

Photonique expérimentale. Technologies Laser Avancées.

L1	Construction et caractérisation d'un laser picoseconde pompé par diode	1	(R1.58)
L2	OPO et laser à saphir dopé au titane	9	(R1.60)
L3	Laser Nd:Yag impulsionnel pompé par flash....	15	(R1.59)
L4	Laser femtoseconde	21	(R1.62)

lense.institutoptique.fr / Troisième année/ Photonique 3A|M2

Cycle Ingénieur - 3^{ème} année - Palaiseau

Master 2 QLMN

Année universitaire 2023-2024

Construction et caractérisation d'un laser picoseconde pompé par diode

Le premier objectif du TP est le montage d'un laser pompé par diode émettant des impulsions brèves (de l'ordre de quelques picosecondes). Les impulsions sont obtenues par blocage de modes passif. Dans un deuxième temps, il s'agira de caractériser temporellement les impulsions produites.

Pour le compte rendu, répondez aux questions posées uniquement : la description de vos manipulations n'est pas utile.

Remarques importantes : Pour votre sécurité, sachant que vous allez manipuler des lasers puissants (de classe 3 B), voici quelques conseils :

- PORTEZ LES LUNETTES de protection,
- NE regardez JAMAIS le faisceau de face,
- Quand vous prenez des notes, TOURNEZ LE DOS au laser,
- Retirez tout objet réfléchissant.

I Description de la source

Le schéma du laser est donné sur la figure 1. Le laser utilise comme source de pompage une diode laser à ruban large ($1 \mu\text{m}$ par $100 \mu\text{m}$) émettant 800 mW à 808 nm pour un courant de 1 A .

La première lentille, L_1 (de focale 4 mm et d'ouverture numérique $0,5$), collimate le faisceau de pompage. La seconde, L_2 (de distance focale 8 mm et d'ouverture $0,5$), le focalise dans le cristal laser.

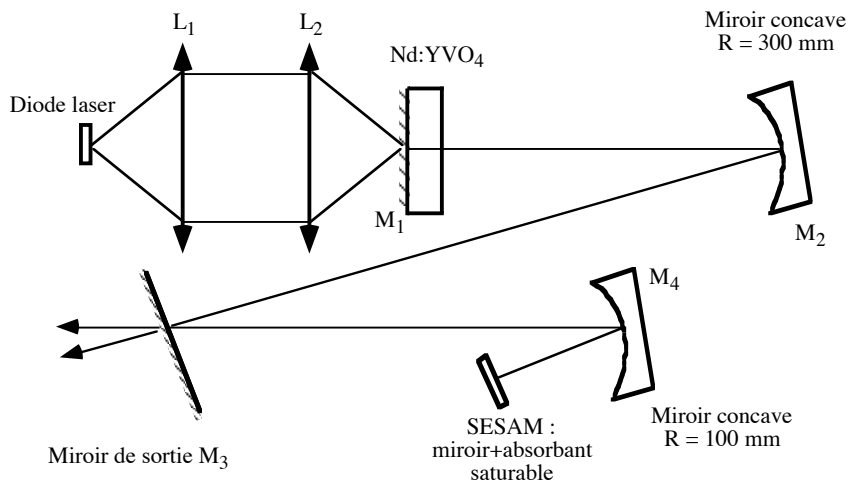


Fig.1 : schéma de la cavité.

Le milieu à gain est un cristal de $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$ (vanadate d'yttrium dopé par l'ion néodyme) Quelques propriétés physiques sont données dans la table 1. Un des avantages de ce cristal est la

valeur du produit section efficace par temps de fluorescence (qui caractérise le rendement d'un laser continu), deux fois plus élevée que celui du Nd:YAG ainsi qu'un coefficient d'absorption plus important que le Nd:YAG (à dopage égal).

Pourcentage en ions Nd : 1,1 %
Point de fusion : 1810°C
Densité : 4,24 g/cm ³
Largeur de raie à 1064 nm : 1,3 nm
Indice de réfraction à 1064 nm : 1,958 (o) et 2,168 (e)
Durée de vie de fluorescence : 115 μs

Table 1 : Quelques caractéristiques du Nd:YVO₄.

Le Nd:YVO₄ est un laser à quatre niveaux décrits sur la figure 2.

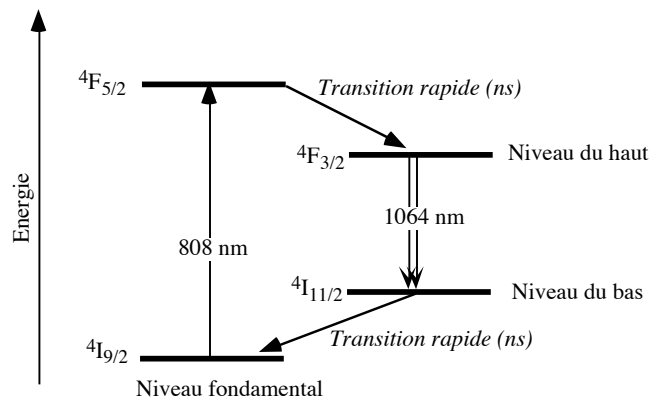


Fig.2 : Niveaux d'énergie du Nd³⁺.

Le cristal utilisé a une longueur de 2 mm. Sa première face est possède un traitement réfléchissant à 1064 nm. Elle est également traitée antireflet à la longueur d'onde de pompe (808 nm). Sa seconde face est traitée antireflet à 1064 nm afin de minimiser les pertes dans la cavité. Le cristal est prismatique afin d'éviter des effets Fabry-Pérot parasites entre ses deux faces.

La cavité est composée de cinq miroirs. Le premier (M₁), est constitué par la première face du cristal. Le second (M₂), hautement réfléchissant à 1,06 μm, est un miroir concave de rayon de courbure 300 mm qui permet d'obtenir un waist de petite dimension au niveau du cristal. Le troisième (M₃) est le miroir de sortie. Sa transmission est de 2% à 1064 nm. Comme il n'est pas placé en bout de cavité, il y a deux faisceaux en sortie du laser. Le quatrième miroir (M₄) est un miroir concave (R=100 mm) qui permet de focaliser le faisceau dans l'absorbant saturable. Le cinquième miroir, appelé SESAM (pour SEMiconductor Saturable Absorber Mirror) est constitué d'un miroir de Bragg (empilement de couches en AlAs-GaAs) sur lequel se trouve une couche d'absorbant saturable en InGaAs.

