

# Génération d'horloge par filtrage spectral

Le principe de filtrage exposé au chapitre précédent avec l'application de points de température permet de générer des horloges à différents débits. Nous allons présenter les résultats obtenus avec ce procédé dans une première partie puis nous montrerons qu'il est possible d'atteindre des débits très élevés. Pour cela, nous remplacerons le réseau de Bragg par un filtre commercial pour reproduire le filtrage spectral et démontrer ainsi la possibilité de générer une horloge Terahertz.

## 5.1 Horloge à 170,8 GHz par filtrage avec les réseaux de Bragg

### 5.1.1 Première configuration expérimentale

La figure 5.1 présente la configuration expérimentale réalisée initialement. Elle se compose du laser (QD-FP-MLLD), d'un filtre, d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et du réseau de Bragg (CFBG). Le signal du laser Fabry-Perot est d'abord injecté dans un filtre de 5 nm afin de sélectionner la bande de longueurs d'onde commune au réseau de Bragg et au spectre d'émission du laser soit de 1545 à 1550 nm. Le signal est alors amplifié et passe enfin à travers le réseau de Bragg sur lequel les raies filtrantes ont été préalablement réglées. Le signal de sortie est analysé à l'aide d'un analyseur de spectre optique et d'un oscilloscope à échantillonnage et d'un analyseur électrique.

Le spectre obtenu à la sortie d'un amplificateur optique inséré en sortie du réseau est visible sur la figure 5.2. Les deux raies filtrantes apparaissent avec une différence de puissance de 10 dBm due à des différences dans les points de température. Nous notons la présence de raies résiduelles : les 4 visibles en haut de bande s'expliquent par la bande passante du réseau qui s'arrête à 1550 nm. Les raies du laser Fabry-Perot non filtrées par le filtre de 5 nm sont donc totalement transmises.



FIGURE 5.1 – Configuration expérimentale de la génération d’horloge.  
Après filtrage et amplification, le signal du laser à bâtonnets quantiques est injecté dans le réseau de Bragg.

Les raies secondaires visibles à gauche des deux raies principales sont dues d’une part au taux d’extinction du réseau de 30 dB et d’autre part aux oscillations d’écriture (« ripple »). En effet, le spectre du réseau présente du bruit sur son niveau bas et les bandes de transmission créées par les points de température sont ainsi plus larges à leur base (cf. figure 4.15 (b)) laissant passer une seconde raie laser mais à plus faible puissance. Les réglages consistent à minimiser la puissance de la raie secondaire tout en gardant la raie principale au maximum. Nous estimons qu’un écart de 25 dB entre les puissances aura une conséquence minimale sur le signal de sortie.

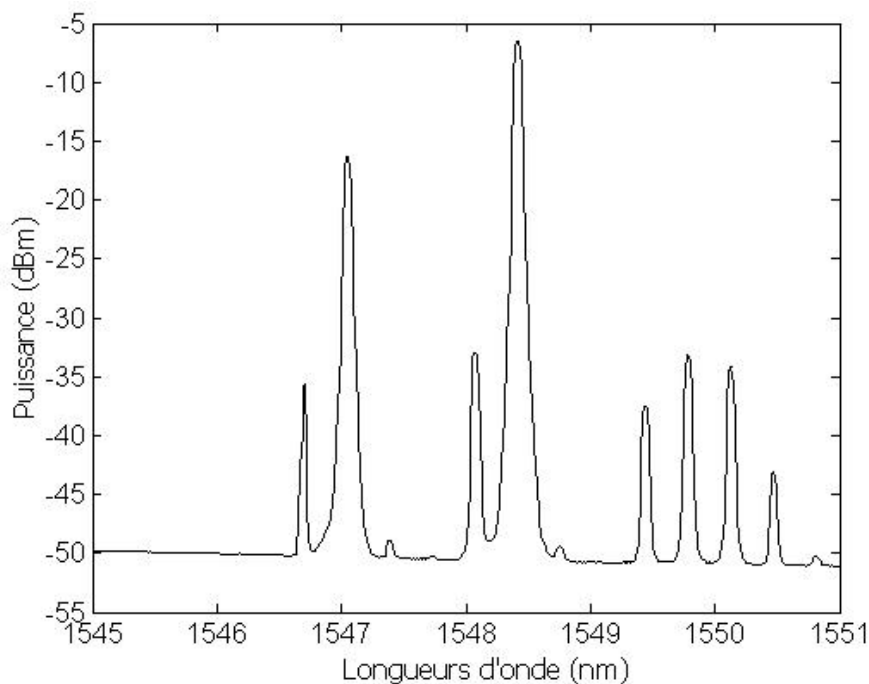


FIGURE 5.2 – Spectre optique obtenu en sortie du montage.  
Spectre présentant les 2 raies filtrantes espacées de 170 GHz et révélant la présence de raies secondaires.

Nous utilisons un oscilloscope à échantillonnage de 1 ps de résolution temporelle afin de

relever la forme temporelle de l'horloge. Comme le montre la figure 5.3, l'horloge présente un niveau de bruit élevé. Pourtant, une étude en bruit de la source laser a été réalisée au préalable et a prouvé qu'il n'existe pas de bruit à la fréquence de relaxation. Ainsi, l'hypothèse émise la plus probable est que l'on observe du bruit de partition basse fréquence provenant des interférences entre les raies principales et les raies résiduelles.

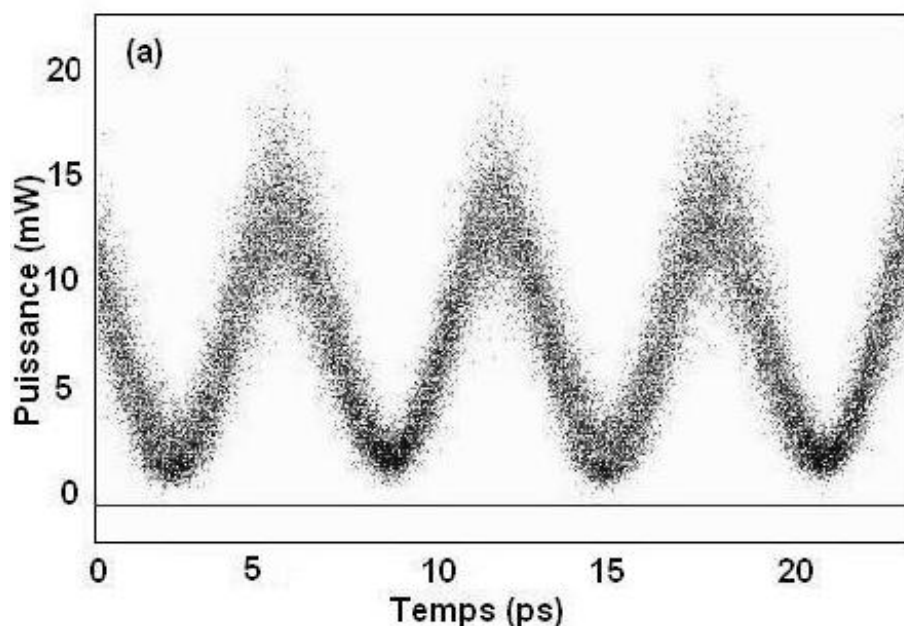


FIGURE 5.3 – Trace temporelle de l'horloge obtenue après filtrage des raies résiduelles. Le signal est fortement bruité. Nous retrouvons la fréquence de 170 GHz fixée par le filtrage.

