

# Réalisations expérimentales de sources lasers déclenchées passivement à fibres cristallines dopées Erbium

L'étude théorique menée précédemment indique qu'il est théoriquement possible de réaliser une source laser répondant aux ambitions du projet Minitélia, à l'exception de la durée des impulsions. La simulation numérique a fourni quelques pistes de dimensionnement et d'approches techniques. Elle a aussi montré que l'énergie des impulsions atteindra tout juste celle fixé par le cahier des charges.

Ce chapitre est consacré la réalisation expérimentale et à l'optimisation d'une source laser utilisant un cristal Er:YAG directement pompé par diode et déclenché passivement. Il présente, dans un premier temps, les tests de différentes fibres cristallines et justifie le choix de l'absorbant saturable pour ce projet. Il décrit et compare les sources qui ont été conçues au laboratoire. Enfin, il montre une piste que nous avons suivit pour améliorer les caractéristiques de la source.

## 3.1 Optimisation expérimentale du milieu à gain optimal

AVANT de plonger directement dans la conception de la cavité déclenchée, il est tout d'abord nécessaire d'établir expérimentalement les paramètres optimaux du milieu à gain à l'aide d'une cavité simple fonctionnant en régime continu. On pourra ainsi confirmer le dimensionnement proposé par la simulation, et établir un premier lot de performances avec les cristaux Er:YAG fournis par Fibercryst.

La diode de pompe est couplée dans une fibre optique de diamètre  $100\ \mu\text{m}$  ouverte à 0,22, et émet une puissance de  $14\ \text{W}$  à  $1470\ \text{nm}$  (fig. 3.1). La distance focale de la lentille L1 est de  $40\ \text{mm}$ , celle de la lentille L2 est de  $40\ \text{mm}$  ou de  $80\ \text{mm}$  en fonction du diamètre du spot de pompe souhaité. La cavité est simplement composée de deux miroirs concaves de rayon de courbure de  $100\ \text{mm}$  : un miroir dichroïque et un miroir de sortie. Les réflectivités de ce miroir

partiellement réfléchissant sont de 90% et 80%. Pour d'autres valeurs, les puissances maximales atteintes par le laser sont faibles et ne permettent pas de comparer nettement les différentes fibres cristallines.

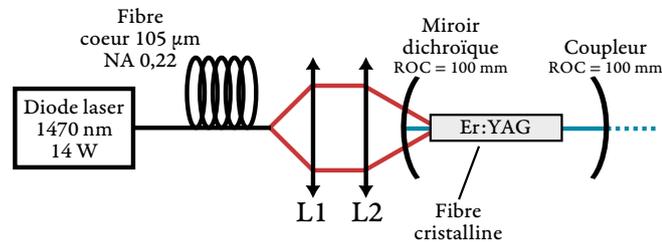


FIG. 3.1 : Représentation schématique du banc de test des fibres cristallines.

### 3.1.1 Influence de la longueur et du dopage des fibres cristallines

ON compare tout d'abord les puissances maximales atteintes en régime continu pour des fibres cristallines de diamètre  $800\ \mu\text{m}$  pour plusieurs longueurs et dopages (fig. 3.2).

Même si ces résultats ne permettent pas de prédire directement le meilleur dimensionnement du cristal pour le régime déclenché, elles donnent une idée des performances relatives en donnant un majorant de la puissance moyenne que pourrait émettre le laser en régime déclenché. La longueur d'onde d'émission utilisée pour cette comparaison est  $1645\ \text{nm}$ . Ces majorants seront inférieurs à  $1617\ \text{nm}$  (fig. 2.19).

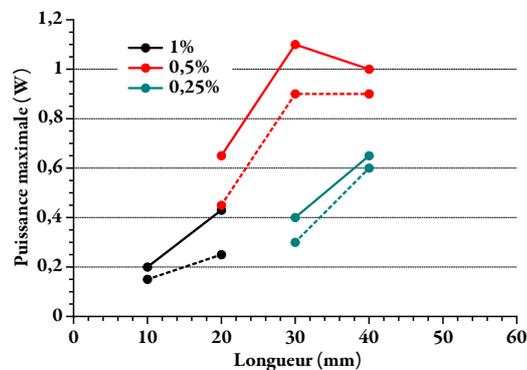


FIG. 3.2 : Puissances maximales atteintes expérimentalement en régime continu en fonction de la longueur de la fibre cristalline (diamètre  $800\ \mu\text{m}$ ), pour différents dopages (couleurs) et différents coupleurs de sortie ( $R=90\%$  en pointillés et  $R=80\%$  en traits pleins). La longueur d'onde d'émission est de  $1645\ \text{nm}$  dans toutes les configurations testées.

Ainsi, les fibres cristallines dopées 1% ne pourront pas produire des impulsions avec une puissance moyenne de  $500\ \text{mW}$  (la puissance moyenne fixée par le cahier des charges) en régime

déclenché. Seule quelques unes en sont capables : les fibres cristallines dopées 0,5% de 30 mm et 40 mm de longueur, et celles dopées 0,25% de 40 mm de long.

À priori, les performances en régime déclenché des cristaux dopés 0,5% seront meilleures dans la mesure où la puissance maximale obtenue avec ce taux de dopage est deux fois plus élevées par rapport au dopage de 0,25%.

De plus, et toujours dans un soucis de compacité et de réduction de la durée des impulsions, les cristaux plus courts sont privilégiés (30 mm).

Les fibres cristallines dopées 0,5% et de longueur 30 mm sont donc celles retenues pour la suite du projet. C'est aussi la configuration optimale suggérée par nos simulations numériques (fig. 2.16).

### 3.1.2 Influence du diamètre des fibres cristallines

LORSQUE le diamètre de la fibre cristalline diminue, les simulations numériques prévoient une légère augmentation de l'énergie par impulsion en régime déclenché (fig. 2.16) ainsi qu'une diminution de la durée des impulsions (fig. 2.18). Nous avons donc élaboré des fibres cristallines de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre pour tester expérimentalement cette voie.

On compare alors les courbes d'efficacité pour des fibres cristallines de 800  $\mu\text{m}$  et 400  $\mu\text{m}$  de diamètre (fig. 3.3). Pour ces dernières, l'effet laser a été expérimentalement très difficile à obtenir. Leur efficacité sont très faibles par rapport aux fibres de 800  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette observation va à l'encontre de la simulation numérique et de résultats antérieurs [Martial2011] où la réduction du diamètre permettait d'augmenter les performances de la source laser. De plus, le profil transmis par une fibre cristalline de 400  $\mu\text{m}$  d'un faisceau gaussien limité par la diffraction est dégradé (fig. 3.4 (b)).

Il existe une certaine dispersion dans les performances atteintes par les cristaux d'Er:YAG. En effet, la synthèse de ces cristaux n'a pas été autant optimisée que celle des cristaux dopés aux ions ytterbium ou néodyme, dont les performances présentent beaucoup moins de dispersion. Toutefois, cette dispersion est relativement faible par rapport aux premiers cristaux utilisés par [Martial2011].

Ceci laisse penser que cette chute pour les fibres de 400  $\mu\text{m}$  provient d'un mauvais alignement ou d'une mauvaise qualité cristalline : d'une part, il est difficile d'aligner le faisceau dans un tel cristal et de s'assurer que son diamètre le long du cristal reste inférieure à 200  $\mu\text{m}$  (sa longueur de Rayleigh est d'environ 70 mm) pour éviter les pertes par diffraction [Didierjean2007]. D'autre part, c'est la première fois que des fibres cristallines de diamètre aussi fin sont synthétisées. Il est donc possible que leur qualité ne soit pas parfaite, ou bien qu'elles soient fléchies dans leur monture en cuivre, ajoutant des pertes passives dans la cavité. Pour les fibres cristallines de diamètre 400  $\mu\text{m}$  (resp. 800  $\mu\text{m}$ ), les pertes passives sont estimées, en mesurant leur taux de transmission d'un faisceau gaussien à 900 nm, à 15% (resp. 1%).

En conclusion, puisque la puissance maximale obtenue en régime continu avec des fibres cristallines de diamètre 400  $\mu\text{m}$  n'est que de 200 mW, elles ne peuvent pas permettre d'atteindre la puissance minimale de 500 mW moyen en régime déclenché requise par le cahier des charges.

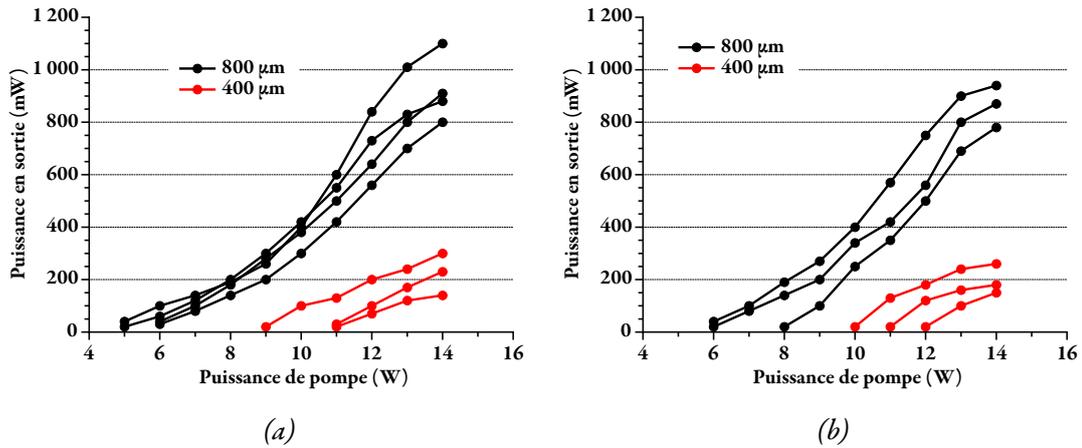


FIG. 3.3 : Courbes d'efficacité pour plusieurs échantillons de fibres cristallines dopées 0,5%, de diamètres 800  $\mu\text{m}$  (noir) et 400  $\mu\text{m}$  (rouge). La longueur des fibres cristallines est de 30 mm (a) et de 40 mm (b). Les diamètres des faisceaux de pompe et de signal est de 200  $\mu\text{m}$ . La réflectivité du coupleur de sortie est de 80%.



FIG. 3.4 : Profils transmis par une fibre cristalline de diamètre 800  $\mu\text{m}$  (a) et 400  $\mu\text{m}$  (b) d'un faisceau gaussien à 900 nm. La longueur des fibres cristallines est de 30 mm.

En conclusion, Elles ne seront plus utilisées dans la suite de ces travaux. Elles gardent malgré tout un certain intérêt et méritent des recherches plus approfondies pour améliorer leur qualité et leur processus de fabrication.

### 3.2 Choix de l'absorbant saturable

UN absorbant saturable est un composant optique dont la transmission dépend de l'intensité qui le traverse. Il en existe de différents types : miroir à semi-conducteurs (SESAM), films minces de graphène, ou bien cristaux dopés.

Le premier critère de sélection d'un absorbant saturable est que sa modulation de pertes doit s'effectuer à la longueur d'onde d'émission du laser. Ainsi, le cristal de YAG dopé au chrome,

très utilisé pour déclencher les lasers autour de  $1,0 \mu\text{m}$ , ne peut pas moduler les pertes d'un laser muni d'un cristal d'Er:YAG émettant à  $1,6 \mu\text{m}$ . Il en va de même pour le cristal  $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$ , très utilisé autour de  $1,5 \mu\text{m}$ .

