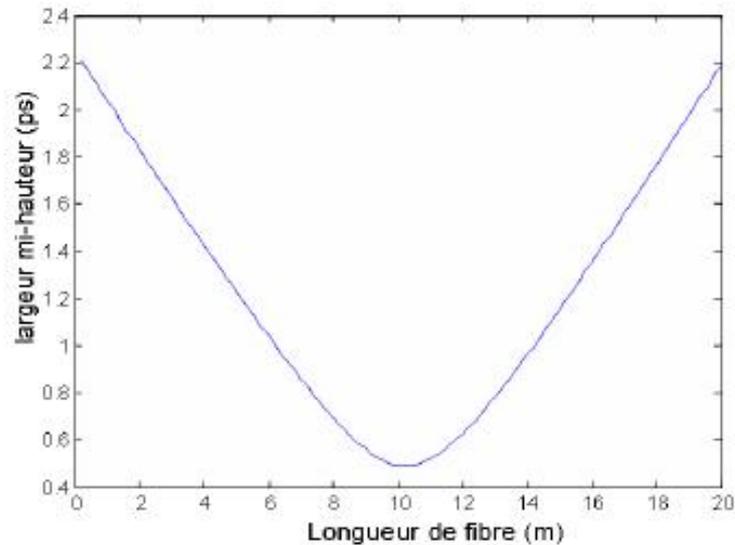


FIGURE 3.9 – Evolution de la largeur de l’impulsion en fonction de la longueur de fibre. Cette courbe est un résultat de simulation montrant qu’il existe une longueur de fibre optimale permettant de compresser au maximum les impulsions.

A titre de comparaison, nous traçons sur la figure 3.10 les traces d’auto-corrélation de l’impulsion d’entrée en bleu et de l’impulsion après passage dans 10 m de fibre à compensation de dispersion en vert. L’impulsion de sortie est environ 5 fois plus courte que celle d’entrée. Nous avons vérifié expérimentalement cette simulation en insérant en sortie de cavité 10 m de fibre de dispersion négative. Nous avons observé que chaque impulsion était compressée dans le train multi-impulsionnel.

3.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un régime de fonctionnement intéressant. En effet, nous avons observé un train d’une vingtaine d’impulsions. Chaque train se répète à l’ISL de la cavité et le taux de répétition des impulsions liées dans chaque train peut atteindre 160 GHz. Nous avons également pu démontrer la possibilité de compresser des impulsions en utilisant de la fibre à compensation de dispersion.

L’observation d’un régime multi-impulsionnel s’explique par différents phénomènes et de plus en plus de travaux s’intéressent à ce mode de fonctionnement.

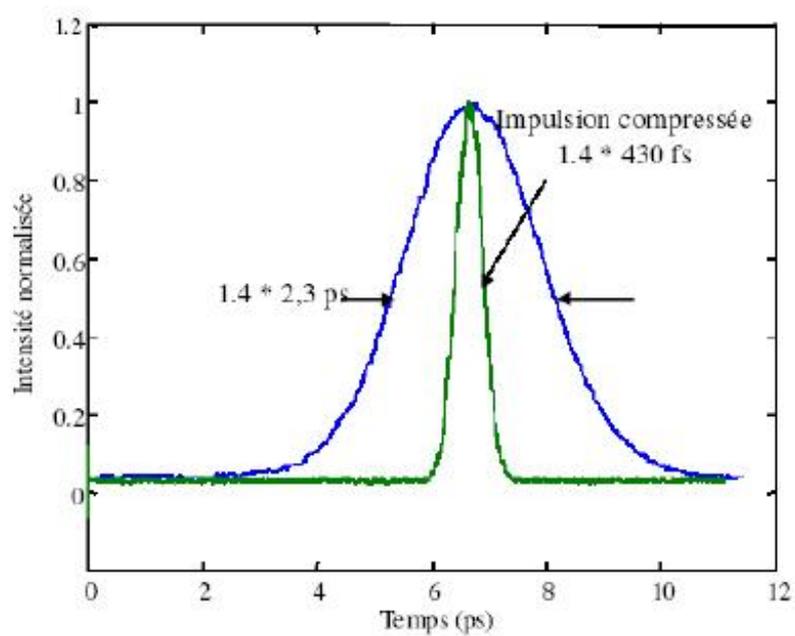


FIGURE 3.10 – Trace d’auto-corrélation de l’impulsion initiale et de l’impulsion compressée. La largeur à mi-hauteur passe de 2,3 ps à 430 fs. Chaque impulsion est ainsi compressée.