Nous nous proposons alors de compléter le montage dans le but de diminuer le bruit mais aussi d'améliorer la stabilité de l'horloge. Les moyens mis en oeuvre sont présentés dans la partie suivante.

### 5.1.2 Amélioration du système

Dans un premier temps, nous ajoutons un filtre plat large de 1,3 nm afin d'éliminer les raies secondaires. Le spectre ainsi obtenu est visible sur la figure 5.4. Le rôle du filtre est double puisqu'il permet d'ajuster la puissance des deux raies principales à la même valeur mais aussi d'éliminer les raies secondaires en limite de bande. En effet, si nous comparons ce spectre avec celui de la figure 5.2, nous remarquons qu'il reste principalement une raie résiduelle à droite de la raie la plus élevée en longueur d'onde. Pour supprimer l'ensemble des lignes parasites, il faudrait utiliser deux filtres ce qui augmenterait les pertes.

La configuration expérimentale finale est présentée sur la figure 5.5 ainsi que pour rappel,

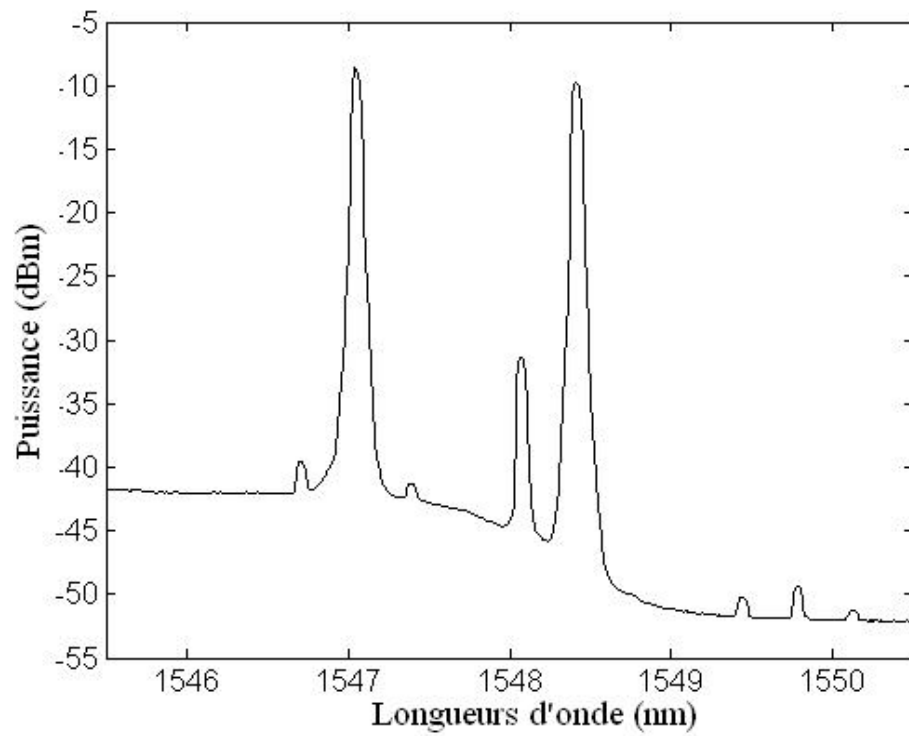


FIGURE 5.4 – Spectre obtenu après amplification et filtrage des raies secondaires. Une seule raie secondaire reste nettement visible après le filtrage. Sa puissance reste moindre comparée à celle des raies principales.

les spectres déjà commentés dans la partie précédente. Par rapport à la première configuration, à la suite du filtre plat, nous insérons un amplificateur à fibre dopée erbium et un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) précédé par un atténuateur variable. Le SOA est utilisé en régime de saturation (contrôle de la puissance injectée via l'atténuateur) et a ainsi pour rôle d'améliorer le niveau de bruit basse fréquence. Il est suivi d'un filtre de 3 nm de large centré sur les deux raies lasers conservées.

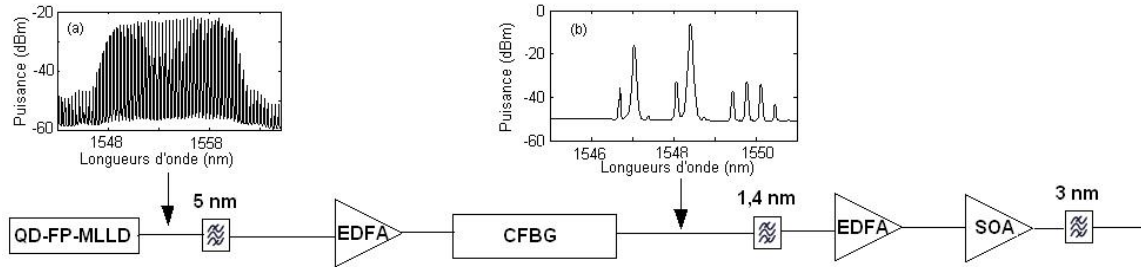


FIGURE 5.5 – Configuration expérimentale de la génération d'horloge.

Le spectre obtenu en sortie du montage est présenté sur la figure 5.6. Nous notons la présence de raies résiduelles symétriques de part et d'autre des raies principales. Elles proviennent du mélange à quatre ondes, un des effets non-linéaires qu'implique la présence d'un SOA. Celles-ci sont atténuées par le dernier filtre et nous avons pu vérifier que leurs effets sur l'horloge de sortie étaient négligeables.

Nous relevons également la trace temporelle en sortie du montage complet. A titre de comparaison, la figure 5.7 montre à gauche la trace temporelle obtenue avec le montage de la section précédente et à droite celle obtenue après l'insertion du SOA et le filtrage des raies du mélange à 4 ondes. L'amélioration du niveau de bruit est nettement visible et l'horloge ainsi générée apparaît stable. Le SOA joue donc bien son rôle.

La forme relevée correspond alors à une onde sinusoïdale de période 5,9 ps. La durée relevée à mi-hauteur est de 2 ps et la gigue temporelle est faible, inférieure à la résolution de l'appareil qui vaut 150 fs. L'horloge apparaît stable et nous verrons dans le chapitre suivant une mesure du taux d'erreur afin de confirmer cette stabilité. Nous montrons dans l'annexe C un exemple de simulation pour une éventuelle compression des impulsions.

Ce premier résultat a été présenté à CLEO Europe en 2009 [86] ainsi qu'aux JNOG quelques mois après.