Cette partie présente quelques absorbants saturables possibles pour le déclenchement d'une source laser solide Er:YAG, et justifie le matériau choisi pour le projet Minitélia. Les SESAM et les films de graphène ne sont pas abordés. En effet, leur seuil de dommage optique, respectivement  $0,21 \text{ J/cm}^2$  [Saraceno2012] et  $0,014 \text{ J/cm}^2$  [Currie2011] est trop faible par rapport aux densités d'énergie prévues dans la cavité ( $1\text{-}2 \text{ J/cm}^2$ ).

### 3.2.1 Absorbants saturables pour un déclenchement à $1,6 \mu\text{m}$

PLUSIEURS paramètres permettent de choisir un absorbant saturable pour le déclenchement passif d'une source laser. Tout d'abord, le temps de vie du niveau excité  $\tau = 1/A$  fixe le taux de répétition maximal. Par exemple, s'il est de  $200 \mu\text{s}$  (temps de vie du niveau excité du Co:ZnS), alors la cadence du laser ne peut pas dépasser environ  $2,5 \text{ kHz}$  (l'inverse de deux fois le temps de vie). En effet, il faut attendre que l'absorbant saturable soit totalement revenu dans son état fondamental pour qu'il puisse déclencher à nouveau proprement la source laser.

À l'inverse, si ce temps de vie est trop court, alors les ions de l'absorbant saturable commencent à revenir vers leur état fondamental alors que l'impulsion est toujours à l'intérieur de la cavité. Autrement dit, l'absorbant saturable n'est pas totalement saturé et impose des pertes supplémentaires, réduisant alors l'énergie des impulsions générées.

Plutôt que de comparer directement le temps de vie avec la durée des impulsions que l'on cherche à obtenir, il convient de comparer l'intensité du faisceau laser incident sur l'absorbant saturable avec son intensité de saturation  $I_{sat}$  :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\tau\sigma_{gsa}} \quad (3.1)$$

Avec  $h$  la constante de Planck,  $\nu = c/\lambda$  la fréquence optique du signal laser,  $\tau$  le temps de vie du niveau excité de l'absorbant saturable et  $\sigma_{gsa}$  sa section efficace d'absorption à l'état fondamental.

La simulation numérique prévoit des impulsions d'une énergie  $E$  de  $500 \mu\text{J}$  et d'une durée  $\Delta t$  de  $30 \text{ ns}$ . En cavité linéaire pour un faisceau multimode longitudinal (pas d'effet de surintensité liée aux interférences), et avec un coupleur de réflectivité  $R$ , l'intensité crête intra-cavité s'écrit :

$$I_{\text{crête intra}} = \frac{E}{\Delta t} \frac{(1+R)}{(1-R)} \frac{1}{S} \quad (3.2)$$

Cette puissance correspond à des intensités entre  $20 \text{ MW/cm}^2$  et  $70 \text{ MW/cm}^2$  pour un coupleur de réflectivité  $R$  de  $80\%$ , et pour des faisceaux incidents sur l'absorbant saturable ayant un diamètre compris entre  $500 \mu\text{m}$  et  $800 \mu\text{m}$  (en fonction de la distance au waist).

L'absorption  $\alpha$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ) d'un absorbant saturable s'écrit sous la forme suivante, en notant  $\alpha_0$  l'absorption en régime non saturé :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_{sat}} \quad (3.3)$$

Si l'intensité incidente est égale à l'intensité de saturation, alors l'absorbant saturable n'est pas tout à fait saturé. Il faut prévoir une intensité incidente supérieur d'un ordre de grandeur pour obtenir un absorbant saturable totalement transparent. Des cristaux de Co:YSGG et Co:LGO, d'intensités de saturation respectives de  $180 \text{ MW/cm}^2$  et  $100 \text{ MW/cm}^2$ , ne peuvent donc pas être utilisés dans le cadre du projet Minitélia.

Il en va de même pour les cristaux dopés aux ions uranium. Leur intensité de saturation de  $50 \text{ MW/cm}^2$  reste trop proche des intensités intra-cavité prévues, surtout si les performances en énergie et en durée d'impulsion ne sont pas atteintes. De plus, ces cristaux risquent d'être compliqués à approvisionner en raison de la surveillance importante autour du commerce de l'uranium.

Ainsi, les seuls cristaux possibles pour le déclenchement à  $1,6 \mu\text{m}$  sont les cristaux de sulfure et de sélénium de zinc (ZnS et ZnSe) dopés au chrome ou au cobalt (tab. 3.1).

Le choix entre ces quatre cristaux est avant tout stratégique. En effet, le projet Minitélia vise à développer une source laser pour des applications militaires. Les différentes composants du laser ne doivent pas être soumises (ou pouvoir être soumises) à des régulations ou contrôles d'exportation (notamment ITAR<sup>1</sup>). Ainsi, des fournisseurs comme IPG Photonics ou Northrop Grumman sont écartés. De plus, l'approvisionnement doit être stable et pérenne, excluant alors les commandes hors catalogue.

Ces impératifs nous ont orienté vers les cristaux de Cr:ZnSe produits par la société Altechna. C'est donc ce cristal qui a été choisi pour le déclenchement passif. Cependant, cette solution par défaut pose quelques problèmes quant à l'origine géographique des cristaux.

---

<sup>1</sup>International Traffic in Arms Regulations

| Absorbant saturable                | $\sigma_{gsa}$ (cm <sup>2</sup> ) | Temps de vie $\tau$ | $I_{sat}$ (MW/cm <sup>2</sup> ) | Seuil de Dommage (J/cm <sup>2</sup> ) |
|------------------------------------|-----------------------------------|---------------------|---------------------------------|---------------------------------------|
| Co <sup>2+</sup> :YSGG             | $5,2 \cdot 10^{-20}$              | 10 ns               | 180                             | > 8                                   |
| Co <sup>2+</sup> :LGO              | $2,5 \cdot 10^{-19}$              | 130 ns              | > 100                           | > 4                                   |
| U <sup>2+</sup> :Caf <sub>2</sub>  | $0,5 \cdot 10^{-19}$              | > 50 ns             | 50                              | > 4                                   |
| U <sup>2+</sup> :Baf <sub>2</sub>  | $0,5 \cdot 10^{-19}$              | > 50 ns             | 50                              | 2                                     |
| U <sup>2+</sup> :Sraf <sub>2</sub> | $0,5 \cdot 10^{-19}$              | > 50 ns             | 50                              | > 4                                   |
| Co <sup>2+</sup> :ZnSe             | $0,8 \cdot 10^{-18}$              | 290 $\mu$ s         | 0,015                           | 2                                     |
| Co <sup>2+</sup> :ZnS              | $0,8 \cdot 10^{-18}$              | 200 $\mu$ s         | 0,015                           | 2                                     |
| Cr <sup>2+</sup> :ZnSe             | $0,5 \cdot 10^{-18}$              | 6 $\mu$ s           | 0,014                           | 2                                     |
| Cr <sup>2+</sup> :ZnS              | $0,7 \cdot 10^{-18}$              | 5 $\mu$ s           | 0,02                            | 2                                     |

TAB. 3.1 : Liste des absorbant saturables pour le déclenchement passif à 1,6  $\mu$ m utilisables dans le cadre du projet Minitélia [Camargo1995, Denisov2000, Jiang1995, Page1997, Podlipensky1999, Stultz1995]. La section efficace d'absorption  $\sigma_{gsa}$  est donnée à 1550 nm, à l'exception des cristaux ZnS et ZnSe pour lesquels  $\sigma_{gsa}$  est donnée à 1645 nm.

### 3.2.2 Le cristal de Cr:ZnSe

#### 3.2.2.1 Propriétés

LE sélénure de zinc ZnSe est un cristal semi-conducteur intrinsèque présentant un gap direct d'une valeur de 2,67 eV à température ambiante [Vivet2008]. Ses utilisations sont multiples : photodétecteur dans le bleu et dans l'ultra-violet, miroirs diélectriques (sur une large bande passante de 0,5  $\mu$ m jusqu'à 21  $\mu$ m), ou encore en tant que diode laser dans le bleu.

Les ions chrome dopant le ZnSe présentent une structure électronique où la transition  $^5T_2 \leftrightarrow ^5E$  (fig. 3.5) permet d'utiliser ce cristal en tant qu'absorbant saturable entre 1,5  $\mu$ m et 2  $\mu$ m (cf. 3.6). Cependant, l'absorption d'un photon par un ion déjà excité<sup>2</sup> peut subvenir et limiter la saturation du cristal. Cette absorption est heureusement faible dans le cas d'un dopage aux ions chrome [Kisel2005].

Les différentes désexcitations qui prennent place dans le multiplet  $^5E$  permettent d'obtenir un gain laser sur une large gamme de longueur d'onde entre 2  $\mu$ m et 3  $\mu$ m (fig. 3.6). Cette large section efficace d'émission du Cr:ZnSe fait de ce cristal un bon candidat pour concevoir des sources accordables dans l'infrarouge [Page1997, Wagner1999].

Une telle largeur spectrale d'émission est également utile pour concevoir des oscillateurs

<sup>2</sup>Absorption à l'état excité, noté ESA pour Excited State Absorption

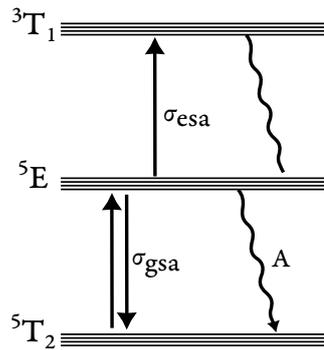


FIG. 3.5 : Représentation schématique des niveaux d'énergie du chrome dans une matrice de ZnSe. La transition  ${}^5T_2 \leftrightarrow {}^5E$  est responsable de l'architecture deux niveaux du cristal, permettant son utilisation en tant qu'absorbant saturable.

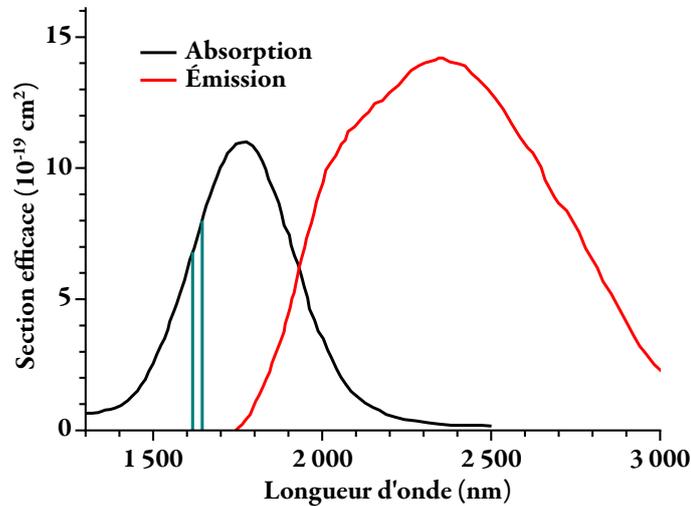


FIG. 3.6 : Sections efficaces d'absorption (noir) et d'émission (rouge) du Cr:ZnSe en fonction de la longueur d'onde [Dai2013, Renz2013]. Les raies d'émission de l'Er:YAG à 1645 nm et 1617 nm sont représentées en bleu.

verrouillés en phase<sup>3</sup> [Cizmeciyan2009]. Enfin, en tant qu'amplificateur, le Cr:ZnSe peut générer 1 GW de puissance crête à l'aide d'une architecture d'amplificateur régénératif [Moulton2011] et jusqu'à 52 mJ par impulsion à l'aide de trois étages d'amplification [Yumoto2013].