Ce dernier assure une absorption de 1% lorsqu'il n'est pas saturé. Il devient totalement transparent lorsqu'il est saturé assurant ainsi une réflectivité plus importante pour l'ensemble de la structure. Attention, ici, l'absorbant saturable donne une très faible modulation des pertes dans la

cavité. Il ne peut donc pas être utilisé pour favoriser le régime déclenché. En revanche, la modulation des pertes qu'il impose va permettre de favoriser le régime de synchronisation des modes en phase, au détriment du régime continu.

Question à préparer avant d'arriver en TP : La largeur de la raie à 1064 nm est donnée dans le tableau 1 pour le Nd:YVO₄. En imaginant que les modes de la cavité remplissent intégralement cette bande spectrale, quel est l'ordre de grandeur de la durée théorique des impulsions?

Question 1 : Expliquer pourquoi et comment un absorbant saturable de faible amplitude de modulation induit un fonctionnement du laser en régime de synchronisation des modes en phase.

Question 2 : Les distances entre les miroirs sont les suivantes (ce sont des ordres de grandeur) :

- distance entre M₁ et M₂ : 170 mm
- distance entre M₂ et M₃ : de l'ordre de 50 cm
- distance entre M₃ et M₄ : de l'ordre de 50 cm
- distance entre M₄ et le SESAM : 55 mm

Tracer l'allure du faisceau dans la cavité (calcul non nécessaire), en précisant où sont les plans des waists.

II Montage du laser

Le montage de la source laser comprend deux grandes étapes : le montage du laser Nd:YVO₄ en régime continu puis le passage en régime impulsionnel grâce à l'insertion du SESAM dans la cavité.

II.1 Laser continu

Cette partie du TP permet de régler le pompage du milieu amplificateur et l'alignement de la cavité. Le but est d'obtenir la plus grande puissance de sortie possible avec un mode TEM₀₀ du faisceau laser. Pour les réglages, vous avez à votre disposition une carte sensible au rayonnement infrarouge, une caméra CCD et un viseur infrarouge.

II.1.1 Réglage de l'optique de pompage et du cristal

Placer la zone émettrice de la diode laser au foyer de la première lentille et ajuster la distance pour collimater correctement le faisceau de pompe dans la direction limitée par la diffraction (verticalement).

Avant de mettre la lentille de focalisation, orienter le cristal de telle sorte qu'il soit en autocollimation par rapport au faisceau incident.

Mettre en place la lentille de focalisation. Lorsque le faisceau issu de la diode est correctement focalisé, un point blanchâtre apparaît dans le cristal. Ce dernier correspond à différentes longueurs d'onde émises par un processus appelé conversion de fréquence par transfert d'énergie. En fait, deux ions du niveau du haut (figure 3) ont la possibilité d'interagir et d'échanger leur énergie de telle sorte que l'un des deux monte dans un niveau supérieur (⁴G_{7/2}) pendant que

l'autre descend dans un niveau d'énergie plus faible ($^4I_{13/2}$). L'ion parvenu dans l'état excité $^4G_{7/2}$ se désexcite radiativement en émettant un rayonnement rouge, jaune ou vert suivant le niveau d'arrivée. Cet effet est d'autant plus important que la densité d'atomes dans l'état excité est élevée (plus les ions sont nombreux dans l'état excité et plus ils ont de chance d'interagir). Cette densité étant fonction de la taille du faisceau de pompe dans le cristal, plus le faisceau de pompe est focalisé, plus le rayonnement émis dans le visible est important.

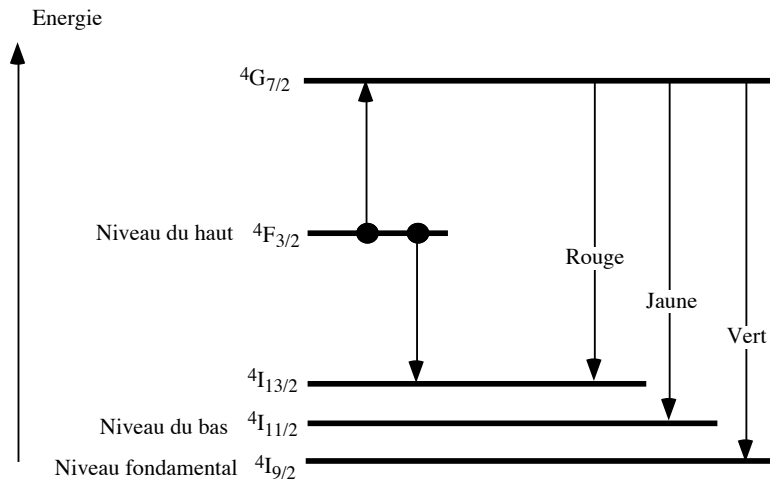


Fig.3 : Diagramme d'énergie partiel de l'ion Nd^{3+} .

II.1.2 Mise en place d'une première cavité à trois miroirs

La première cavité mise en place est décrite sur la figure 4. M'_3 est un miroir de sortie plan de transmission égale à 10 %.

La partie du faisceau de pompe transmise par le cristal va servir à aligner la cavité. A l'aide d'un carton, placer le miroir M'_3 en autocollimation. L'effet laser est normalement obtenu en tournant M'_3 autour de cette position.