La bande passante des réseaux utilisés pour ce débit ne concorde pas avec celle du laser à bâtonnets quantiques. Seuls 4 nm sont communs aux deux bandes passantes en limite basse du spectre laser ; c'est pourquoi des nouveaux réseaux ont été fabriqués par le labo-

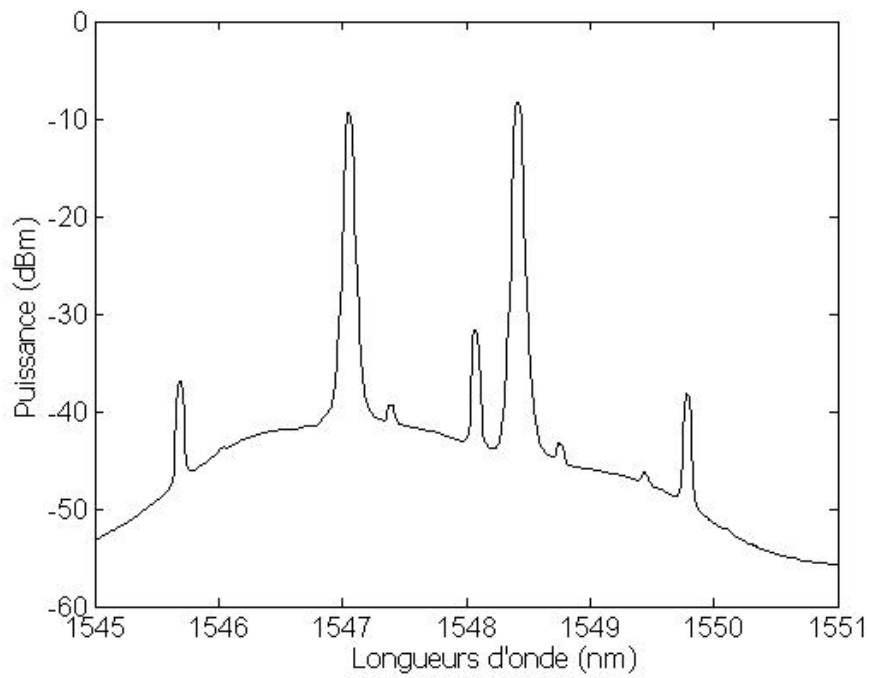


FIGURE 5.6 – Spectre optique obtenu en sortie du montage après le SOA.  
*Les raies latérales proviennent du mélange à 4 ondes.*

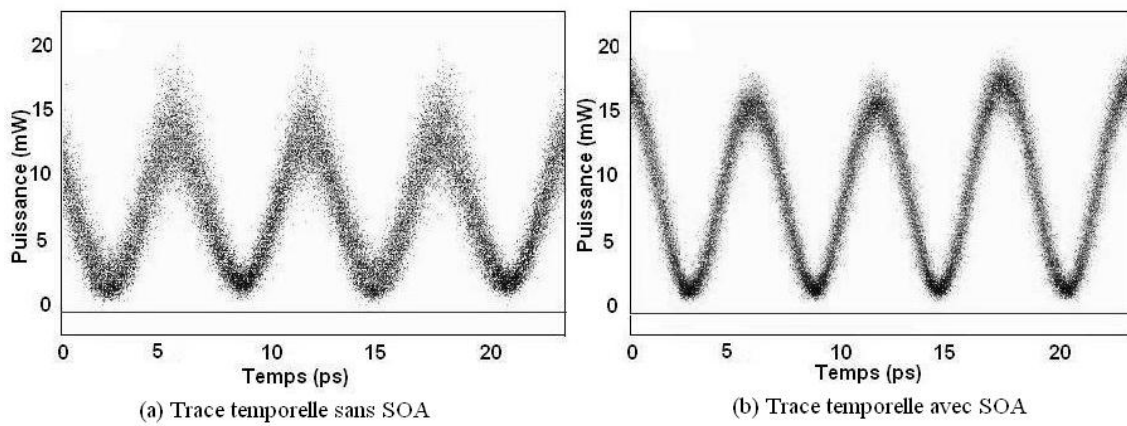


FIGURE 5.7 – Profil temporel de l'horloge obtenu avant et après insertion d'un SOA.  
*Par comparaison des 2 traces temporelles, la présence du SOA se justifie et son effet d'amélioration du niveau de bruit est nettement visible.*

ratoire québécois afin d'utiliser ce même principe simple pour la génération à plus haut débit.

## 5.2 Génération d'horloge à 341,6 GHz

### 5.2.1 Quelques mots sur les nouveaux réseaux

Les réseaux sont fabriqués avec un masque de phase ayant un chirp de 2 nm/cm sur une longueur de 5 cm permettant d'inscrire un réseau dans la bande de longueurs d'onde de 1548 à 1558 nm. Ces réseaux sont également laissés au four 24 heures et les pertes d'insertion obtenues après ce chauffage sont de l'ordre de 35 dB.

Nous présentons le tracé des pertes d'insertion en fonction de la longueur d'onde sur la figure 5.8. Le réseau présenté ici couvre la bande spectrale de 1548 nm à 1558 nm avec une profondeur de 32 dB. Nous précisons que la valeur correspondante aux pertes d'insertion en dehors du réseau (de -12 dB sur la figure ci-dessous) est due aux pertes des connecteurs utilisés lors de la mesure. En réalité, le réseau doit être totalement transparent à ces longueurs d'onde donc les pertes devraient être de 0 dB.

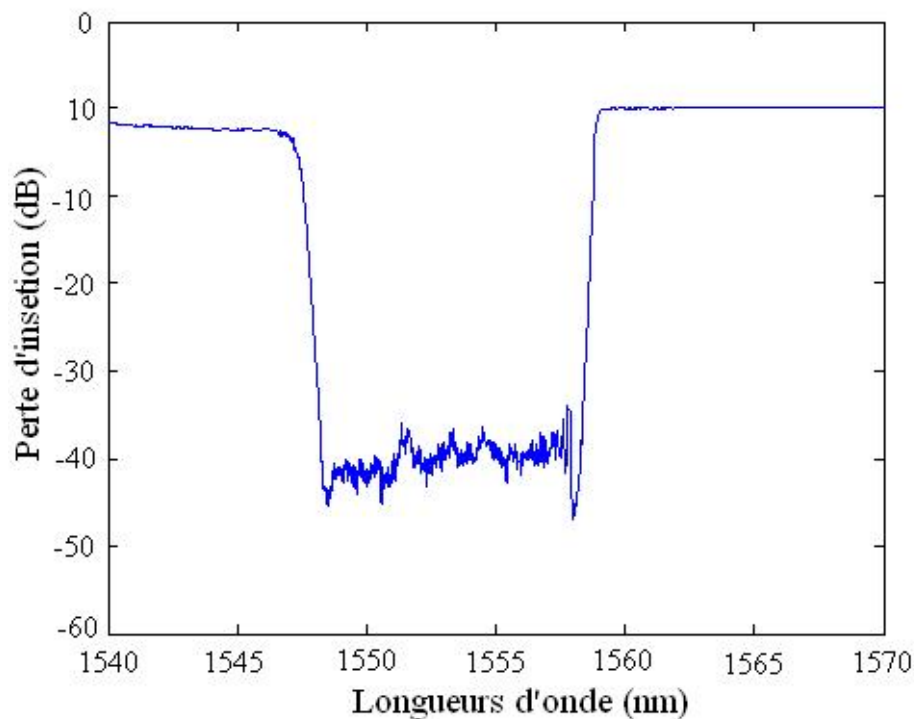


FIGURE 5.8 – Spectre du réseau de Bragg après passage dans le four.