### 3.2.2.2 Utilisation comme absorbant saturable

GRÂCE à sa très large section efficace d'absorption, entre 1,5  $\mu\text{m}$  et 2  $\mu\text{m}$  (fig. 3.6), le cristal de Cr:ZnSe est un absorbant saturable polyvalent. En effet, il est utilisé pour déclencher

<sup>3</sup>Mode-lock

passivement des lasers à fibre dopé erbium à 1532 nm [Philippov2004], des lasers solides à cristaux dopés erbium à 1645 nm et à 1617 nm [Stultz2005, Terekhov2014], à verre dopé erbium à 1540 nm [Podlipensky1999], ou à cristaux dopés holmium ou thulium au delà de 1,8  $\mu\text{m}$  [Oreshkov2014, Sahu2004, Terekhov2010].

À l'exception de nos travaux, les plus fortes énergies obtenues à l'aide d'un milieu à gain Er:YAG et d'un absorbant saturable Cr:ZnSe sont 350  $\mu\text{J}$  [Terekhov2014] et 280  $\mu\text{J}$  [Moskalev2008], respectivement obtenues à une cadence de 5,2 kHz et 7,1 kHz, avec des durées mesurées de 96 ns et 65 ns. Dans les deux cas, le faisceau de pompe provient d'un laser à fibre dopée erbium délivrant une puissance de 16 W à 1532 nm.

### 3.3 Résultats en déclenchement passif

LES travaux présentés dans cette partie représentent les premières réalisations expérimentales publiées d'un laser solide Er:YAG directement pompé par diode laser et déclenché passivement. En plus de cette nouveauté, ces travaux cherchent à dépasser l'état de l'art obtenu avec des lasers à fibre en tant que source de pompe.

Après avoir présenté deux sources laser déclenchées passivement, cette partie compare leurs performances avec les résultats théoriques issus de la simulation numérique, ainsi qu'avec le déclenchement actif.

#### 3.3.1 Pompage par une diode laser de 14 W à 1470 nm

LES montages expérimentaux présentés dans cette partie tentent de se rapprocher au mieux de l'architecture technique retenue (cf. 1.5.3) pour le projet Minitélia. En particulier, les cavités sont linéaires, et la diode laser de pompe émet une puissance de pompe de 14 W dont le spectre, large de 8 nm, est centré à 1470 nm. Ainsi, ces sources laser répondent aux exigences de consommation et de compacité du projet Minitélia.

##### 3.3.1.1 Cavité « longue »

UN premier laser, de 140 mm de longueur de cavité, est tout d'abord réalisé. Cette source représente la première tentative, dans des conditions expérimentales simples, pour générer des impulsions à 1617 nm à l'aide d'un pompage direct par diode laser et d'un absorbant saturable.

La longueur de sa cavité permet d'ajuster plus facilement la taille et l'alignement du faisceau signal. Cette configuration permet entre autre d'y insérer des absorbants saturables de différentes transmissions initiales. Cependant, elle ne permet pas de générer des impulsions suffisamment courtes.

Les caractéristiques du cristal d'Er:YAG sont celles qui ont été décidées auparavant : 30 mm de long, 800  $\mu\text{m}$  de diamètre, dopé 0,5% (fig. 3.7). Il est refroidi à l'aide d'un circuit d'eau à 12 °C. La diode laser de pompe émet 14 W de pompe, avec un spectre large de 8 nm centré à

1470 nm. Celui-ci n'est ni affiné ni fixé à une longueur d'onde à l'aide d'un VBG<sup>4</sup>. Il est libre de se décaler avec la température de la diode laser. La fibre optique de transport possède un cœur de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre, et une ouverture numérique de 0,22. Le faisceau issu de la fibre est collimaté puis focalisé dans le cristal à l'aide des lentilles L1 et L2, de focale respective 50 mm et 100 mm. Le diamètre du spot du faisceau de pompe est alors de 200  $\mu\text{m}$ .

Le rayon de courbure du miroir dichroïque est de 50 mm, et celui du coupleur est de 100 mm. La distance entre les deux miroirs est fixée à 140 mm. Ainsi, le diamètre au waist du faisceau laser est d'environ de 200  $\mu\text{m}$ , situé au centre de la fibre cristalline.

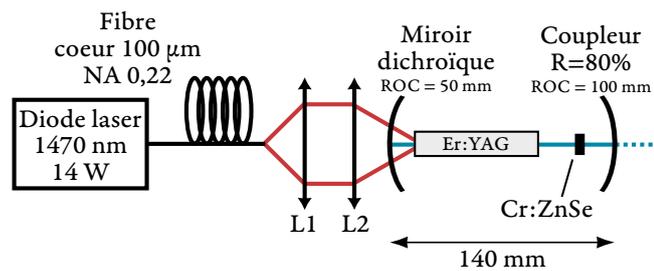


FIG. 3.7 : Représentation schématique de la source laser à cavité longue, pompée à 1470 nm et déclenché passivement.

Avant d'introduire les absorbants saturables, l'efficacité de la source laser pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie est mesurée en régime continu (fig. 3.8). La forme particulière des courbes provient du décalage spectral de la diode laser avec la température. Aucun élément optique à sélectivité spectrale est présent dans la cavité. Sa longueur d'onde d'émission dans ce régime est de 1645 nm.

Bien que seul le coupleur  $R=90\%$  permette de dépasser une puissance de 600 mW en sortie, le coupleur  $R=80\%$  (qui permet tout de même d'obtenir une puissance de 575 mW) est retenu pour la suite. Deux raisons expliquent ce choix :

- Lorsque la transparence d'un coupleur augmente, la puissance dans la cavité diminue. Le risque de dépasser le seuil de dommage optique des composants de la cavité (en particulier du Cr:ZnSe) est alors diminué.
- L'augmentation des pertes de la cavité (c'est à dire de la transparence du coupleur, entre autre) a pour conséquence de raidir le front descendant de l'impulsion, et dont d'en réduire la durée.

Quatre absorbants saturables de transmission initiales de 95%, 90%, 85% et 80% ont été introduits dans la cavité, quelques millimètres avant le coupleur. Le diamètre du faisceau laser y est d'environ 800  $\mu\text{m}$ . À pleine puissance de pompe, l'énergie évolue de 50  $\mu\text{J}$  jusqu'à 150  $\mu\text{J}$  avec l'opacité du cristal de Cr:ZnSe (fig. 3.9). Dans le même temps, la cadence diminue de 5800 Hz

<sup>4</sup>Réseau volumique de Bragg, Volume Bragg Grating en anglais.

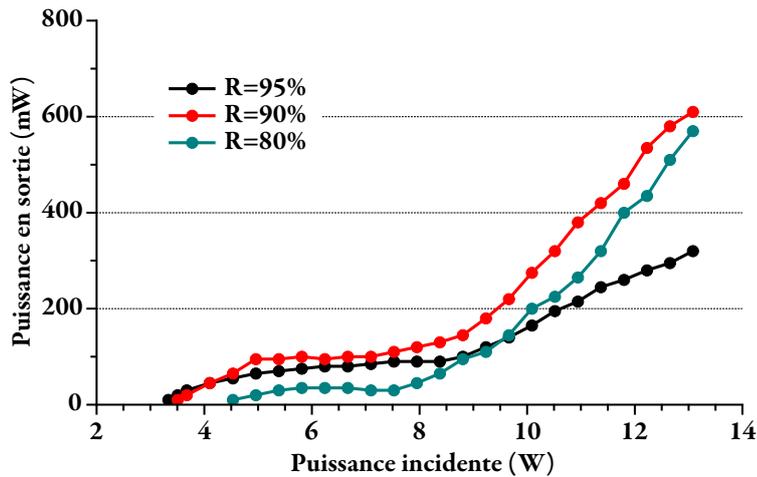


FIG. 3.8 : Puissance à 1645 nm en régime continu en fonction de la puissance de pompe incidente pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie.

jusqu'à 440 Hz. La figure 3.10 présente le profil spatial des impulsions. Le facteur de qualité du faisceau est de 1,5.

Ces résultats sont en dessous de ce que la simulation numérique avait prédit, et donc des performances visées par le projet Minitélia.

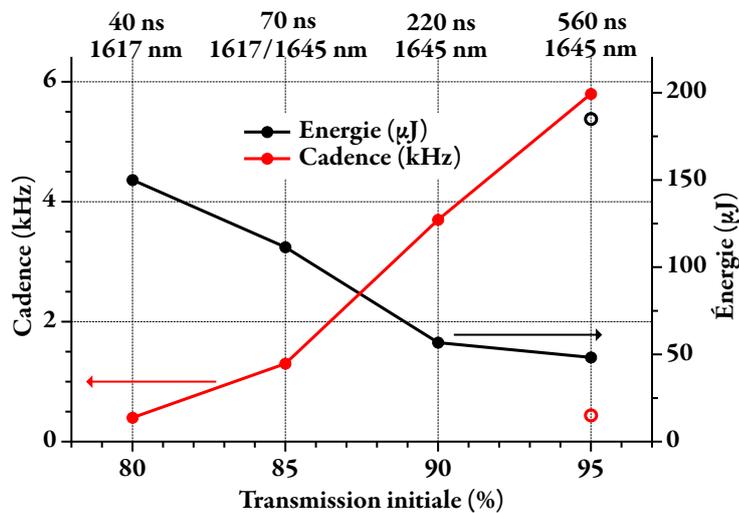


FIG. 3.9 : Cadence (rouge) et énergie (noir) en fonction de la transmission initiale de l'absorbant saturable, pour une puissance de 14 W de pompe à 1470 nm. La durée des impulsions et leur longueur d'onde sont indiquées pour chacune des transmissions initiales. Les points vides correspondent aux résultats issus de la cavité « courte ».

On observe un basculement de la longueur d'onde d'émission de 1645 nm à 1617 nm

lorsque l'absorbant saturable est suffisamment opaque (fig. 3.11). Une émission bi-fréquence est aussi observée dans le cas où la transmission initiale du Cr:ZnSe est de 85%. Cet effet a déjà été observé [Stultz2005] et s'explique par l'insertion de pertes dans la cavité. En effet, comme indiqué précédemment, si le seuil laser est atteint pour un paramètre d'inversion supérieur à 0,33, alors (fig. 2.3) alors l'émission aura lieu à 1617 nm.

De plus, la section efficace d'absorption du Cr:ZnSe croît entre 1617 nm et 1645 nm (fig. 3.6). Les pertes introduites à cette dernière longueur d'onde sont alors plus importantes. Ainsi, le cristal de Cr:ZnSe apporte une certaine sélectivité spectrale, qui fait basculer la longueur d'onde d'émission.

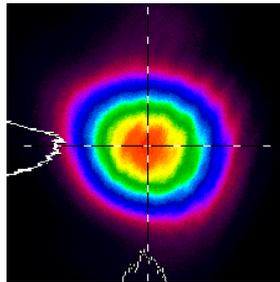


FIG. 3.10 : Profil spatial des impulsions en sortie de la cavité.