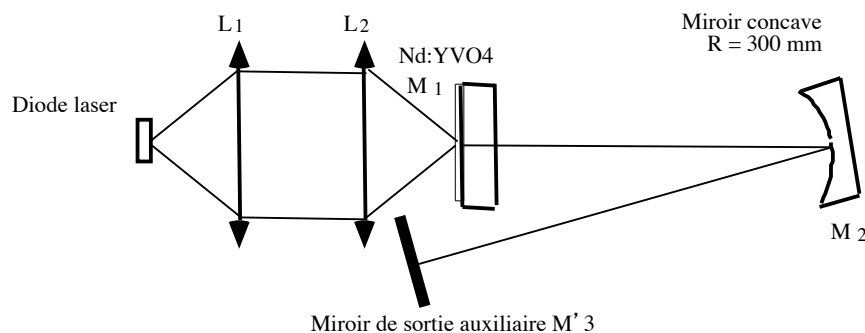


Fig. 4: Schéma de la cavité à trois miroirs.

Optimiser la cavité, en jouant principalement sur les réglages des objectifs L_1 et L_2 et sur les réglages de M'_3 , pour obtenir une puissance de sortie maximale.

Question 3 : Quelle puissance obtenez-vous ?

II.1.3 Mise en place de la cavité finale

Régler le reste de la cavité par autocollimation en vous aidant de la caméra et des multiples retours. Retirer le miroir auxiliaire M'_3 . L'effet laser doit être obtenu.

II.2 Laser impulsionnel

Un des deux faisceaux en sortie est envoyée sur une photodiode rapide (temps de montée de l'ordre de 1 ns). Cette photodiode a une très petite surface, il faut donc veiller à la positionner correctement.

Question 4 : Expliquer pourquoi une photodiode rapide doit avoir une petite surface sensible.

Observer le signal sur l'oscilloscope. Le laser doit normalement produire des impulsions correspondant à un régime de synchronisation en phase des modes de la cavité.

Question 5 : Quelle est la cadence des impulsions que vous mesurez ? En déduire la longueur de la cavité. Est-ce cohérent avec la longueur de la cavité que vous pouvez mesurer avec une règle?

Question 6 : Observez le signal sur l'analyseur de spectre. À quoi correspondent les différents pics?

Question 7 : Estimer le temps de montée de l'ensemble de la chaîne de détection (photodiode + oscilloscope).

Question 8 : Est-il possible d'observer correctement la forme temporelle des impulsions lumineuses à l'oscilloscope?

III Caractérisation temporelle des impulsions

Question 9 : En imaginant que vous fassiez une photo des impulsions issues du laser (largeur temporelle prévue par la théorie), donnez l'extension spatiale des impulsions le long de l'axe de propagation.

III.1 Principe

Les impulsions provenant du laser étant trop brèves pour être mesurées avec une photodiode à avalanche, il faut mettre en œuvre une mesure indirecte de la durée grâce à un autocorrélateur optique.

L'idée est d'utiliser le doublage de fréquence dans un cristal biréfringent de KTP. Son accord de phase, correspondant à un doublage efficace, est effectué en type II : pour créer un photon à

532 nm, il faut un photon à 1064 nm ayant une polarisation ordinaire et un photon à 1064 nm ayant une polarisation extraordinaire.

Le rôle de l'autocorrélateur optique est de créer deux faisceaux d'intensité égale I_1 et I_2 à 1064 nm ayant des polarisations orthogonales (ordinaire et extraordinaire) avec une différence de marche δ ajustable (Fig.5).

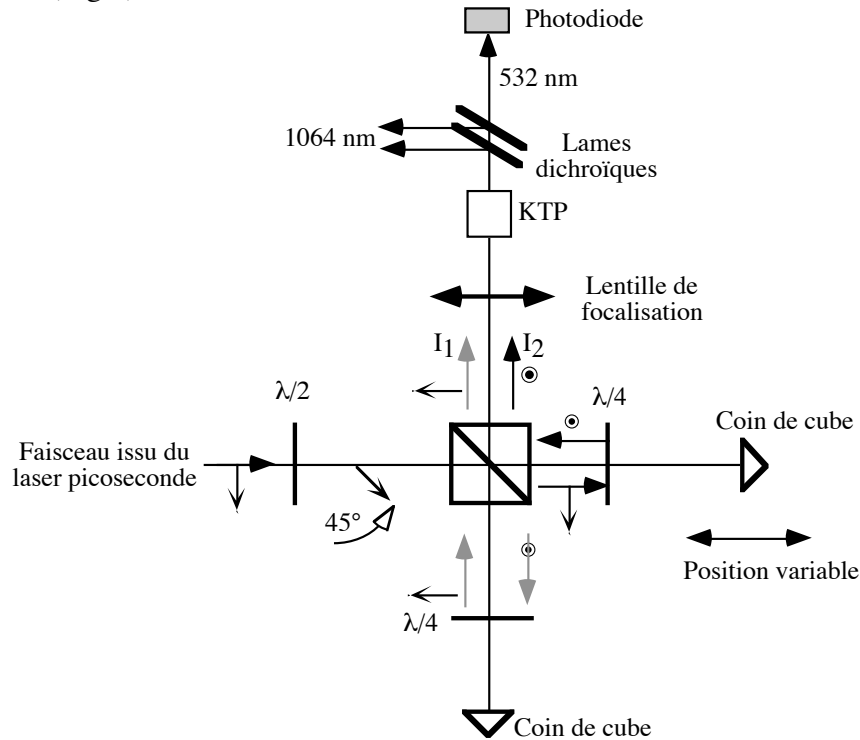


Fig.5 : Schéma de l'autocorrélateur.

Les deux faisceaux sont ensuite recombinaés dans le cristal doubleur de fréquence (KTP). Le KTP voit donc les intensités $I_1(t)$ et $I_2(t-\delta/c)$ où c est la vitesse de la lumière dans l'air. A l'instant t , l'intensité doublée $I_{vert}(t)$ est proportionnelle au produit des intensités sur les faisceaux fondamentaux :

$$I_{vert}(t) \propto I_1(t) * I_2(t-\delta/c).$$

$I_{vert}(t)$ varie au rythme des impulsions émises par le laser, cette intensité ne peut pas être résolue temporellement car le détecteur utilisé ici a un temps de réponse trop lent (typiquement de l'ordre de la microseconde). Si on suppose que le détecteur a une réponse impulsionnelle rectangulaire de largeur τ_r , le signal est proportionnel à la valeur moyenne de $I_{vert}(t)$:

$$I_{vert}(\tau_r) = \int_0^{\tau_r} I(t)I(t - \delta / c) dt$$

τ_r étant suffisamment long par rapport aux temps de variation caractéristiques des intensités, le signal détecté dans le vert correspond à la fonction d'autocorrélation. Pour accéder aux différentes valeurs de cette fonction, il suffit de modifier la différence de marche δ entre les deux faisceaux.