### 5.2.2 Configuration expérimentale

Le laser à blocage de modes actif est identique à celui présenté dans l'expérience précédente. Nous choisissons de sélectionner les raies au milieu du spectre afin d'avoir la meilleure puissance possible. Le premier réglage consiste donc à alimenter deux lignes de chrome afin de se placer au bon endroit et d'affiner les réglages pour se placer dans les conditions optimales. Nous choisissons ici un espacement de 341,6 GHz entre les deux fenêtres de transmission ouvertes sur le réseau de Bragg.

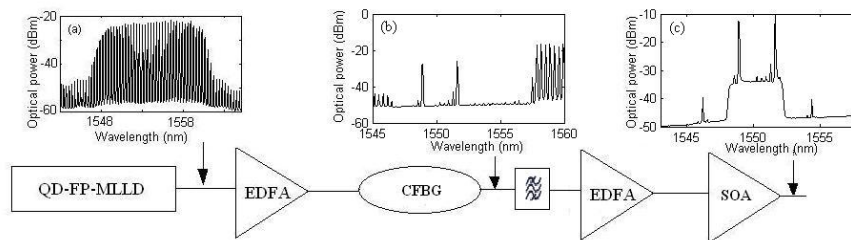


FIGURE 5.9 – Configuration expérimentale de la génération d'horloge haut-débit.

La figure 5.9 présente le schéma expérimental ainsi que les spectres associés aux différents éléments. Le spectre (a) rappelle le gain plat et large du spectre d'émission du laser QD. Le signal du laser est amplifié puis injecté dans le réseau, sur lequel nous alimentons deux lignes espacées de 341,6 GHz. Nous insérons alors un filtre pour éliminer les raies résiduelles visibles sur le spectre (b). Celles-ci sont dues à la différence de largeur de bande passante entre le réseau et la source laser mais aussi par les propriétés d'écriture du réseau. La figure 5.10, correspondante au spectre optique obtenu après ce filtrage et amplification, montre que seules les raies résiduelles extrêmes sont supprimées. Comme pour l'expérience à 170,8 GHz, nous trouvons un SOA en fin de montage afin d'éliminer le bruit de partition.

### 5.2.3 Résultats obtenus

La figure 5.11 (a) montre le diagramme de l'oeil ainsi obtenu. Celui-ci a été pris en sortie du SOA. Nous constatons un taux de répétition de 341,6 GHz soit 3 ps pour une durée d'impulsion de 2 ps.

Le niveau de bruit reste élevé malgré la présence du SOA. Nous pensons qu'il s'explique par les interférences créées par les raies résiduelles restantes (à gauche de la raie sélectionnée la plus élevée en longueur d'onde), plus nombreuses que lors de l'expérience à 170,8 GHz. Elles sont visibles sur le spectre présenté sur la figure 5.11 (b). Nous rappelons que les raies



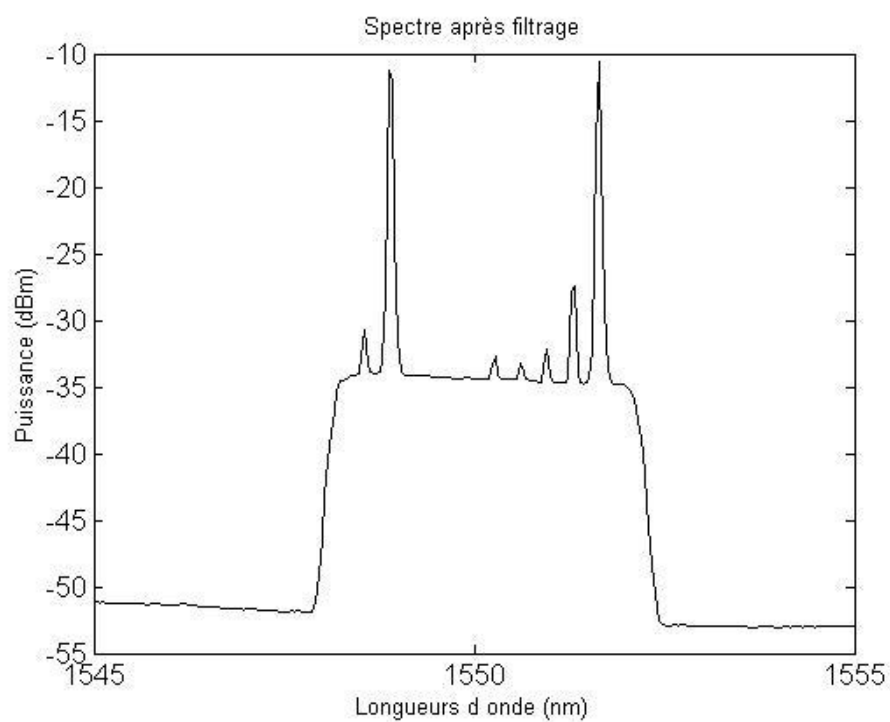


FIGURE 5.10 – Spectre en sortie du réseau.

*La sélection se fait sur deux modes espacés de 341,6 GHz. Des raies résiduelles à haute longueurs d'ondes sont encore visibles malgré le filtrage.*

latérales les plus éloignées de la longueur d'onde centrale proviennent du mélange à 4 ondes, un des effets non linéaires induit par le SOA.

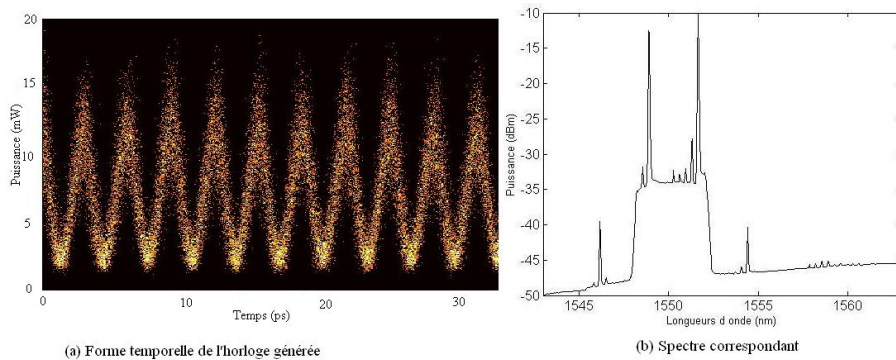


FIGURE 5.11 – Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée. *Le spectre présente des raies résiduelles pouvant expliquer le niveau de bruit relativement élevé visible sur la trace temporelle.*

Ces résultats confirment le procédé de filtrage réalisé avec l'application de points de température sur un réseau de Bragg à pas variable. Ces résultats ont été présentés à CLEO et aux JNOG en 2009. Nous pouvons alors facilement penser que la méthode pourra permettre de générer des horloges à haut-débit. Néanmoins, nous sommes limités par différents facteurs pour réaliser l'expérience. Ces limitations vont être présentées dans la partie suivante.

### 5.3 Limites du procédé de filtrage

L'expérience de génération d'horloge à 340 GHz a entraîné la volonté de réaliser les deux objectifs suivant :

- La sélection de 3 voire 4 modes,
- La réalisation de l'expérience pour la génération d'horloge à 1 THz.