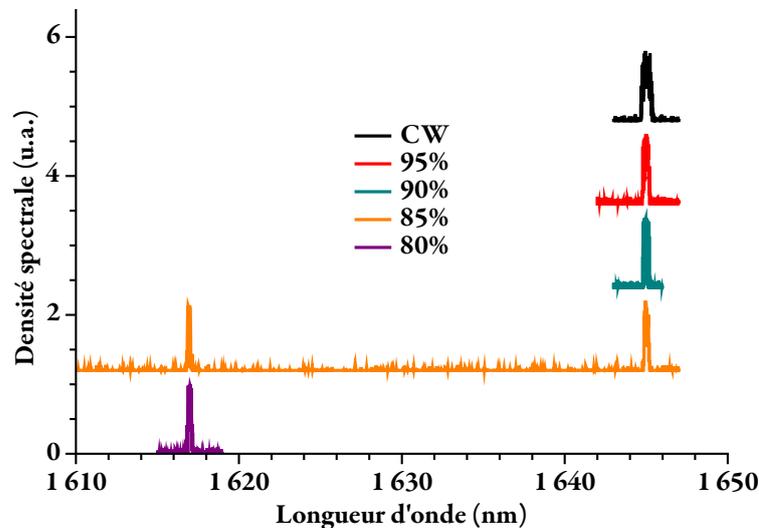


FIG. 3.11 : Spectres d'émission de la source laser à cavité longue en fonction de la transmission initiale de l'absorbant saturable.

La durée des impulsions diminue de 560 ns jusqu'à 40 ns selon la transmission de l'absorbant saturable (fig. 3.12). Ces durées sont trop longues mais coïncident avec les durées prévues par la simulation.

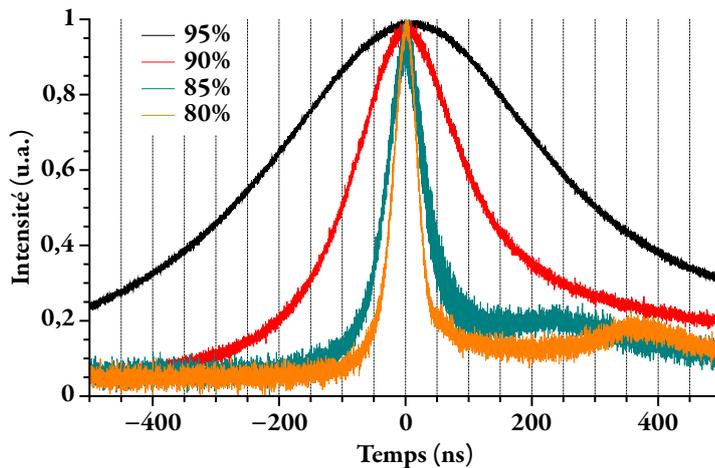


FIG. 3.12 : Profils temporels des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1470 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode (cette traîne n'est plus visible lors de l'utilisation d'une photodiode plus récente).

### 3.3.1.2 Cavité « courte »

POUR tenter de réduire la durée des impulsions jusqu'à la dizaine de nanosecondes, la cavité a été raccourcie. La distance entre ses deux miroirs est alors de 46 mm et le rayon de courbure du miroir dichroïque est fixé à 100 mm (fig. 3.13). Dans cette configuration, le diamètre du faisceau signal au waist augmente par rapport à la cavité précédente pour atteindre 290  $\mu\text{m}$ . Malheureusement, cela se traduit par une chute du gain du cristal. Il n'a pas été possible de réduire ce diamètre avec les miroirs disponibles au laboratoire.

La focale de la lentille L2 est fixée à 150 mm de manière à adapter le diamètre de spot du faisceau de pompe avec celui du laser. Il est alors de 300  $\mu\text{m}$ , au lieu de 200  $\mu\text{m}$  pour la cavité longue.

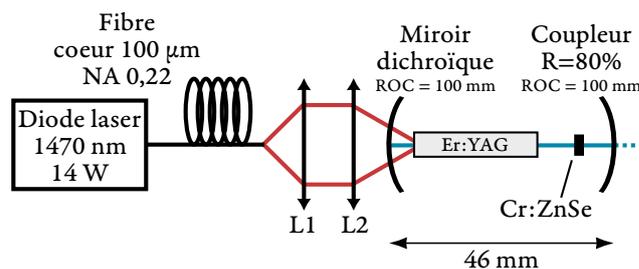


FIG. 3.13 : Représentation schématique de la source laser à cavité courte, pompée à 1470 nm et déclenché passivement.

Comme prévu, l'augmentation de la taille des faisceaux a pour conséquence de repousser le

seuil d'oscillation laser (fig. 3.14). Celui-ci se situe maintenant entre 5 et 8 W en fonction de la réflectivité du coupleur, alors qu'il se trouvait autour de 4 W pour la cavité longue.

La puissance maximale atteinte est de 800 mW au lieu de 600 mW. Elle est atteinte à l'aide d'un coupleur de 80% de réflectivité.

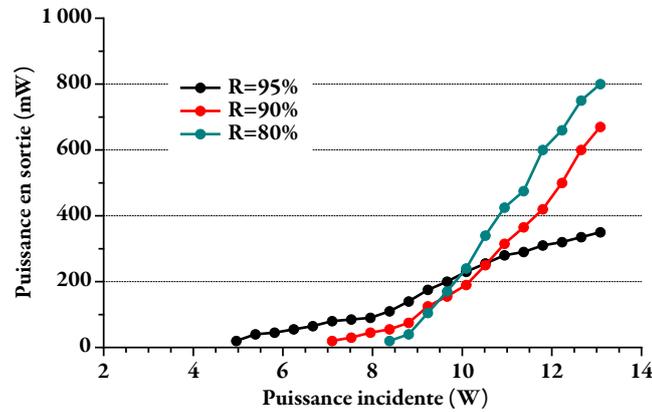


FIG. 3.14 : Puissance à 1645 nm en régime continu en fonction de la puissance de pompe incidente pour plusieurs réflectivités du coupleur de sortie.

Seul l'absorbant saturable le plus transparent (95% de transmission initiale) a permis de générer des impulsions. En effet, le gain du cristal étant plus faible que dans la cavité précédente, les autres cristaux de Cr:ZnSe introduisent trop de pertes pour que le seuil d'oscillation laser de la cavité soit atteint.

Des impulsions de 182  $\mu\text{J}$  ont été mesurées, avec un taux de répétition de 440 Hz (fig. 3.9). Malgré la relative transparence de l'absorbant saturable utilisé, le basculement de la longueur d'onde d'émission vers 1617 nm est bien observé (fig. 3.15). Le facteur de qualité du faisceau en sortie est de 1,6.

Cette énergie est supérieure à ce qui a été obtenue avec la cavité longue (150  $\mu\text{J}$ ), mais elle est encore loin des 500  $\mu\text{J}$  par impulsion fixés par le cahier des charges.

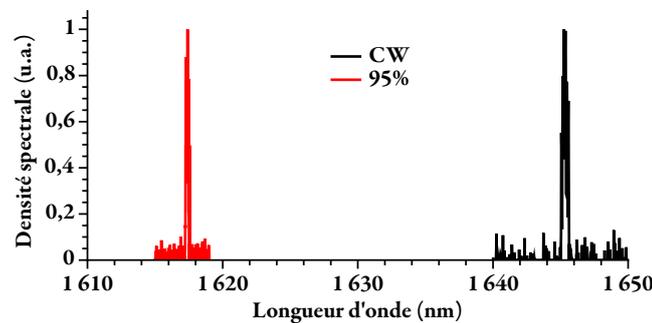


FIG. 3.15 : Spectres d'émission de la source laser à cavité courte en fonction du régime de fonctionnement.

La diminution de la durée des impulsions avec la longueur de la cavité est bien observée. En effet, cette source laser à cavité courte génère des impulsions de 33 ns (fig. 3.16). Cette durée est très proche de l'état de l'art en Er:YAG pompé directement par diode laser (27 ns, [Martial2011]), mais est obtenue en déclenchement passif. Cependant, elle reste trop élevée par rapport aux 10 ns visés.

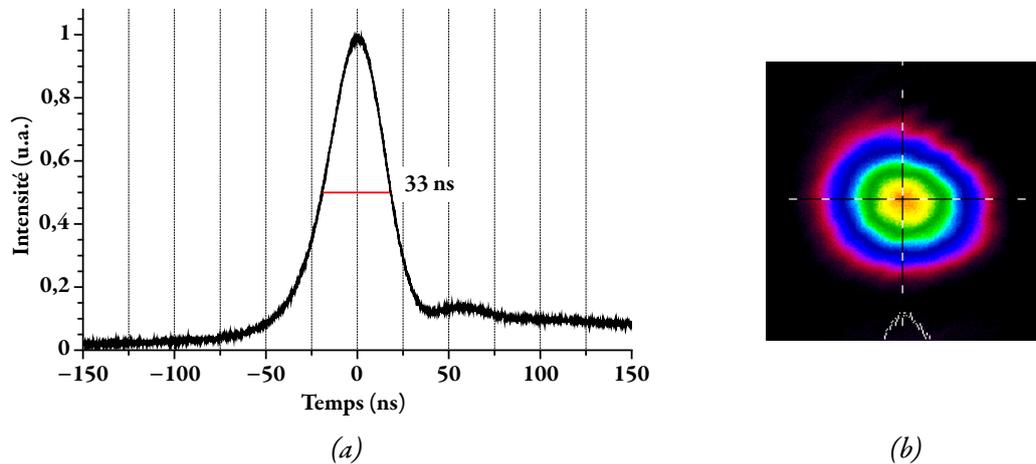


FIG. 3.16 : (a) Profil temporel des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1470 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode. (b) Profil spatial des impulsions en sortie de la cavité.

### 3.3.2 Comparaison avec les résultats théoriques

**B** IEN qu'ils soient très intéressants sur le plan scientifique, les résultats obtenus et présentés ne sont malheureusement pas suffisants dans le cadre du projet Minitélia et ne correspondent pas aux résultats prévus par la simulation numérique (fig. 3.17). La durée des impulsions générées expérimentalement sont, quant à elles, bien en accord avec les prédictions de la simulation.

Cette différence de performances entre expériences et simulations s'observent également dans le cas de la cavité courte. En effet, des impulsions de 180  $\mu\text{J}$  à 440 Hz ont été obtenus expérimentalement à 1617 nm, alors que la simulation indique que des impulsions de 290  $\mu\text{J}$  à 650 Hz auraient du être obtenues à cette même longueur d'onde. Les durées des impulsions sont à nouveaux très similaires, puisqu'elles sont de 33 ns (expérience) et 30 ns (théorie).

À ce stade, il est difficile de faire coïncider les courbes théoriques et expérimentales, y compris en rajoutant des pertes dans la cavité. En effet, les résultats qu'elle prévoit sont toujours supérieurs, d'un facteur 2 environ sur la puissance moyenne, à ce qui est obtenu expérimentalement.

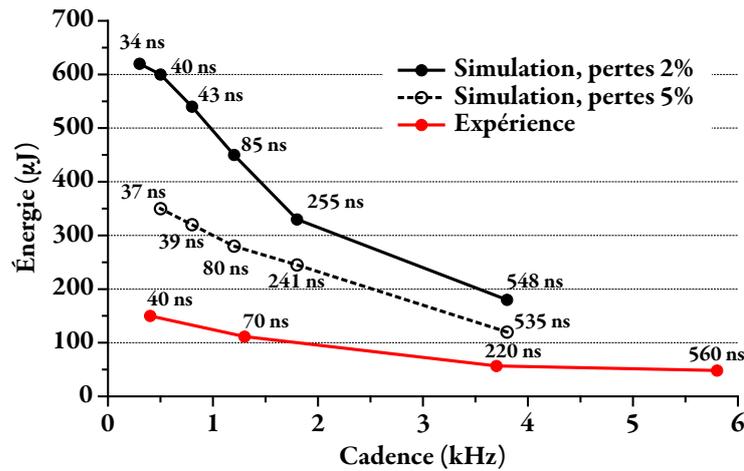


FIG. 3.17 : Comparaison des énergies en sortie de la cavité longue avec les énergies prévues par la simulation numérique pour différentes valeurs de pertes passives, et pour différentes cadences. Les résultats de la simulation prennent en compte le basculement de la longueur d'onde à 1617 nm.