L'autocorrélateur de ce TP ressemble un peu à un interféromètre de Michelson mais, ici, il ne s'agit pas de phénomène d'interférence (les deux ondes à 1064 nm sont polarisés perpendiculairement).

Une première lame demi-onde permet de faire tourner la polarisation du laser à 45° par rapport au plan de figure. Le cube séparateur de polarisation transmet la polarisation parallèle au plan de figure et réfléchit la polarisation perpendiculaire. La lame demi-onde et le cube servent donc à créer deux faisceaux de polarisation orthogonale et de même puissance. Chacun des deux faisceaux subit ensuite une rotation de polarisation de 90° grâce à un double passage dans une lame quart d'onde et à une réflexion sur un coin de cube. Grâce à cette rotation, le faisceau qui avait été transmis lors du premier passage dans le cube est maintenant réfléchi lors du deuxième passage. Inversement, l'autre faisceau est transmis.

La différence de marche entre les deux faisceaux est ajustable grâce au déplacement d'un des deux coins de cube parallèlement à l'axe optique. Les deux faisceaux, spatialement confondus, sont ensuite focalisés dans un cristal de KTP.

III.2 Réglages et mesure

Utiliser le deuxième faisceau de sortie du laser.

Égaliser à peu près la différence de marche entre les deux voies de l'autocorrélateur.

Tourner la lame demi-onde afin d'avoir des faisceaux de puissance égale de part et d'autre du cube (observation à l'œil avec la carte IR).

Ajuster les lames quart-d'onde de telle sorte que les faisceaux soient correctement réfléchis ou transmis selon le cas.

Ajuster l'orientation des coins de cube (SANS FORCER lorsque vous arrivez en butée des translations) pour que les faisceaux soient correctement confondus au niveau du KTP.

Régler la distance lentille-KTP afin d'obtenir un faisceau vert le plus intense possible. ATTENTION, le faisceau vert ne doit être produit qu'en présence des deux ondes simultanément, vérifiez que le doublement de fréquence ne se produit pas en présence d'une seule des deux ondes.

Question 10 : Sachant que le KTP fonctionne en accord de phase de type II, expliquer dans quel cas il est possible d'observer le doublement de fréquence lorsqu'un seul des deux faisceaux est présent ? Dans la pratique, comment éviter cet effet?

Placer le filtre qui ne transmet que le faisceau à 532 nm et une photodiode derrière le KTP. La photodiode utilisée ici a un temps de réponse trop grand pour voir le signal dans le vert (par nature impulsionnel). Elle délivre donc un signal continu dont la valeur est proportionnelle à l'intensité moyenne dans le vert, selon la formule donnée plus haut.

Mesurer et tracer l'intensité dans le vert en fonction de la différence de marche (que vous ferez varier point par point).

En supposant que les impulsions ont un profil temporel gaussien, la largeur totale à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation est liée à la durée des impulsions par la formule :

$$\Delta t_{impulsion} = \frac{\Delta t_{autocorrélation}}{\sqrt{2}}$$

Question 11 : Évaluer la durée des impulsions produites par le laser. Commenter.

Oscillateur Paramétrique Optique et laser à saphir dopé au titane

Pour le compte-rendu, il est demandé de répondre aux questions. Etayer vos réponses de schémas, de traces d'impulsions relevées à l'oscilloscope... Toute remarque, tout complément d'explication pertinent sont les bienvenus.

La recopie du texte de TP est inutile !

Le but du TP est d'étudier deux sources accordables à partir d'un même laser de pompage (Nd:YAG impulsif converti en fréquence à 532 nm et à 355 nm). Les deux sources sont fondamentalement différentes : la première est basée sur un cristal non linéaire (il s'agit d'un oscillateur paramétrique optique). La seconde est basée sur un cristal laser, le saphir dopé au titane.

Remarque très importante sur la sécurité laser :

Le laser de pompe que vous allez utiliser est dangereux même par diffusion sur des surfaces non réfléchissantes (classe 4). Il y a également des risques de brûlure pour la peau.

- **Le port de lunettes est absolument obligatoire** lorsque le laser fonctionne. Vous disposez de deux sortes de lunettes suivant les longueurs d'onde émises par le laser.

Les lunettes de couleur verte sont à utiliser pour l'OPO. Elles protègent les yeux de l'ultraviolet. Attention, elles ne protègent pas les yeux des faisceaux visibles émis par l'OPO.

Les lunettes de couleur orange sont à utiliser avec le laser à saphir dopé au titane. Elles protègent les yeux du faisceau vert (532 nm) et du faisceau à 800 nm.

- Retirez tout objet réfléchissant (bracelet, montre...).

- **Quand vous prenez des notes, tournez le dos au laser,**

- Les faisceaux sont à priori localisés dans un plan horizontal. **Ne jamais vous baisser alors que le laser est en fonctionnement.**

- Ne mettez pas les mains dans les faisceaux.

I. Étude d'un OPO accordable dans le visible

Un oscillateur paramétrique optique (OPO) est constitué d'un cristal non linéaire placé entre deux miroirs formant une cavité résonnante. L'OPO convertit un faisceau de pompe de longueur d'onde λ_p en deux faisceaux appelés respectivement "faisceau signal", de longueur d'onde λ_s , et "faisceau complémentaire", de longueur d'onde λ_i (l'indice i est couramment utilisé pour la longueur d'onde et vient de l'anglais "idler" que nous traduisons par complémentaire). Dans l'OPO que nous allons étudier, seul le faisceau signal oscille dans la cavité.