Nous nous rendons compte que les éléments actuels ne permettent pas d'atteindre ces deux objectifs. En effet, nous sommes limités par le nombre de lignes de chrome présentes sur la plaque. Actuellement, nous disposons d'une sélection possible sur moins de 3 cm (ou 5 nm). Cette plage de longueurs d'onde correspond à 625,5 GHz. Ainsi, la sélection de 3 raies à 341,6 GHz est irréalisable avec le système actuel.

La solution évidente est de graver des lignes de chrome supplémentaires. Afin de réaliser des débits supérieurs, nous pourrions également utiliser deux réseaux. Cette solution est plus coûteuse en terme de matériel : elle demande de doubler les alimentations et de disposer d'une seconde plaque avec des lignes de chrome. Le dispositif aura aussi des pertes plus élevées puisque le signal devra être divisé puis recombinaé. Pour une utilisation future de ce principe, il faudra donc penser à graver des lignes permettant la sélection au minimum

sur 1 THz soit 8 nm. En terme de matériel, l'ajout d'un point de température entraîne une alimentation en courant supplémentaire.

La mise en oeuvre de la gravure de lignes supplémentaires demandent un peu de temps. Nous avons alors pensé utiliser un filtre commercial afin de valider le principe à plus haut-débit et de se rendre compte des possibilités offertes par ce type de filtrage. Les résultats de ces expériences vont être présentées dans le chapitre suivant.

## 5.4 Extension de la méthode à l'aide d'un filtre programmable

### 5.4.1 Présentation du procédé de filtrage

Grâce à un filtre commercial nommé *Waveshaper*<sup>1</sup>, il est possible de programmer la forme de filtre voulu. Cet appareil est simple d'utilisation et permet de créer des formes de filtre variées. Son principe de fonctionnement repose sur un filtrage spatial des fréquences à l'aide de cellules à cristaux liquides. Pour cela, nous entrons un tableau à trois colonnes dont la première contient des fréquences, la seconde donne l'atténuation que nous souhaitons à la fréquence correspondante tandis que la troisième permet de gérer la phase. Il reste alors à régler la longueur d'onde centrale du filtre ainsi que sa largeur.

La figure 5.12 montre la configuration expérimentale utilisée. Elle se compose du laser QD dont le spectre est rappelé en (a), d'un amplificateur et du filtre accordable. Nous créons la forme du filtre selon le procédé présenté ci-dessous en fonction de la fréquence de l'horloge désirée. L'exemple de deux lignes séparées de 340 GHz est visible sur le spectre (b). Nous remarquons qu'il a aucune raie résiduelle et les pertes dues au filtre sont faibles, de l'ordre de 2 dB.

Nous disposons d'un programme Matlab permettant de créer le tableau servant d'entrée au filtre et permettant de gérer la phase de chaque fréquence. Le principe du filtrage utilisé est présenté schématiquement sur la figure 5.13 pour 2 et 3 raies. Nous exposons le principe choisi en se basant sur la sélection de deux raies. Nous commençons par définir les fréquences régulièrement espacées avec 0 pour valeur centrale dans un premier tableau. Nous entrons alors les largeurs  $l1$  et  $l2$  mesurées à l'aide du spectre de la source. Nous définissons alors un tableau  $a$  et un tableau  $b$  contenant respectivement l'ensemble des indices de position du premier tableau des fréquences comprises entre  $-\frac{l1}{2}$  et  $\frac{l1}{2}$  et entre  $-\frac{l2}{2}$  et  $\frac{l2}{2}$ . Il ne reste plus qu'à définir les atténuations selon :

- 50 pour toutes les fréquences se trouvant avant  $\min(a)$  et après  $\max(b)$
- 0 entre  $\min(a)$  et  $\min(b)$  : permet de créer la première raie
- 50 entre  $\min(b)$  et  $\max(b)$

---

1. filtre Waveshaper 4000S (Finisar)

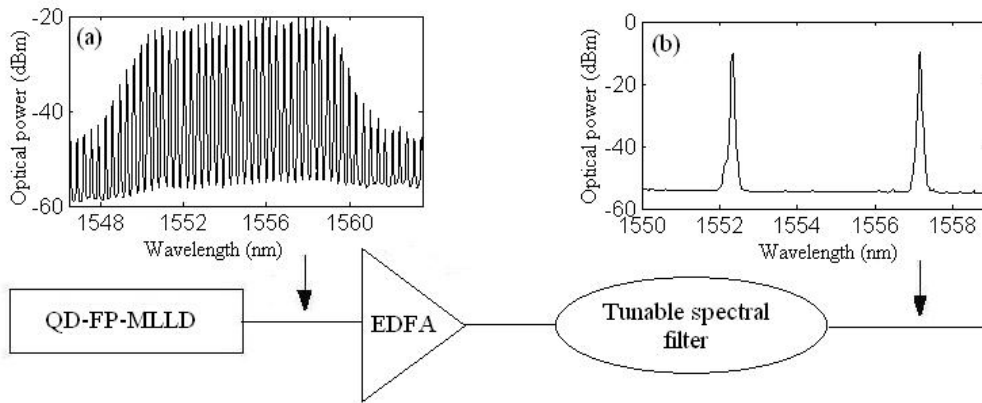


FIGURE 5.12 – Configuration expérimentale réalisée.

– 0 entre max(b) et max(a) : permet de créer le seconde raie.

Nous obtenons ainsi deux rectangles de sélection espacés de la fréquence attendue pour l'horloge générée.

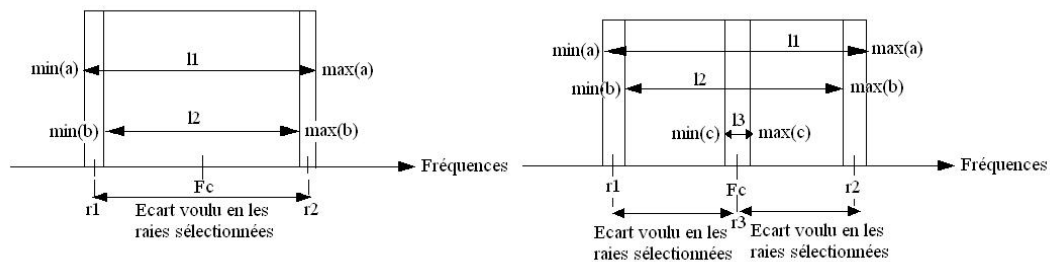


FIGURE 5.13 – Forme temporelle et spectre correspondant de l'horloge générée.

Pour le calcul de la phase, nous entrons une valeur pour le coefficient de dispersion chromatique cumulée en  $ps/nm^2$ , noté  $D_{cum}$  permettant d'obtenir le coefficient de vitesse de groupe cumulée défini par  $\beta_{22} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_{cum}$ . Nous définissons alors la phase selon sa valeur théorique :

$$phase = \frac{1}{2} \beta_2 (2\pi f)^2 \tag{5-1}$$

Le but étant de compenser la dispersion créée par la fibre et d'éviter les interférences entre les raies sélectionnées. Nous présenterons par la suite les résultats avec et sans tenir compte de cette compensation de dispersion.

### 5.4.2 La sélection de 2 raies lasers

Nous choisissons de créer d'abord la sélection spectrale de deux raies lasers sans tenir compte de la phase, c'est-à-dire sans compenser la dispersion. Nous réalisons cette expérience pour différentes fréquences afin de vérifier le bon fonctionnement du filtrage. La limite de visualisation de l'oscilloscope à échantillonnage est de l'ordre de 800 GHz.