### 3.3.3 Comparaison avec le déclenchement actif

POUR cerner et comprendre les origines des différences entre résultats expérimentaux et théoriques, les performances en déclenchement actif et passif d'une même cavité seront comparées entre elles, ainsi qu'avec la simulation.

Pour cela, une source laser identique à celle décrite précédemment (fig. 3.7) est utilisée (fig. 3.18). La différence tient dans la présence d'un AOM<sup>5</sup> inséré entre le cristal Er:YAG et le coupleur de sortie. Les surfaces de ce modulateur sont traitées anti-reflet. Sa transmission à 1617 nm et 1645 nm est supérieure à 99,9%.

Lorsque le déclenchement est actif, un étalon permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission. Il est placé entre l'AOM et le coupleur. Lorsque le déclenchement est passif, l'AOM est laissé inactif dans la cavité afin de ne pas modifier les paramètres de la cavité. Les absorbants saturables sont insérés à la place de l'étalon, quelques millimètres devant le coupleur. Le diamètre du faisceau y est d'environ 1 mm.

En déclenchement actif, des énergies de 890 µJ et 580 µJ par impulsions ont été mesurées à une cadence de 100 Hz à 1645 nm et à 1617 nm respectivement (fig. 3.19), avec des durées de 33 ns et 38 ns.

En ajustant uniquement le diamètre du waist dans le cristal à 230 µm au lieu des 200 µm estimé, la simulation prévoit la bonne valeur d'énergie en sortie de la cavité (fig. 3.19). Ses résultats sont donc bien en accord avec les résultats expérimentaux en déclenchement actif, à l'instar des validations précédemment effectuées (cf. 2.3).

Pour cette cavité contenant l'AOM inactif, seulement trois absorbants saturables, de trans-

<sup>5</sup>Modulateur acousto-optique

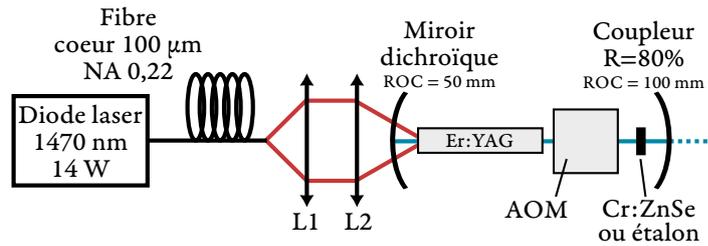


FIG. 3.18 : Représentation schématique de la source laser déclenchée activement ou passivement. En déclenchement actif avec l'AOM, un étalon permet de fixer la longueur d'onde d'émission. En déclenchement passif, l'AOM n'est pas retiré de la cavité, mais est inactif. Il n'y a plus d'étalon pour faire basculer la longueur d'onde d'émission. L'absorbant saturable y est inséré à la place.

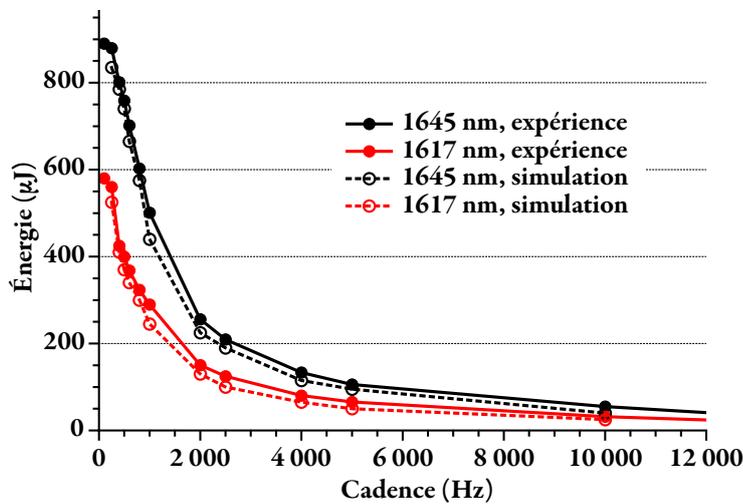


FIG. 3.19 : Énergies expérimentale (pleins) et théoriques (pointillés) à 1645 nm (noir) et à 1617 nm (rouge) en fonction de la cadence de la cavité en déclenchement actif.

missions initiales de 95%, 90% et 85%, ont permis de générer des impulsions. Leur énergie augmente de 35  $\mu\text{J}$  à 1645 nm jusqu'à 105  $\mu\text{J}$  à 1617 nm, pour des cadences respectives de 6 kHz et 860 Hz (fig. 3.20). Ces valeurs sont inférieures à celles des impulsions créées à l'aide de l'AOM. Cependant, il n'y a pas de différence significative entre les durées des impulsions entre les deux types de déclenchement (fig. 3.21).

Pour cette cavité ainsi que toutes celles présentées précédemment, l'intensité incidente sur les cristaux de Cr:ZnSe est supérieure à leur intensité de saturation (14  $\text{kW}/\text{cm}^2$  [Page1997]). Pour la cavité ci-dessus et pour l'absorbant saturable de 95% de transmission initiale, l'intensité incidente est de 270  $\text{kW}/\text{cm}^2$  (eq. 3.2). En théorie, les cristaux de Cr:ZnSe sont alors totalement saturés par l'impulsion, et ne devraient introduire que de faibles pertes dans la cavité. Or on observe un facteur 2 entre les performances obtenues en déclenchement actif et par la

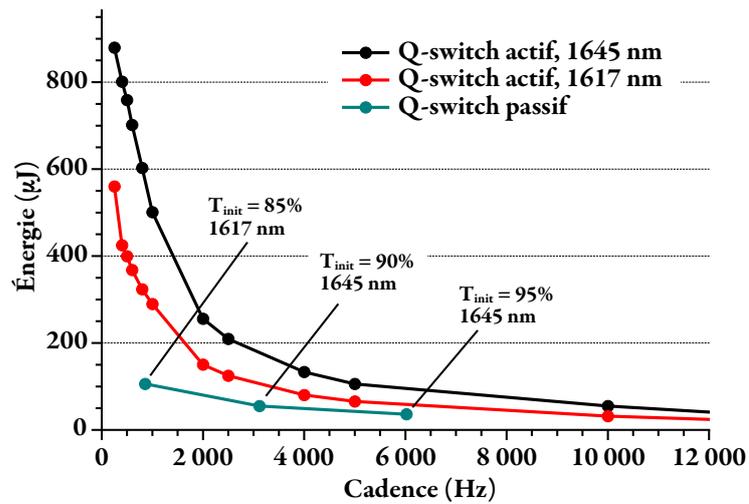


FIG. 3.20 : Énergies mesurées en fonction du taux de répétition en déclenchement actif (rouge et noir) et en déclenchement passif (bleu).

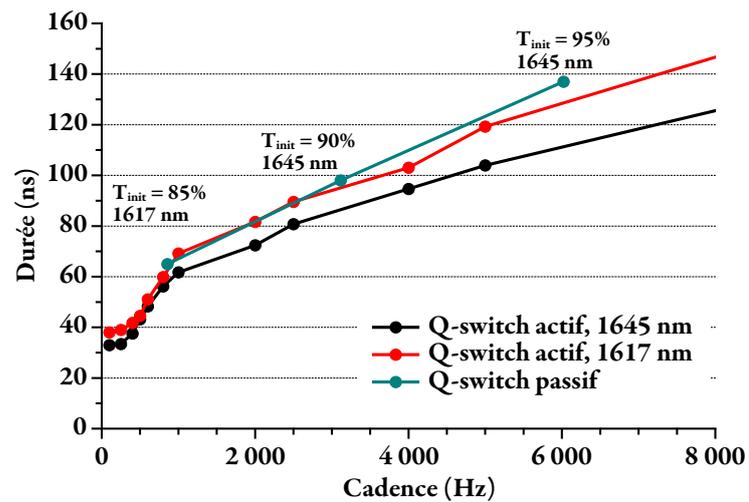


FIG. 3.21 : Durées des impulsions en fonction du taux de répétition en déclenchement actif (rouge et noir) et en déclenchement passif (bleu).

simulation, avec celles obtenues en déclenchement passif.

Pour compenser cette chute en énergie, une première approche est de libérer la contrainte de consommation électrique totale du système, en utilisant une diode laser de pompe plus puissante.

### 3.3.4 Pompage par une diode laser de 40 W à 1532 nm

LES performances en énergie et en cadence n'ont pas pu être atteintes avec une puissance de pompe de 14 W. Cependant, la simulation numérique montre qu'avec une puissance de pompe de 40 W, il est possible de générer des impulsions qui répondent au cahier des charges de Minitélia (fig. 2.22). Cette partie décrit les travaux réalisés [Aubourg2013], avec une diode laser de pompe déjà disponible au laboratoire, pour tenter d'obtenir de telles impulsions, aux dépens d'une consommation électrique accrue.

Une source laser solide est conçue à partir d'un cristal d'Er:YAG de 30 mm de long, 800  $\mu\text{m}$  de diamètre, dopé 0,5%. Celui-ci refroidi par un circuit d'eau thermostatée à 12 °C. Le faisceau de pompe est maintenant issu d'une diode laser émettant une puissance de 40 W à 1532 nm. Sa largeur spectrale est réduite à 1 nm grâce à un réseau de Bragg. Le faisceau est couplé dans une fibre optique de transport de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, d'ouverture numérique de 0,22. Il est ensuite collimaté puis focalisé dans le cristal à l'aide des lentilles L1 et L2, de focale 40 mm. Le diamètre du spot de pompe est alors de 400  $\mu\text{m}$ .

La cavité est formée de 2 miroirs de rayon de courbure 100 mm. Un premier miroir dichroïque dont le traitement de surface est anti-reflet à 1532 nm et totalement transparent sur la gamme 1610-1650 nm. Sur cette gamme, le deuxième miroir est partiellement réfléchissant ( $R = 80\%$ ). La distance entre ces deux miroirs est fixée à 130 mm. Malheureusement, il n'a pas été expérimentalement possible de la réduire sans endommager les cristaux de Cr:ZnSe.

Dans cette configuration, le diamètre au waist du faisceau laser d'environ 360  $\mu\text{m}$ , légèrement inférieur au diamètre du faisceau de pompe.

Pour déclencher la cavité, un cristal de Cr:ZnSe est inséré dans la cavité (fig. 3.22). La longueur d'onde d'émission est fixée par la source laser elle-même, en fonction du gain et des pertes présents dans la cavité à 1617 nm et à 1645 nm. Le seuil de dommage des cristaux de Cr:ZnSe étant très faible (2 J/cm<sup>2</sup>, tab. 3.1), ils sont placés loin du waist du laser, c'est à dire quelques millimètres devant le coupleur, pour y diminuer l'intensité incidente. À cet emplacement, le diamètre du faisceau est estimé à 800  $\mu\text{m}$ .

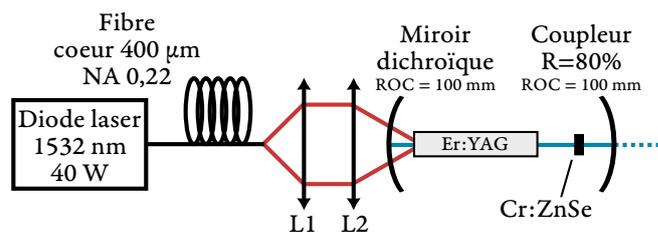


FIG. 3.22 : Représentation schématique de la source laser pompée à 1532 nm et déclenchée passivement.