Le montage général pour cette étude est décrit sur la figure 1. Il est composé d'un laser Nd:YAG déclenché, pompé par lampe flash, émettant des impulsions nanosecondes de l'ordre de 350 mJ à une fréquence de 20 Hz dans l'infrarouge proche (1064 nm). Le rayonnement est ensuite converti en fréquence dans deux cristaux non linéaires successifs pour atteindre une longueur d'onde de $\lambda_p=355$ nm. Le premier cristal est un doubleur de fréquence (2ω) convertissant le faisceau infrarouge (1064 nm) en faisceau vert (à 532 nm, polarisé verticalement). Le second est un cristal appelé tripleur de fréquence (3ω) effectuant la somme de fréquence entre le faisceau vert et le faisceau infrarouge qui n'a pas été converti en vert. L'énergie par impulsion est de l'ordre de 50 mJ à 355 nm. La polarisation du faisceau UV est horizontale.

Ce faisceau ultraviolet sert à pomper l'OPO constitué d'un cristal non linéaire de BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) et de deux miroirs réfléchissant dans le visible. La conversion de fréquence est efficace grâce à un accord de phase de type I : le faisceau de pompe est polarisé suivant l'axe extraordinaire du cristal tandis que le faisceau signal et le faisceau complémentaire sont polarisés ordinairement.

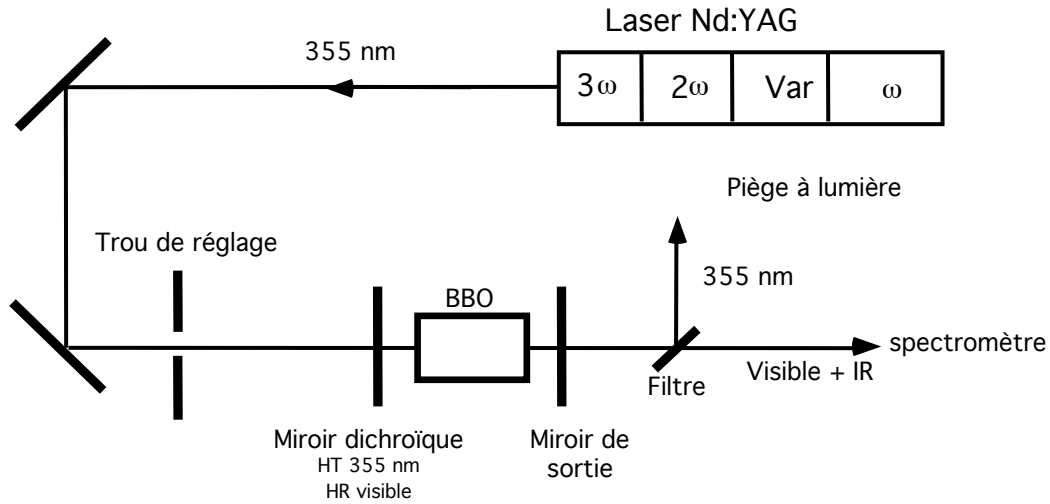


Fig. 1 : Schéma de principe de l'OPO visible

La source Nd:YAG possède un variateur de puissance (Var) composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur en amont des étages convertisseurs de fréquence. Deux miroirs de renvoi permettent un bon alignement du faisceau UV par rapport à l'axe du rail où se trouve l'OPO. Un trou de diamètre 4 mm est utilisé pour l'alignement. Le premier miroir de l'OPO est dichroïque, c'est à dire qu'il transmet le faisceau UV et réfléchit complètement les faisceaux visibles. Le second est un miroir de sortie dont la courbe de transmission est donnée sur la figure 2.

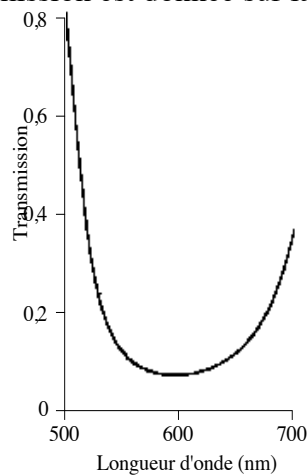


Fig. 2 : Transmission du miroir de sortie de l'OPO visible en fonction de la longueur d'onde.

En sortie de l'OPO, un filtre dichroïque permet de séparer la longueur d'onde de pompe des longueurs d'onde émises. Il réfléchit le faisceau de pompe qui n'a pas été converti dans l'OPO vers un piège à lumière, tandis qu'il transmet les longueurs d'onde visibles et infrarouges.

Question 1.1 : Expliquer pourquoi chaque jeu de longueurs d'onde (signal + complémentaire) correspond à une direction d'accord de phase différente.

Question 1.2 : Expliquer pourquoi la rotation du cristal non linéaire va permettre d'accorder l'OPO.

L'encadrant ajustera le module tripleur (3ω) du laser Nd:YAG pour obtenir le maximum de puissance dans l'UV (0,9 - 1 W). Cet ajustement consiste à orienter le cristal non linéaire du module tripleur en accord de phase par rapport aux faisceaux à 1064 et 532 nm.

Régler à puissance réduite l'alignement du faisceau de pompe par rapport à l'axe du banc. Aligner le faisceau de pompe sur l'axe du banc. Placer ensuite le cristal dans sa monture de sorte que sa plus grande dimension soit horizontale : la polarisation horizontale du faisceau UV est alors suivant l'axe extraordinaire du cristal. Placer la monture du cristal de façon à centrer le faisceau UV sur le cristal.

Régler ensuite les miroirs de l'OPO et le cristal par autocollimation sur le faisceau UV en superposant les réflexions des différents éléments sur le trou d'alignement. L'accordabilité de l'OPO se réalise en tournant le cristal de BBO autour d'un axe vertical. Chercher un signal visible en tournant le BBO autour de cet axe.

Question 1.3 : Observer de façon qualitative la baisse d'efficacité de l'OPO lorsque la longueur de sa cavité augmente. Expliquer ce phénomène.

Question 1.4 : Pouvez-vous accorder l'OPO en tournant le cristal autour d'un axe horizontal? Expliquer pourquoi.

Question 1.5 : Grâce au spectromètre, visualiser les longueurs d'onde signal et complémentaire. Tracer sur un graphe les longueurs d'onde émises par l'OPO en fonction de l'angle de rotation du cristal.