Nous présentons 4 horloges sur la figure 5.14 aux fréquences respectives de 170,8 GHz, 341,6 GHz, 512,4 GHz et 640,5 GHz. Nous avons constaté une faible gigue temporelle et les horloges sont stables. Une légère dégradation du signal est visible vers 500 GHz, provenant très certainement du fait que nous nous approchons de la limite de résolution de l'appareil.

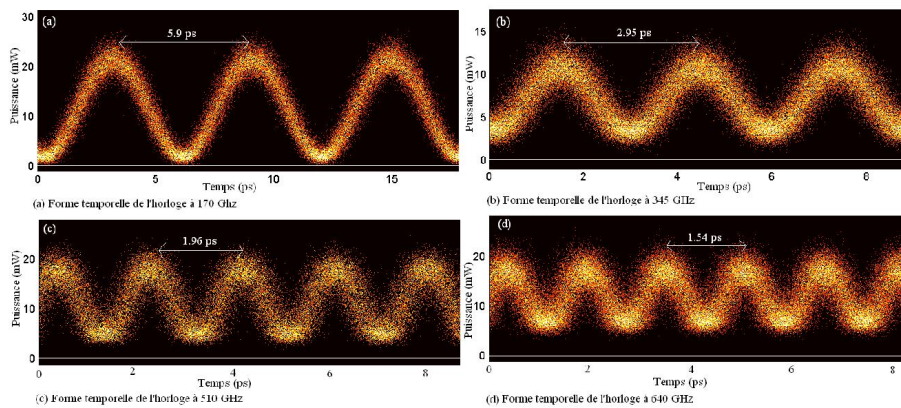


FIGURE 5.14 – Formes temporelles de 4 horloges générées à différentes fréquences. Les horloges sont de forme sinusoïdale et la durée des impulsions correspond donc à la moitié de la période choisie.

Nous refaisons les mêmes expériences avec compensation de dispersion. Nous constatons que les signaux ne changent pas et les formes temporelles obtenues sont très similaires à celles présentées sur la figure 5.14.

### 5.4.3 La sélection de 3 raies lasers

Nous réalisons alors sur le même principe la sélection de 3 raies lasers pour deux fréquences différentes. Cette sélection est possible pour des fréquences inférieures à 600 GHz, couvrant ainsi l'ensemble de bande spectrale de 1,8 THz. Les formes temporelles ainsi obtenues sont présentées sur la figure 5.15. Nous voyons que les signaux sont dégradés sur le niveau inférieur par rapport aux formes temporelles vues sur la figure 5.14 pour des fréquences similaires ; il y a quelques piédestaux. Nous pensons que cette dégradation est due aux interférences créées par les trois raies. En prenant en compte la dispersion dans le filtre, la forme temporelle sera alors très certainement améliorée.

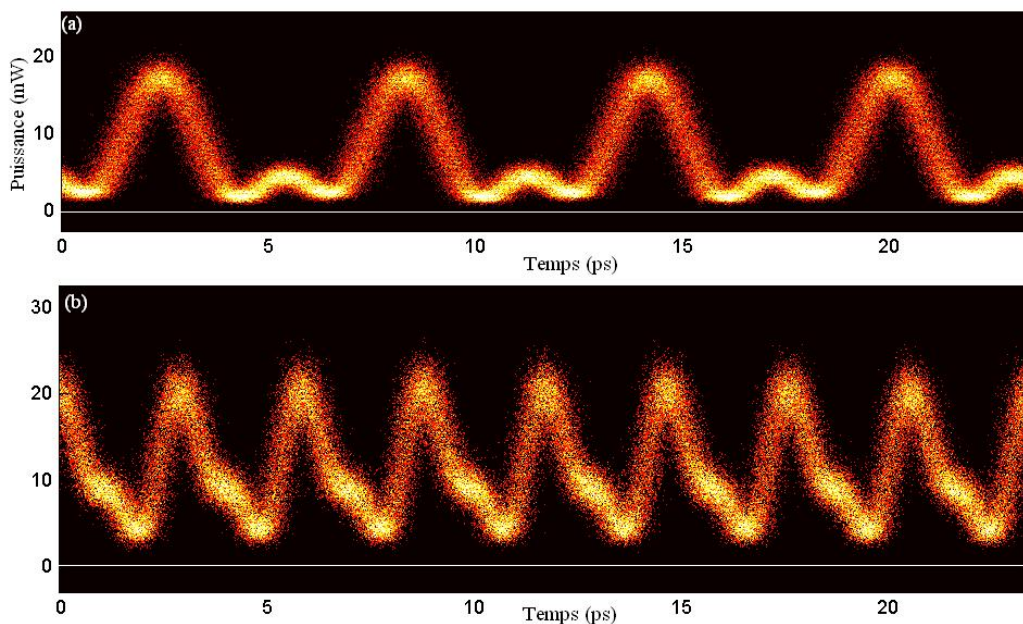


FIGURE 5.15 – Formes temporelles de 2 horloges avec sélection de trois raies spectrales à (a) 170,8 GHz et (b) 341,6 GHz.

*Les deux horloges apparaissent dégradées sur leur niveau bas. On constate que la durée des impulsions est affinée par rapport à la sélection de 2 raies.*

Afin d'améliorer la forme des horloges, nous ajustons les termes de phase dans le filtre utilisé. Nous insérons également un contrôleur de polarisation en sortie du montage. Les horloges ainsi obtenues deviennent donc nettement améliorées et nous pouvons voir l'influence de la polarisation sur la figure 5.16. En effet, les trois traces présentées correspondent à la même fréquence de 341,6 GHz mais pour 3 réglages différents du contrôleur de polarisation. Nous arrivons donc à ajuster ce composant afin d'avoir un signal net (horloge présentée en (c)).

De plus, cette addition de raies affine les impulsions ; ce phénomène est bien connu dans la réalisation de lasers à blocage de modes. En effet, la largeur d'une impulsion obtenue par blocage de modes est égale à  $T_c/M$ ,  $M$  le nombre de modes,  $\tau_c$  étant le temps d'aller retour de l'énergie dans la cavité soit la période associée au train d'impulsions. La comparaison montre une demi-période standard de 1,45 ps tandis que quand nous choisissons de garder trois lignes spectrales, la largeur à mi-hauteur est seulement de 1 ps. Cette propriété peut être déduite de la réduction standard pour le verrouillage de modes dans les lasers (le ratio entre le nombre de modes est de 3/2).