Pour un absorbant saturable de 85% de transmission initiale, des impulsions de 250  $\mu\text{J}$  à 350  $\mu\text{J}$  ont été générées à une cadence de 400 Hz jusqu'à 1450 Hz (fig. 3.23). Ces énergies dépassent l'état de l'art des sources Er:YAG déclenchées passivement, y compris celles pompées par laser à fibre.

Avec un absorbant saturable de 80% de transmission initiale, les impulsions générées atteignent 510  $\mu\text{J}$ , pour des cadences allant de 220 Hz jusqu'à 820 Hz en fonction de la puissance de pompe incidente.

Alors que les cadences prévues par la simulation numérique correspondent bien à ce qui a été obtenu expérimentalement, les énergies attendues sont supérieures, de 20 à 30% environ selon l'absorbant saturable utilisé, à celles qui ont été générées expérimentalement (fig. 3.23). Cette différence est moins grande que celle observée pour les sources pompées par la diode laser de 14 W. Les absorbants saturables semblent introduire moins de pertes passives lorsqu'ils sont saturés, car l'intensité intra-cavité dans cette cavité est plus importante que dans les cavités précédentes.

Un basculement de l'émission de 1645 nm vers 1617 nm est observé lors de l'insertion de l'absorbant saturable de 80% de transmission initiale.

Les durées des impulsions ont été mesurées à 61 ns et à 41 ns pour une transmission initiale de l'absorbant saturable de 85% et 80% respectivement (fig. 3.24). Celles-ci n'ont malheureusement pas pu être réduites, contrairement à ce qui était recherché par ces travaux. En effet, la cavité n'a pas pu être raccourcie sans endommager l'absorbant saturable. Le facteur de qualité du faisceau a été mesuré à 1,6.

Il a été tenté de réduire l'intensité incidente sur les cristaux de Cr:ZnSe en augmentant la réflectivité du coupleur ainsi que les diamètres des faisceaux de pompe et de signal dans la cavité. Dans les deux cas, aucun régime déclenché net et stable n'a pu être observé.

Le tableau 3.2 résume les performances qui ont été obtenues. La diode laser de pompe utilisée ne correspond pas aux critères qui ont été retenus pour le projet Minitélia puisqu'elle consomme plus de 450 W électrique et doit être refroidie activement par un circuit d'eau thermostatée. De plus, sa longueur d'onde centrale est verrouillée à l'aide d'un réseau de Bragg inscrit dans la structure de la diode, et est donc dépendante de la température. Comme le pic d'absorption de l'Er:YAG est étroit à 1532 nm ( $< 1$  nm), la gamme de température de fonctionnement du système n'est que de quelques degrés.

| $T_{init}$ (%) | Cadence (Hz) | Durée (ns) | Longueur d'onde (nm) | Énergie ( $\mu\text{J}$ ) |
|----------------|--------------|------------|----------------------|---------------------------|
| 85             | 1460         | 61         | 1645                 | 329                       |
| 80             | 820          | 41         | 1617                 | 512                       |

TAB. 3.2 : Résumé des performances en régime déclenché passivement pour une puissance de pompe de 40 W à 1532 nm.

Les objectifs en énergie et en cadence (500  $\mu\text{J}$  à 820 Hz) sont tout juste atteints pour une puissance de pompe de 40 W. Cependant, la durée des impulsions est encore bien trop longue (41 ns au lieu de la dizaine de nanosecondes). Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une consommation électrique totale de plus de 450 W, incompatible avec la compacité visée par le projet Minitélia. Il faut donc chercher d'autres moyens pour compenser la chute en

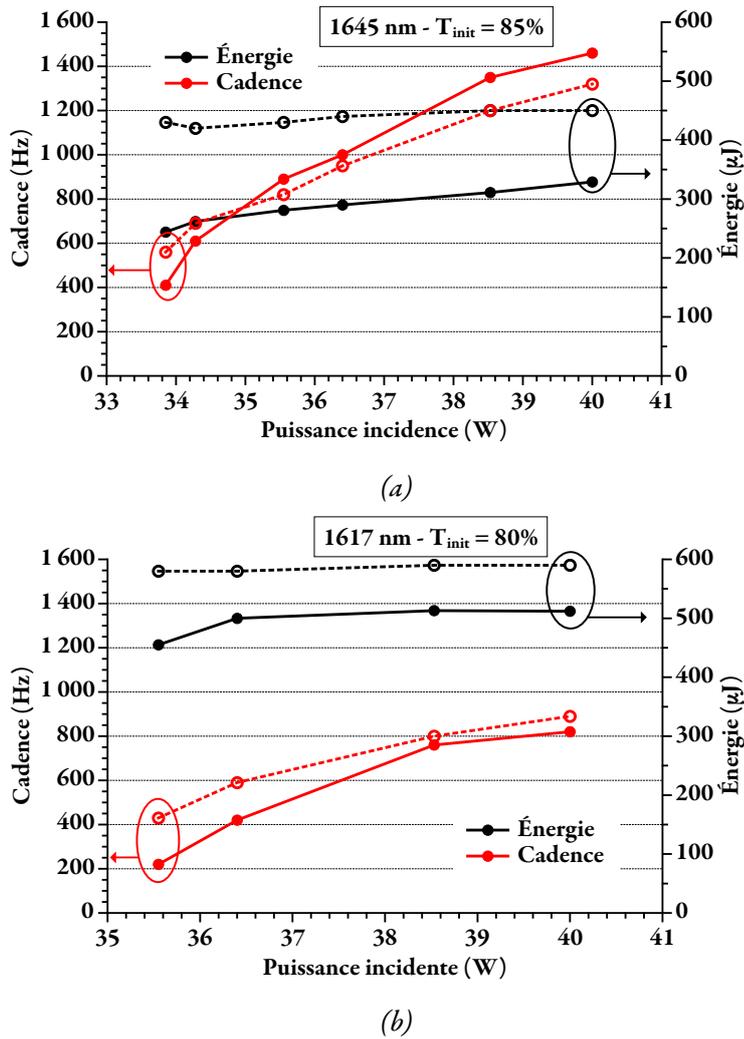


FIG. 3.23 : Cadence (rouge) et énergie (noir) obtenues expérimentalement (plein) et théoriquement (pointillés) en fonction de la puissance incidente dans la fibre cristalline. Deux absorbants saturables de transmissions initiales différentes ont été insérés : 85% (a) et 80% (b). Un basculement vers une émission à 1617 nm est observée par un absorbant saturable de 80% de transmission initiale.

énergie observée précédemment en déclenchement passif.

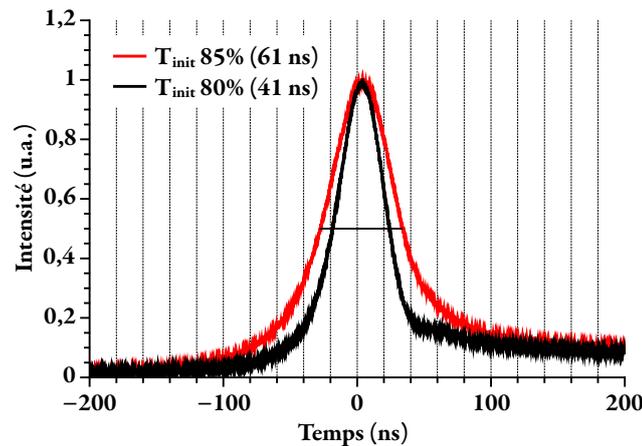


FIG. 3.24 : Profils temporels des impulsions en sortie de la cavité déclenchée passivement et pompée à 1532 nm. La traîne derrière l'impulsion est issue d'un défaut présent dans la photodiode.

### 3.4 Température de l'absorbant saturable

IL est possible que les différences de performances observées proviennent d'une description incomplète des absorbants saturables par la simulation numérique. En particulier, l'évolution de la température des cristaux de Cr:ZnSe et ses différentes conséquences sur leurs caractéristiques physiques n'y sont pas traitées.

Dans la mesure où aucune attention particulière n'a été portée expérimentalement sur la gestion thermique des cristaux de Cr:ZnSe, et où des publications rapportent de fortes dépendances de leurs caractéristiques physiques avec la température [Berry2013, Sorokina2008], nos recherches se sont portées autour de la thermique des absorbants saturables.

#### 3.4.1 Origines et mesures de la température des cristaux de Cr:ZnSe

DEUX causes expliquent une augmentation de la température des cristaux de Cr:ZnSe. Tout d'abord, l'une des particularités des milieux à gain 3 niveaux comme l'Er:YAG est qu'ils absorbent une partie du signal à amplifier si l'inversion de population n'est pas suffisante. Ainsi, pour optimiser les performances d'une source laser, il faut que le paramètre d'inversion le long du cristal soit au delà du seuil de transparence. Autrement dit, il faut un minimum de densité de pompe le long du cristal. En conséquence, une partie de la puissance de pompe n'est pas absorbée. Dans nos cavités simples et compactes, cette fuite est directement incidente sur l'absorbant saturable et sa monture. L'absorption résiduelle du Cr:ZnSe à 1470 nm et la chaleur qu'il reçoit de sa monture qui intercepte le faisceau de pompe résiduel participent à son élévation de température.

D'autre part, même lorsqu'il est saturé, un absorbant saturable n'est pas totalement transparent. Cette observation est d'autant plus vraie pour le Cr:ZnSe qui présente une légère ab-

sorption à l'état excité (fig. 3.5). Ces absorptions résiduelles se manifestent par une hausse de température liée aux différentes désexcitations non radiatives.

Pour évaluer les contributions de chacun de ces effets, une caméra thermique est utilisée pour mesurer l'élévation de température de différents absorbants saturables pour différents coupleurs, dans une cavité identique à la cavité longue décrite en 3.3.1.1 (fig. 3.25).

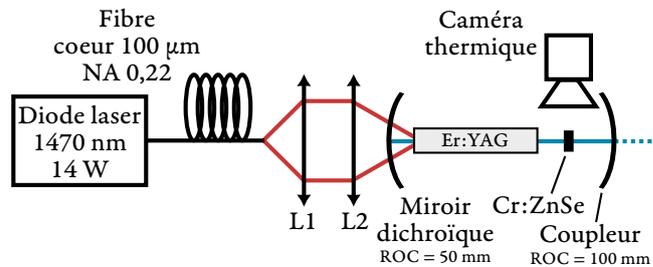


FIG. 3.25 : Représentation schématique de la mesure de la température de l'absorbant saturable. Par rapport à la cavité longue, une caméra thermique est placée de manière à observer le flanc du Cr:ZnSe.

Pour une température ambiante de 22 °C et pour la puissance de pompe maximale de 14 W, la température de l'absorbant saturable est de 145 °C sans effet laser (cavité ouverte) (fig. 3.26). En présence d'un effet laser, cette température n'évolue que pour des réflectivités de coupleur supérieures à 90%. Une température maximale de 168 °C a été relevée pour un coupleur de 95% de réflexion. La puissance de pompe résiduelle participe donc à une élévation de température de 125 °C environ, alors que l'absorption du signal laser induit une hausse maximale de seulement 23 °C. La figure 3.26 montre que ces valeurs ne dépendent pas de la transmission initiale de l'absorbant saturable.