Remarque 1 : le TP étant relativement long, ne pas prendre plus d'une dizaine de points.

Remarque 2 : La monture du cristal n'étant pas graduée en angle, il est nécessaire de faire un étalonnage (grossier) de l'angle de rotation par rapport à la vis de réglage placée sur le côté de la monture.

Question 1.6 : Quelle est la longueur d'onde des faisceaux émis par l'OPO à la dégénérescence? Observer le spectre des faisceaux signal et complémentaire au voisinage de la dégénérescence. Comment expliquer le phénomène observé?

Question 1.7 : Observer les signaux issus de l'OPO à l'aide de la photodiode. Quels commentaires pouvez-vous faire?

II. Étude d'un laser à saphir dopé au titane

Le cristal de saphir dopé au titane possède une bande d'absorption dans le bleu vert et une bande d'émission dans l'infrarouge proche, centrée sur 800 nm. L'absorption et l'émission sont dépendants de la polarisation. L'objectif est d'étudier le laser à saphir dopé au titane décrit sur la figure 3.

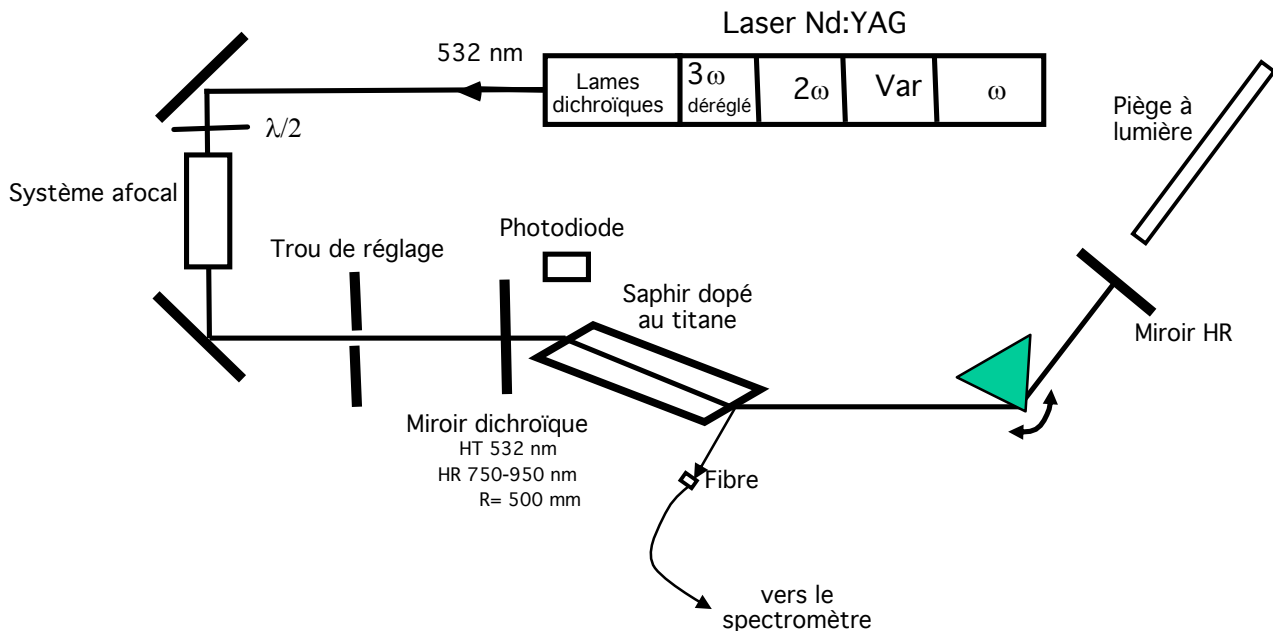


Fig. 3 : Montage expérimental pour le laser à saphir dopé au titane.

Le pompage s'effectue à 532 nm par le laser Nd:YAG précédent mais cette fois dans une configuration de doublement de fréquence (il est nécessaire de déréglé l'étage tripleur de fréquence et de modifier la sortie du laser : faites appel à l'encadrant pour cette opération).

Le faisceau laser de pompe à 532 nm est transporté sur le banc d'étude au moyen de 2 miroirs réfléchissant à 532 nm. Une lame demi-onde permet de contrôler la direction de polarisation du faisceau de pompe. Lorsque celle-ci est horizontale, l'absorption dans le cristal de saphir dopé au titane est maximale.

Afin de faciliter le fonctionnement du laser, la taille du faisceau de pompe est réduite au moyen d'un système afocal.

La cavité du laser est composée de deux miroirs et d'un prisme. Pour faciliter le réglage de la cavité, les deux miroirs sont hautement réfléchissants dans l'infrarouge. Le prisme sert à accorder la cavité.

Le cristal de saphir dopé au titane est taillé à l'incidence de Brewster pour limiter les pertes aux interfaces et éviter d'avoir à déposer des traitements anti-reflets sur les faces.

Pour l'analyse du laser, on dispose d'une photodiode placée à proximité du laser. Celle-ci est munie d'un filtre orange pour éviter l'éblouissement par le faisceau de pompe. Elle permettra d'observer la fluorescence du laser ainsi que l'effet laser lui-même, par diffusion sur les surfaces optiques.

L'analyse spectrale sera réalisée en plaçant l'entrée de la fibre du spectromètre à proximité du cristal, sur le trajet de ce qui sera une fuite du laser lorsque celui-ci fonctionnera.

Le faisceau vert qui n'est pas absorbé dans le saphir dopé au titane est stoppé au moyen du piège à lumière.

Question 2.1 : Donner une méthode pour régler la lame demi-onde.

Aligner le faisceau de pompe jusqu'au cristal de saphir dopé au titane en suivant la même méthode que celle utilisée pour le réglage de l'OPO.

Question 2.2 : À l'aide de la photodiode (avec son filtre orange), placée sur le côté du cristal, observer la fluorescence du saphir dopé au titane.

Donner la méthode qui permet de mesurer le temps de vie des ions Ti^{3+} dans le niveau du haut grâce à cette expérience. Donner la valeur du temps de vie mesuré.