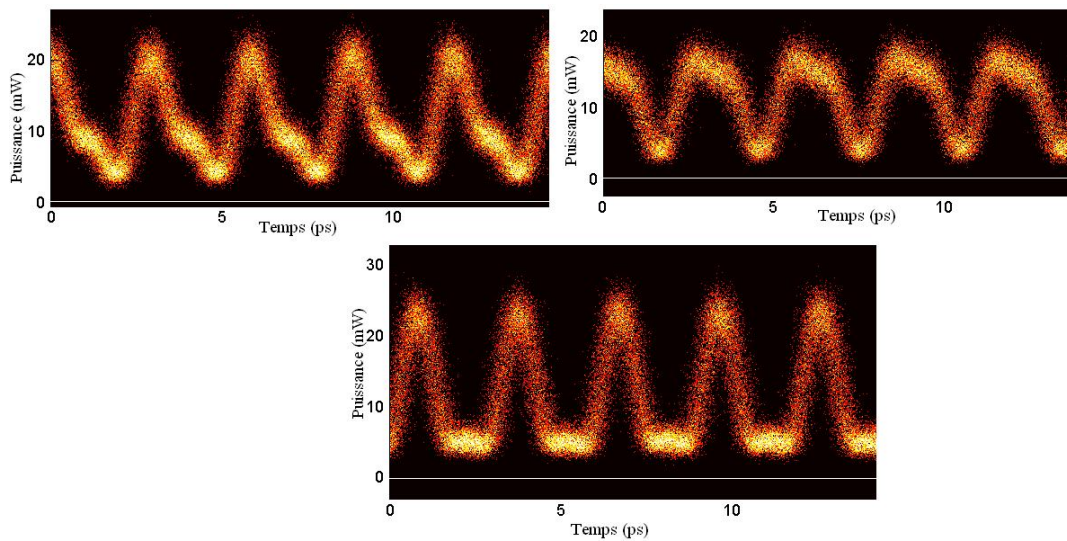


FIGURE 5.16 – Comparaison des formes temporelles d’une horloge générée à 341,6 GHz selon la polarisation.

*Sur les figures (a) et (b), le mauvais réglage du contrôleur de polarisation entraîne des signaux fortement dégradés. La trace présentée en (c) est stable et périodique et présente une durée d’impulsion de 1,9 ps.*

#### 5.4.4 Sélection supérieure à 3 raies lasers

Nous pouvons penser qu’une sélection supérieure à 3 raies entrainera des impulsions plus courtes sans jouer sur la stabilité du signal. Nous sommes limités par la largeur de bande du spectre laser mais pour une fréquence de 170,8 GHz et 342,6 GHz, la sélection de 4 ou 5 raies lasers est facilement réalisable. Nous présentons les résultats sur la figure 5.17 afin de comparer l’évolution du signal pour un espacement des raies de 170,8 GHz.

Au besoin, on pourra se reporter à la figure 5.14 pour se rappeler la forme de l’horloge en sélectionnant 2 raies laser. On note ici que nous avons à chaque fois essayé de régler le contrôleur de polarisation afin d’améliorer les signaux. Nous pouvons voir que plus nous sélectionnons de raies plus les impulsions sont fines (réduction standard pour le verrouillage de modes). Néanmoins, nous constatons que la sélection à 5 raies donne un signal fortement dégradé et ceci quelque soit le réglage du contrôleur de polarisation. L’expérience à 342,6 GHz a aussi abouti à ce constat. Une optimisation en termes de dispersion et de polarisation est certainement nécessaire.

#### 5.4.5 Comparaison des résultats avec et sans compensation de dispersion

Le tableau 5.18 présente les différentes largeurs d’impulsions obtenues avec et sans compensation pour différentes fréquences. Nous remarquons alors que sans compensation de dispersion, nous retrouvons les propriétés des modes battants bien connues dans les lasers



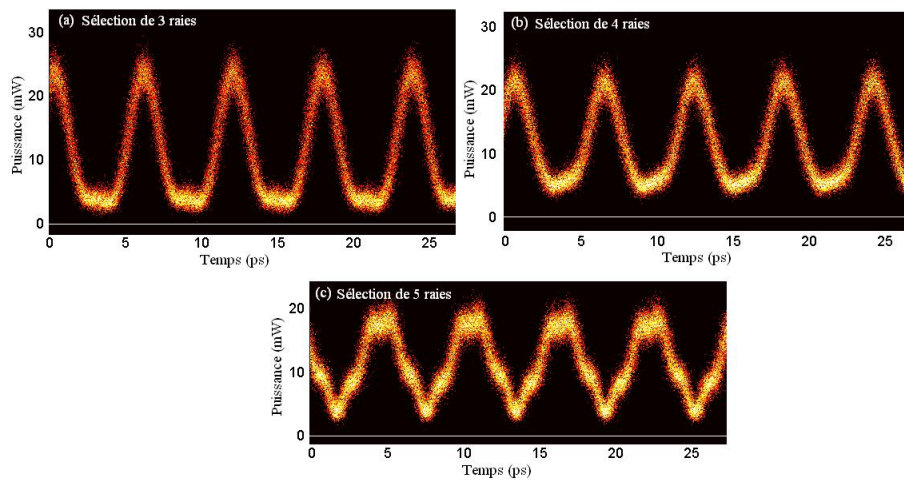


FIGURE 5.17 – Formes temporelles des horloges à 170,8 GHz pour une sélection croissante de raies lasers.

à verrouillage de mode. En effet, pour la sélection de 2 raies, nous retrouvons aux erreurs de mesure près, la demi-période tandis que pour la sélection de 3 raies, la durée correspond à  $2/3$  de la période.

Fréquence	Nombre de raies	Type de sélection	Largeur d'impulsion
170,8 GHz	2	sans compensation	2,9 ps
		avec compensation	2,6 ps
	3	sans compensation	2 ps
		avec compensation	1,9 ps
341,6 GHz	2	sans compensation	1.45 ps
		avec compensation	1.35 ps
	3	sans compensation	1.1 ps
		avec compensation	1 ps
683,2 GHz	2	sans compensation	720 fs
		avec compensation	600 fs

FIGURE 5.18 – Comparaison des largeurs à mi-hauteur d'impulsions suivant le type de sélection spectral.

La compensation de dispersion a donc un double effet : l'horloge est de forme régulière et la durée des impulsions est raccourcie.

#### 5.4.6 Résultats expérimentaux pour la génération Terahertz

Pour des débits supérieurs à 800 GHz, les mesures sont limitées par la résolution de l'oscilloscope. Le seul moyen de vérifier que le signal est correct est la trace d'auto-corrélation



en supposant que la stabilité est la même. Celle-ci permet de mesurer des largeurs d'impulsions et de vérifier les taux de répétition. Ces mesures ne sont qu'une indication. Elles ne permettent pas pour l'instant d'évaluer la qualité en terme de gigue.

Nous présentons sur la figure 5.19 la trace d'autocorrélation (b) obtenue pour la sélection de 2 raies espacées de 1,2 THz comme le montre le spectre correspondant (a). Nous notons qu'aucune raie résiduelle n'est présente entre les raies sélectionnées. Le taux de répétition des impulsions est l'inverse de 840 fs soit 1,2 THz et la largeur à mi-hauteur vaut approximativement 400 fs.