Il a été tenté de protéger l'absorbant saturable :

- Par la pose d'un miroir dichroïque intra-cavité réfléchissant le faisceau de pompe.
- Par la pose d'un anti-reflets dichroïque sur la face de sortie du cristal d'Er:YAG. Cette solution présente aussi l'avantage de renvoyer la puissance de pompe non absorbée dans le cristal.

Malheureusement, des problèmes de tenue au flux des traitements dichroïques n'ont pas permis de continuer sur cette voie.

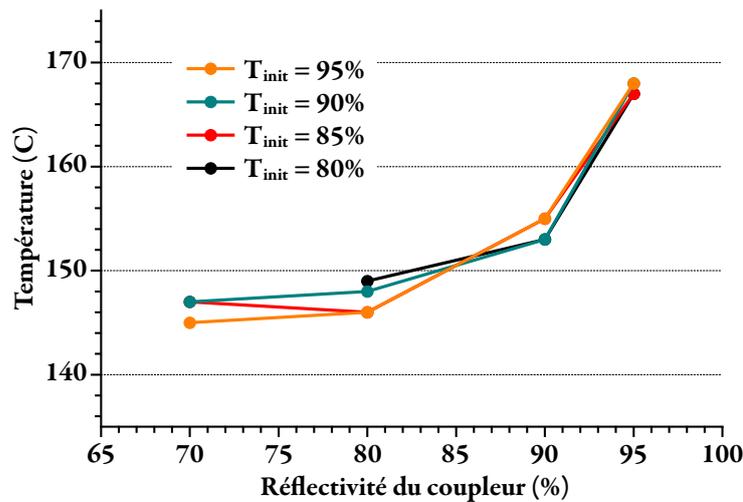


FIG. 3.26 : Température de l'absorbant saturable en fonction de la réflectivité du coupleur, pour plusieurs transmissions initiales.

### 3.4.2 Mesure des transmissions saturées et non-saturées extra-cavité

UNE telle élévation de température peut avoir des conséquences importantes sur les caractéristiques physiques des cristaux de Cr:ZnSe restent encore à déterminer. En particulier, il est attendu une chute du temps de vie effectif du niveau  $^5E$  de  $5,5 \mu\text{s}$  jusqu'à  $1 \mu\text{s}$  entre  $25^\circ\text{C}$  et  $150^\circ\text{C}$  [Sorokina2008]. Or cette baisse peut avoir un effet significatif sur l'intensité de saturation de l'absorbant saturable (eq. 3.1).

En l'absence de détecteur suffisamment rapide au delà de  $2 \mu\text{m}$  au laboratoire Charles Fabry, la mesure directe du temps de vie en fonction de la température n'a pas pu être réalisée. Cependant, en mesurant l'évolution de la transmission d'un absorbant saturable en fonction de sa température pour différentes intensités incidentes, il est possible d'estimer l'évolution de l'intensité de saturation  $I_{sat}$ , et donc du temps de vie  $\tau$ .

Pour cela, une source laser déclenchée activement similaire à celle de la figure 3.22 est montée. Son faisceau est utilisé comme sonde de transmission d'un absorbant saturable (fig. 3.27) et est constitué d'impulsions à  $1617 \text{ nm}$  d'énergie égale à  $20 \mu\text{J}$  et d'une durée de  $250 \text{ ns}$ . Le taux de répétition est fixé à  $8 \text{ kHz}$ .

La transmission initiale du cristal de Cr:ZnSe sondé est de  $85\%$ . Son contrôle thermique est réalisé par une plaque à effet Peltier (pour la gamme de température entre  $5^\circ\text{C}$  et  $190^\circ\text{C}$ ) ou par un four (pour les température au delà de  $190^\circ\text{C}$  jusqu'à  $220^\circ\text{C}$ ).

En l'absence des lentilles L3 et L4, le diamètre du faisceau sonde sur l'absorbant saturable est de  $1,4 \text{ mm}$ . Dans cette configuration, l'intensité incidente est de  $5,2 \text{ kW/cm}^2$ , ce qui permet de mesurer la transmission non-saturée du Cr:ZnSe en fonction de sa température.

La lentille L3 permet de focaliser le faisceau sonde sur l'absorbant saturable pour augmenter l'intensité incidente. La lentille L4, de même distance focale, collimate le faisceau divergent

sur le détecteur de puissance. Lorsque la distance focale de la lentille L3 est de 100 mm (resp. 40 mm), le faisceau sonde est focalisée sur un diamètre de 400  $\mu\text{m}$  (resp. 140  $\mu\text{m}$ ). On mesure ainsi la transmission saturée de l'absorbant saturable pour deux intensités différentes : 65  $\text{kW}/\text{cm}^2$  et 500  $\text{kW}/\text{cm}^2$ .

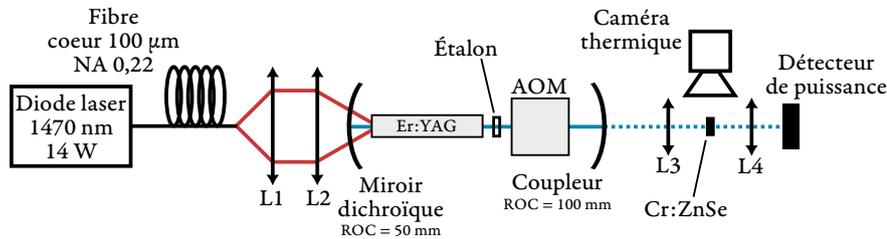


FIG. 3.27 : Représentation schématique de la mesure des transmissions saturée et non saturée à 1617 nm d'un cristal de Cr:ZnSe en fonction de la température.

La transmission non-saturée est en accord avec les spécifications de l'absorbant saturable sur toute la gamme de température (fig. 3.27). En dessous de 60  $^{\circ}\text{C}$ , il n'y a pas d'effet visible de la température sur la transmission. Elle reste constante autour de 97%. Au delà de 60  $^{\circ}\text{C}$ , la transmission saturée chute, révélant l'augmentation de l'intensité de saturation du Cr:ZnSe avec la température.

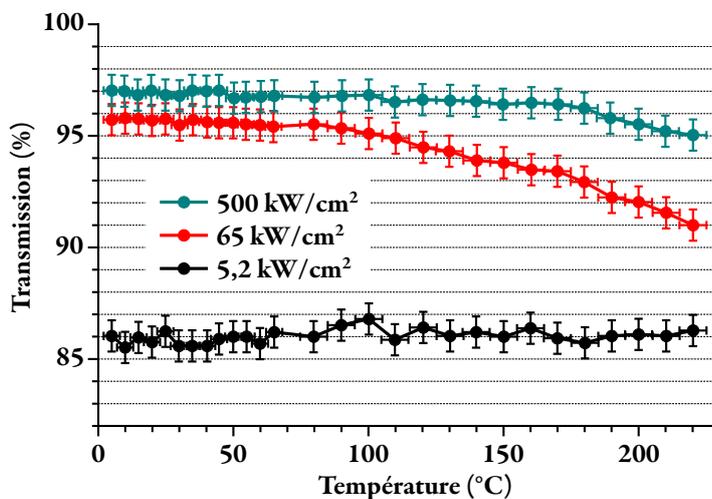


FIG. 3.28 : Transmissions non saturées (noir) et saturées (rouge et bleu) à 1617 nm d'un cristal de Cr:ZnSe de 85% de transmission initiale, en fonction de sa température.

À partir des équations 3.1 et 3.3, on peut donc évaluer le temps de vie effectif de l'absorbant saturable pour plusieurs températures (fig. 3.29).

Ces estimations sont en accord avec la littérature à 25  $^{\circ}\text{C}$ . Nos trouvons un temps de vie de

200 ns pour une température de 220 °C. Autrement dit, à cette température, l'intensité de saturation est 20 fois plus importante que sa valeur à température ambiante : environ 400 kW/cm<sup>2</sup>.

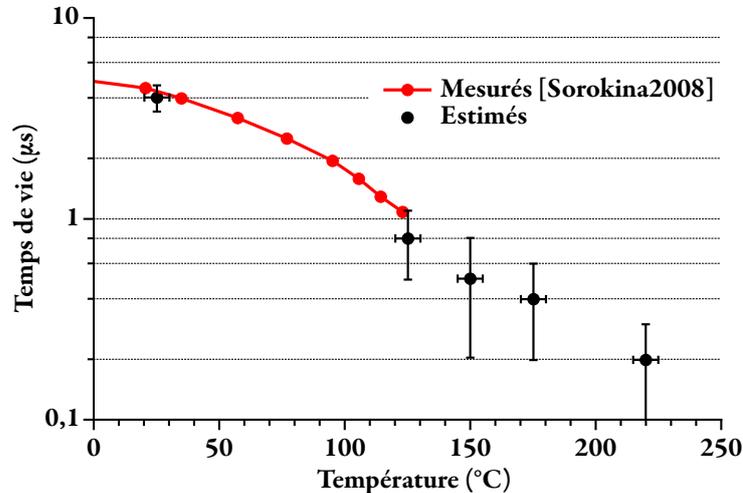


FIG. 3.29 : Temps de vie du Cr:ZnSe en fonction de la température, mesuré par [Sorokina2008] et évalué par les mesures de transmissions extra-cavités.

Grâce à ces mesures, les pertes introduites par les cristaux de Cr:ZnSe sont mieux connues :

- Leur transmission en régime saturé n'est que de 97%, y compris lorsque l'intensité incidente est très élevée (500 kW/cm<sup>2</sup>). Cette valeur représente des pertes passives de 6% dans la cavité, ce qui n'est pas négligeable face aux pertes du coupleur (20%). En comparaison, la modélisation simpliste de l'absorbant saturable (cf. 2.2.9) le rend totalement transparent lorsqu'il est saturé.
- La modélisation numérique utilise un temps de vie constant de 5,5 µs, valeur généralement constatée et utilisée. Or cette valeur n'est valable que lorsque la température du cristal est inférieure à 60 °C. Dans notre cas où la température du cristal est supérieure à 150 °C, ce temps de vie chute jusqu'à 200 ns. En d'autres termes, le modèle numérique sous-estime fortement l'intensité de saturation des absorbants saturables.

De plus, les recherches dans la littérature autour du Cr:ZnSe ont révélé une dépendance du temps de vie à température ambiante avec le taux de dopage de la matrice ZnSe en ions chrome. D'après le dopage nominal des absorbants saturables à notre disposition ( $15 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), le temps de vie est plutôt autour de 4 µs que de 5,5 µs [Kisel2005].

La modélisation doit donc être reprise pour prendre en compte ces nouveaux éléments.

### 3.4.3 Influence de la température du Cr:ZnSe sur les performances laser

LES modifications suggérées par les résultats précédents sont appliquées à la simulation numérique. La transmission des absorbants saturables est limitée à 97%, et les simulations sont réalisées pour différentes valeurs du temps de vie du Cr:ZnSe (c'est un paramètre de la modélisation numérique, et non une valeur calculée pendant la simulation) : 4  $\mu$ s (température ambiante), 400 ns (température de 160 °C mesurée précédemment) et 200 ns (température de 220 °C).

La figure 3.30 compare les résultats issus de la cavité 3.18 en régime de déclenchement passif avec le modèle numérique ces trois temps de vie. Il existe encore des différences, puisqu'il faut réduire le temps de vie à 200 ns (c'est à dire sur-estimer la température du Cr:ZnSe) pour faire coïncider l'expérience et la théorie.