Remarque : En décalant légèrement le filtre orange, il est possible de faire entrer des photons de pompe jusqu'à la surface sensible de la photodiode (la pompe diffuse en effet fortement dans toute la pièce). Il est intéressant d'observer les deux signaux en même temps.

Question 2.3 : L'indice du prisme est de 1,7 environ pour les longueurs d'onde laser.

- Calculer l'angle au sommet du prisme pour que le faisceau laser soit à l'incidence de Brewster sur la face d'entrée et sur la face de sortie du prisme.

- Quel est l'angle d'incidence pour que le prisme soit au minimum de déviation?

Question 2.4 : Expliquer avec des schémas pourquoi le prisme va permettre de réaliser une accordabilité en longueur d'onde du laser.

Aligner le prisme et le miroir HR. Pour cela, procéder en deux temps : commencer par aligner ces éléments avec le faisceau vert (régler le prisme autour du minimum de déviation). Tourner ensuite le miroir HR selon un axe de rotation vertical pour chercher l'effet laser : celui-ci est visible au niveau du signal donné par la photodiode.

Question 2.5 : Observer le spectre d'émission du laser grâce au spectromètre. Donner la gamme d'accordabilité du laser.

Question 2.6 : Observer l'impulsion du laser par rapport à l'impulsion de pompe.

On définit le temps de création de l'impulsion laser comme le temps qui sépare l'impulsion de pompe du maximum de l'impulsion laser. Observez et analysez l'évolution du temps de création en fonction :

- de la puissance de pompe (variable grâce au boîtier de commande),
- des pertes de la cavité (un dérèglement du miroir HR permet d'augmenter les pertes par diffraction sur le mode laser dans la cavité)

Question 2.7 : Les deux diagnostics que sont la photodiode et le spectromètre permettent d'observer la fluorescence du laser en même temps que l'effet laser. Commenter l'évolution de la fluorescence du saphir dopé au titane avec et sans effet laser.

Question 2.8 : Synthèse du TP

Faire la comparaison entre les deux oscillateurs accordables que vous avez étudiés dans ce TP.

Laser Nd:YAG impulsif pompé par flash

Le but de ce TP est d'explorer les performances d'un laser Nd:YAG pompé par flash dérivé d'une version commerciale. Ce laser est de classe 4: la moindre diffusion peut être dangereuse pour les yeux.

Le port des lunettes est absolument obligatoire dès que les flashes de pompage sont mis en route.

Pour le compte rendu, répondez aux questions posées, la description de vos manipulations n'est pas utile. Prenez des photos de vos résultats que vous pouvez insérer dans le compte-rendu.

I. Présentation du laser

1. Le milieu amplificateur

Le milieu amplificateur est un cristal de YAG (Grenat d'Yttrium et d'Aluminium $Y_3Al_5O_{12}$) dopé par des ions néodyme Nd^{3+} . La matrice de YAG, synthétisée pour la première fois en 1961 aux USA (AT&T Bell Laboratories), est réputée pour sa solidité et pour sa bonne conductivité thermique. Le Nd:YAG est donc bien adapté pour la réalisation de lasers puissants nécessitant un pompage intense. Il est utilisé dans de nombreux lasers commerciaux. Sa longueur d'onde d'émission principale est 1064 nm.

Les niveaux d'énergie mis en jeu sont décrits sur la figure 1-gauche. Le Nd:YAG est un laser à quatre niveaux. Le temps de vie du niveau du haut de la transition laser est de 230 μs .

Le Nd:YAG peut être pompé par des lampes flash au xénon émettant une lumière blanche intense (voir le spectre en figure 1-droite)

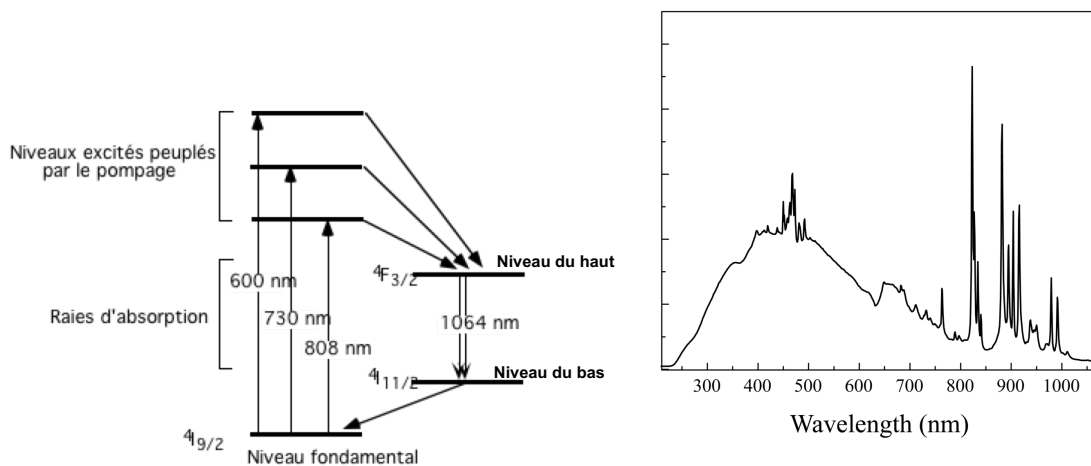


Fig.1 Gauche : Niveaux d'énergie du Nd^{3+} . Droite : spectre d'émission d'un flash au xénon.

2. Le pompage

Le milieu amplificateur Nd:YAG a la forme d'un barreau allongé (longueur ≈ 80 mm) de section circulaire (diamètre 4 mm). Il est pompé par un flash au xénon, placé à proximité du barreau (Fig. 2). L'ensemble est placé dans une cavité elliptique réfléchissante, le flash et le barreau laser se trouvant sur les foyers de l'ellipse. L'ensemble est refroidi par eau. Le dispositif de pompe et le milieu amplificateur forme une "tête laser" : un ensemble capable d'amplifier la lumière. Cette tête peut être placée dans une cavité, ou simplement traversée par un faisceau laser faisant un ou plusieurs passages dans le cristal de Nd:YAG.