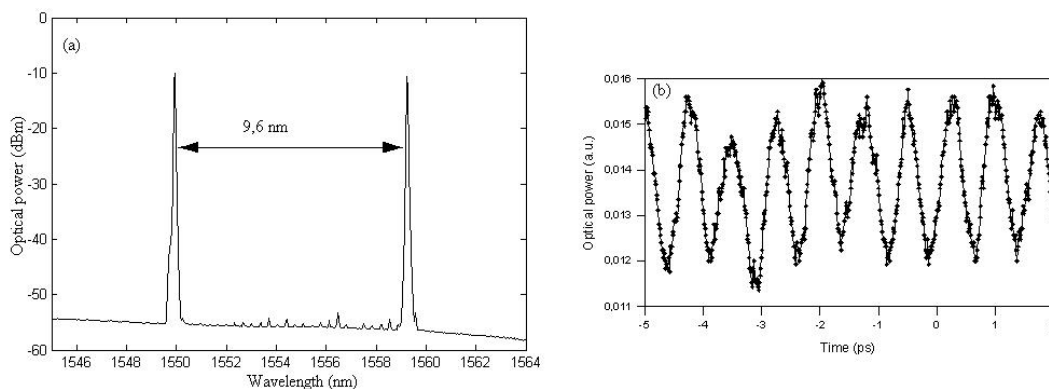


FIGURE 5.19 – Spectre optique et trace d'autocorrélation obtenue pour une fréquence de 1,2 THz.

Ce travail a fait l'objet d'un papier à OFC 2010 [87].

Le procédé de filtrage utilisé ici s'étend donc facilement à des débits d'horloge de l'ordre du Terahertz. Ce domaine est aujourd'hui en pleine expansion et convoité par différentes équipes de recherche. En effet, les applications des ondes THz sont multiples [88, 89] et on peut par exemple citer l'imagerie Terahertz.

Quelques méthodes ont été proposées. Celles-ci utilisent par exemple la compression des impulsions dans des fibres fortement non-linéaires [90] ou la synthèse de Fourier à plusieurs longueurs d'onde [91].

## 5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord présenté une technique simple de génération d'horloge à haut débit stable. L'utilisation d'un réseau de Bragg comme filtre spectral rend le système accordable sur une dizaine de nanomètres. Cette expérience originale a fait l'objet

de plusieurs publications [86, 92, 87].

Nous avons validé le procédé de filtrage à l'aide d'un filtre commercial. Le principe de sélection spectrale offre donc la possibilité de générer des horloges optiques stables à des fréquences variées. La plage de longueurs d'onde permet d'atteindre 1,3 THz. Le procédé est facilement reproductible et accordable en longueur d'ondes dans la limite de la bande passante de la source laser utilisée.

## Chapitre 6

# Analyse de la stabilité d'horloge et récupération d'horloge

Nous avons présenté dans le chapitre précédent un procédé simple de filtrage de raies spectrales. Les signaux proposés apparaissent stables et propres. Nous proposons alors d'une part de confirmer la stabilité des horloges par une mesure du taux d'erreur et d'autre part d'utiliser ces signaux pour faire de la récupération d'horloge.

Nous présenterons dans une première partie l'intérêt, le principe et les résultats des mesures du taux d'erreurs binaire tandis que la seconde partie traitera de la récupération d'horloge. Nous montrerons dans ce chapitre la capacité d'un laser à blocage de modes à générer une horloge de fréquence  $f$  à partir d'une horloge de fréquence  $N \times f$ . Cette fonction de base est essentielle pour les réseaux à  $N \times 100$  Gbits/s.

### 6.1 Mesure du taux d'erreurs

Afin de vérifier la stabilité de nos horloges, nous avons pensé nous orienter vers la mesure du taux d'erreur binaire. Il s'agit d'un facteur utilisé couramment pour tester la qualité d'une transmission, en reportant le rapport entre le nombre de bits erronés et le nombre de bits émis.

En effet, un signal, codé en bit/s, est vu par le récepteur comme une succession de symboles binaires 1 ou 0 suivant le niveau d'amplitude. Pour cela, on définit un seuil de décision au dessus duquel le signal sera vu comme un 1 et en dessous comme un 0. Or, des erreurs peuvent être commises si les fluctuations d'amplitude et temporelles sont trop importantes.

Dans le cas de nos horloges, il faut d'abord effectué un codage pour avoir des données de type 1 ou 0 ce qui transforme le GHz en GBit/s. Nous verrons donc dans un premier temps les étapes de cette mesure avant de montrer les résultats obtenus.

### 6.1.1 Principe de la mesure

Afin d'avoir une comparaison, nous disposons d'une mesure prise avec un signal dont nous sommes sûrs de sa stabilité. La figure 6.1 présente le schéma expérimental de la mesure du taux d'erreur binaire de cette référence. Il s'agit d'un multiplexage optique temporel<sup>1</sup> de 42,7 Gbit/s vers 170,8 Gbit/s du signal à 42,7 GHz issu du laser à bâtonnets quantiques et modulé à 42,7 Gbit/s. À la réception, le signal est démultiplexé optiquement vers 42,7 Gbit/s à l'aide d'un modulateur à électro-absorption puis analysé dans un récepteur classique.

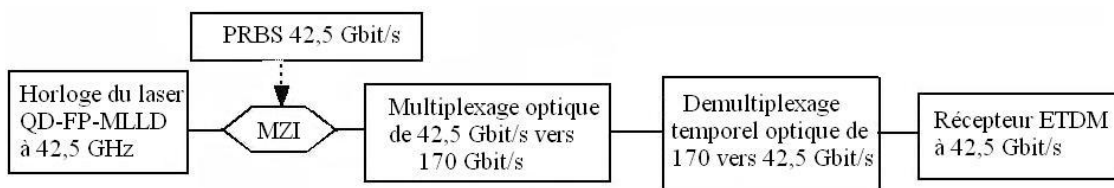


FIGURE 6.1 – Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour la référence. La référence est créée par un multiplexage optique du signal issu du laser à bâtonnet quantique.

Dans le cas de notre horloge générée à 170 GHz, le principe de la mesure est représenté sur la figure 6.2. L'horloge est d'abord codée à 42,5 Gbit/s. À la réception, le même procédé que pour la référence est utilisé : le demultiplexage optique donne 4 trains à 42,5 Gbit/s et l'une de ces séquences correctement modulée est analysée par le récepteur ETDM.

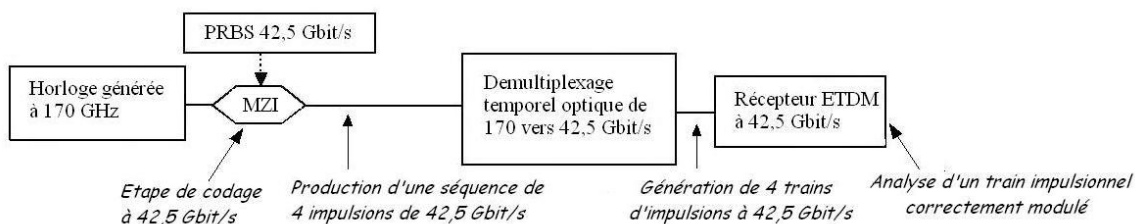


FIGURE 6.2 – Principe de la mesure du taux d'erreur binaire pour l'horloge générée.

La figure 6.3 montre le diagramme de l'oeil du signal obtenu après ce codage et utilisé pour l'émission. Compte tenu du rapport quatre entre le débit de codage et le taux de répétition de l'horloge, idéalement la séquence est quadruplée par rapport à la séquence d'origine. Cependant, les temps de montée et de descente du modulateur 42,5 Gbit/s ferment

1. Le multiplexage temporel repose sur l'utilisation de coupleurs et de lignes à retard afin de multiplier le débit initial d'une source laser impulsionnel.