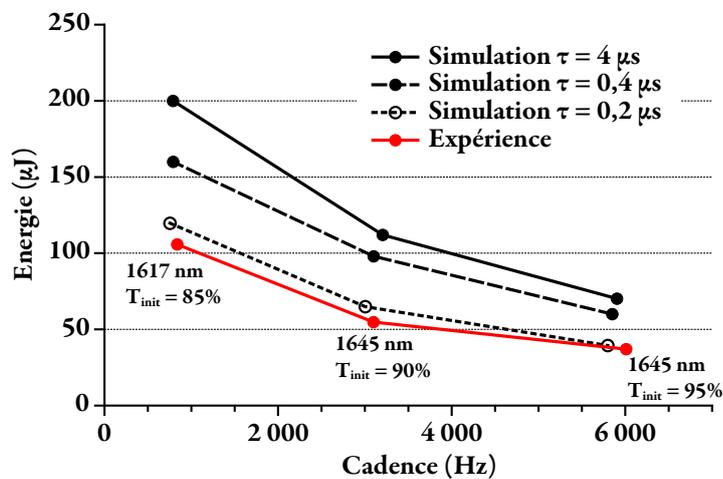


FIG. 3.30 : Énergie expérimentale (rouge) et issues de la simulation (en noir) en fonction de la cadence, pour plusieurs temps de vie (et températures) de l'absorbant saturable, pour la cavité présentée en fig. 3.25.

Bien que ses conséquences sur les performances soient très importantes, la baisse du temps de vie du Cr:ZnSe ne semble donc pas être la seule cause qui explique que les performances obtenues soient inférieures à ce qui était prévu par la simulation.

L'insertion du cristal de Cr:ZnSe ne change pas le profil spatial du faisceau en sortie, en champ proche comme en champ lointain. Il n'y a donc pas de lentille thermique introduite par l'absorbant saturable suffisamment forte qui pourrait expliquer l'écart des performances théoriques et empiriques.

D'autres pistes sont envisageables pour encore mieux décrire le comportement du Cr:ZnSe, comme l'étude de l'évolution de ses sections efficaces  $\sigma_{gsa}$  et  $\sigma_{esa}$  avec la température. En effet, il n'est pas exclu que la valeur de  $\sigma_{esa}$  à 1617 nm augmente avec la température, ce qui expliquerait pourquoi il est nécessaire de pousser la température du cristal jusqu'à 220 °C dans la simulation pour faire correspondre les courbes expérimentales et théoriques.

### 3.5 Résultats en déclenchement passif avec contrôle en température du Cr:ZnSe

SELON ces observations effectuées précédemment, il devrait alors être possible d'augmenter l'énergie en sortie d'une source laser Er:YAG déclenchée passivement en refroidissant l'absorbant saturable. En effet, cela pourrait se traduire par une baisse de l'intensité de saturation, et donc une meilleure saturation du cristal de Cr:ZnSe.

Le montage expérimental décrit à la figure 3.25 est réutilisé. La source laser est identique, mais la température de son absorbant saturable est contrôlée par une plaque à effet Peltier et mesurée par la caméra thermique.

En diminuant la température de l'absorbant saturable de 170 °C (valeur observée sans courant dans la plaque à effet Peltier) jusqu'à 100 °C, on augmente l'énergie des impulsions d'un facteur 2. En dessous de 100 °C, il n'y a plus d'effet visible sur les performances, ce qui est en accord avec les mesures de transmissions saturée qui n'évoluent plus dans cette gamme de température (fig. 3.28). De 170 °C jusqu'à 220 °C, l'énergie des impulsions diminue de 100  $\mu\text{J}$  à 50  $\mu\text{J}$ .

Quelque soit la température de l'absorbant saturable, le taux de répétition et la durée des impulsions évoluent peu. Elle restent respectivement autour de 800 Hz et de 40 ns.

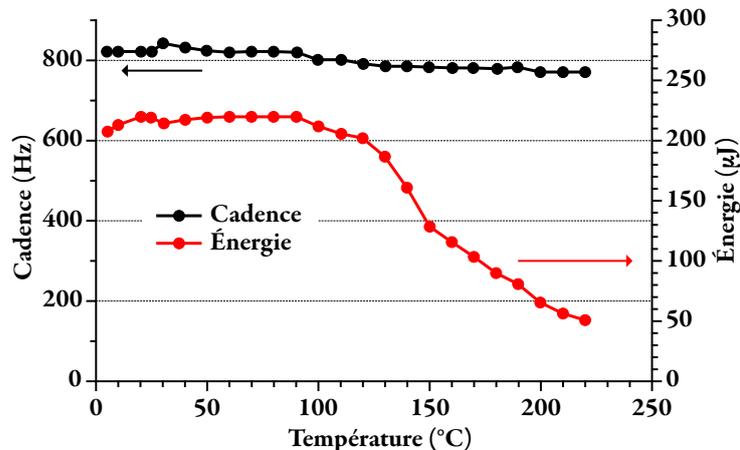


FIG. 3.31 : Cadence et énergie en sortie de la cavité fig. 3.25 en fonction de la température de l'absorbant saturable.

Ainsi, bien que la chute du temps de vie de l'absorbant saturable ne soit pas l'unique cause qui ne permette pas d'obtenir les performances fixées par le cahier des charges de Minitélia, ces recherches ont mis en évidence l'importance de bien contrôler thermiquement le cristal de Cr:ZnSe pour générer des impulsions d'énergie plus importante. C'est une information clé pour les développements futurs.

### 3.6 Conclusion sur les réalisations expérimentales des sources laser Er:YAG pompées par diode laser

LE tableau 3.3 résume les performances visées par le projet Minitélia, ainsi que les résultats théoriques issus de la simulation numérique et ceux obtenus expérimentalement.

| Résultats   | Longueur d'onde (nm) | Cadence (Hz) | Durée (ns) | Énergie ( $\mu\text{J}$ ) |
|---|----------------------|--------------|------------|---------------------------|
| Minitélia   | 1617                 | 1000         | 10         | 500                       |
| Simulation initiale (déclenchement passif)                | 1617                 | $\sim 1000$  | 42         | 520                       |
| Simulation ajustée (pertes +6%, $\tau = 200 \text{ ns}$ ) | 1617                 | $\sim 1000$  | 35         | 300                       |
| Expérimental (cavité « courte »)                          | 1617                 | 440          | 33         | 182                       |
| Cavité d'étude (Cr:ZnSe à 170 °C)                         | 1617                 | 795          | 39         | 100                       |
| Cavité d'étude (Cr:ZnSe à 60 °C)                          | 1617                 | 810          | 40         | 218                       |

TAB. 3.3 : Résumé des performances visées, simulées, et obtenues expérimentalement à partir d'une source laser Er:YAG déclenchée passivement et pompée directement par une diode de 14 W à 1470 nm.

Ces résultats présentent deux limites, en plus de celle liée à la puissance de pompe disponible :

- Les cristaux Er:YAG présentent un gain relativement faible par rapport aux cristaux de YAG dopés néodyme ou ytterbium. C'est un frein à la génération d'impulsions courtes ( $\sim 10 \text{ ns}$ ).
- Le faible seuil de dommage du Cr:ZnSe ( $2 \text{ J/cm}^2$ ) s'est révélé gênant pour l'ensemble des montages expérimentaux, d'autant plus qu'il était nécessaire d'utiliser de petits faisceaux ( $\sim 200 \mu\text{m}$  de diamètre) dans le cristal d'Er:YAG pour obtenir un gain suffisant, et que les cavités devaient être courtes (quelques centimètres). Ainsi, dans la gamme d'énergie recherchées, et pour un coupleur de 80% de réflectivité, les intensités incidentes sur le Cr:ZnSe pouvaient dépasser  $1 \text{ J/cm}^2$ .

Bien que ces performances ne satisfassent pas le cahier des charges techniques, elles présentent de nombreux points positifs :

- Le déclenchement passif de sources Er:YAG à  $1,6 \mu\text{m}$  pompées directement par diode n'avait jamais été démontré avant nos travaux. Les énergies obtenues dans cette configu-

ration rivalisent, à cadence comparable, avec celles obtenues en pompage par laser à fibre dopée erbium.

- Cette avancée certaine dans l'état de l'art de l'ion erbium a été obtenue pour une longueur d'onde à 1617 nm, moins efficace et plus compliquée à obtenir, mais beaucoup plus adaptée pour une propagation dans l'atmosphère. Ces travaux de thèse ont permis de renforcer la maîtrise de l'émission à cette longueur d'onde au laboratoire.
- L'évolution du temps de vie du Cr:ZnSe avec la température était déjà connu qualitativement. Mais aucune valeur quantitative de ce temps de vie n'existait au delà de 120 °C avant nos travaux. Nous l'avons mesuré indirectement jusqu'à 220 °C en mesurant la transmission du Cr:ZnSe pour plusieurs intensités incidentes.
- Enfin, les sources laser présentées génèrent des impulsions dont les caractéristiques pourraient satisfaire certaines applications, en utilisant qu'une puissance électrique totale de 65 W.

Avec les meilleurs résultats démontrés expérimentalement (cavité d'étude avec refroidissement du Cr:ZnSe), la portée d'un télémètre serait de 4 km, avec une précision d'une dizaine de mètres et une mise à jour de la mesure de 1 Hz (pour un diamètre de l'optique de collection d'environ 65 mm).

Quelques pistes existent pour améliorer ces performances :

- Un cristal de Cr:ZnSe plus long et moins dopé pourrait être utilisé. La charge thermique serait alors répartie dans un volume plus important, et la surface d'échange avec la monture serait plus grande, faisant alors baisser la température de l'absorbant saturable. De plus, son temps de vie à température ambiante pourrait légèrement augmenter [Kisel2005].
- En extrapolant les résultats obtenus en refroidissant le Cr:ZnSe dans la cavité d'étude à la cavité « courte », il serait théoriquement possible d'augmenter l'énergie des impulsions jusqu'à 360  $\mu$ J. Le télémètre décrit ci-dessus verrait alors sa portée augmenter jusqu'à environ 7 km.
- Quelques études supplémentaires autour du Cr:ZnSe permettrait d'affiner le modèle numérique pour que les simulations coïncident mieux avec les expériences. En particulier, le décalage des sections efficaces  $\sigma_{gsa}$  et  $\sigma_{esa}$  avec la température n'est pas connu. De plus, il serait intéressant d'étudier un possible filtrage spatial du signal par le Cr:ZnSe.
- Les cristaux de sulfure de zinc (ZnS) et de sélénium de zinc (ZnSe) dopés aux ions cobalt pourraient être utilisés à la place du Cr:ZnSe.

- Toutes les durées des impulsions générées sont supérieures à 30 ns. Dans le cadre du projet Minitélia dont la consommation électrique est limitée, la seule manière de diminuer ces durées jusqu'à 10 ns, en dehors de l'utilisation de diodes laser de pompe plus brillantes, est de raccourcir la longueur de la cavité. L'architecture de la source laser évoluerait alors de la fibre cristalline vers des sources type « micro-lasers ». Des premiers résultats théoriques issus de la simulation numérique montrent qu'une cavité de 8 mm de long pourrait permettre de diminuer la durée à 10 ns, à l'aide d'un cristal d'Er:YAG de 5 mm dopé 2%, et avec un diamètre du signal au waist de 600  $\mu\text{m}$ . Un tel cristal est suffisamment court pour qu'un pompage par diodes laser non fibrés (dont le faisceau combiné est très divergent) reste efficace. Cependant, le comportement de l'Er:YAG pour un tel niveau de dopage n'est pas connu, et peut soulever de nombreux problèmes expérimentaux.