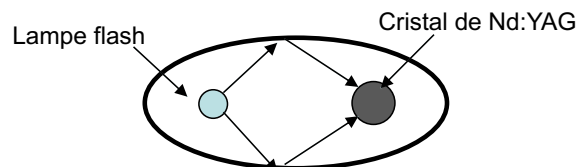


Fig.2 : Schéma du pompage par flashes.

3. Le schéma global du laser

Le laser est dérivé d'un système Nd:YAG commercial qui a été simplifié dans un objectif pédagogique. Le schéma global est donné sur la figure 3. Le montage comprend deux parties : un oscillateur laser émettant à 1064 nm et un amplificateur laser à double passage. En sortie du laser, un cristal non linéaire de KDP peut être placé afin de convertir le rayonnement à 532 nm par doublement de fréquence.

Un laser hélium néon est placé sur le montage afin de faciliter les alignements. Il matérialise l'axe optique de référence, sur lequel les optiques du laser seront alignées par autocollimation. Le polariseur à l'entrée de l'amplificateur transmet la polarisation horizontale et réfléchit la polarisation verticale.

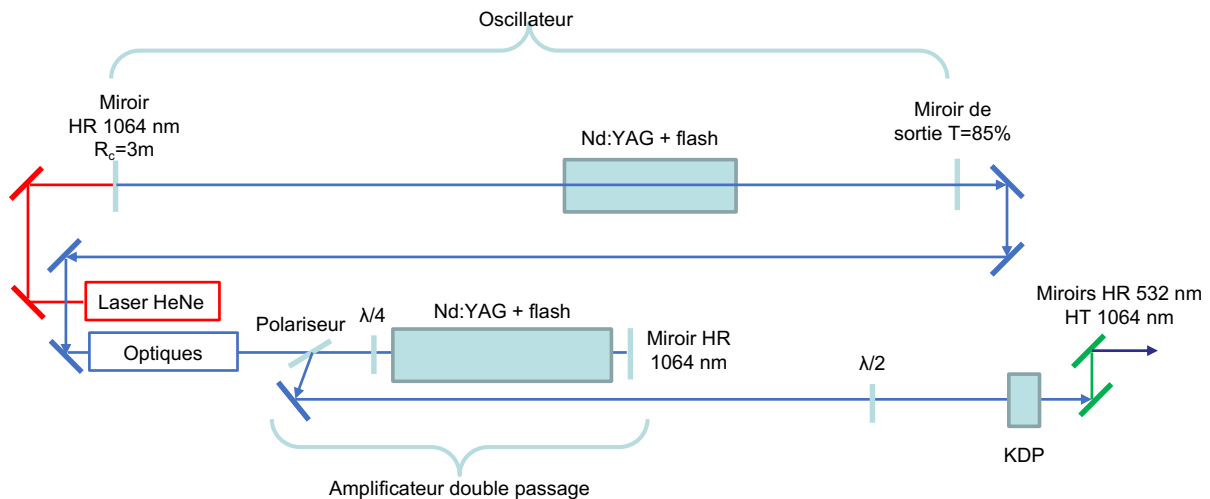


Fig.3 : Schéma global du laser.

La cavité est constituée d'un miroir sphérique de rayon de courbure $R_c=3$ m, totalement réfléchissant à 1064 nm, d'un miroir de sortie plan partiellement réfléchissant ($T=85\%$, $R = 15\%$).

Question 1: Calculer le gain G_0 en simple passage dans la tête Nd:YAG de l'oscillateur nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation (on suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que le miroir de sortie).

Le polariseur à l'entrée de l'amplificateur transmet la polarisation horizontale et réfléchit la polarisation verticale.

Question 2: Expliquer comment les deux passages sont réalisés dans l'amplificateur.

Question 3: Expliquer à quoi sert la lame demi-onde placée juste avant le cristal de KDP .

II. Étude du Laser

L'étude du laser est faite en 3 parties : d'abord une caractérisation de l'oscillateur dans deux régimes de fonctionnement, ensuite une caractérisation de l'amplificateur et enfin une exploration des performances en doublement de fréquence. Les caractérisations sont faites par des photodiodes et par un mesureur d'énergie (détecteur pyro-électrique).

1. Caractérisation de l'oscillateur

1.1 Alignement de la cavité de l'oscillateur

A l'aide du laser He-Ne, vérifier que les deux miroirs de la cavité sont en autocollimation. Mettre l'alimentation en fonctionnement. Vérifier que les potentiomètres des flash sont au minimum. Lancer les flashes et monter progressivement le flash de l'oscillateur jusqu'à son maximum.

Pour vérifier que l'effet laser est obtenu, il suffit de placer une vieille photo Polaroid noire à la sortie du laser. Les impulsions laser brûlent localement le Polaroid.

1.2 Mesures de durée en régime relaxé

Le régime relaxé correspond au fonctionnement du laser lorsque le pompage est impulsionnel et qu'il n'y a rien dans la cavité pour contrôler les impulsions émises.

Le but de cette partie est d'analyser temporellement ce régime temporel du laser et d'évaluer la puissance crête émise par le laser à chaque flash.

Afin d'étudier le flash de pompage et les impulsions laser, une photodiode rapide à avalanche est placée juste au dessus de la tête de pompage de l'oscillateur. Cette position permet de détecter des fuites de lumière provenant du flash et du laser. La photodiode est polarisée en inverse sous une tension de 200 V. Pour assurer un temps de réponse rapide de la chaîne de détection, la photodiode doit être branchée aux bornes de l'impédance d'entrée 50Ω de l'oscilloscope.

Question 4: Observer le signal donné par la photodiode

- donner la durée du flash (à mi-hauteur)

- donner une estimation de durée de l'émission du laser sur un flash (on ne prend pas en compte les modulations rapides de l'émission laser : pour mesurer sa durée, il suffit de repérer le démarrage de l'émission laser et la fin de l'émission)

Question 5: Expliquer pourquoi le laser démarre avec retard par rapport au début du flash.

Question 6: Le retard entre le démarrage du flash et le démarrage du laser est appelé le temps de création de l'impulsion laser.

Observer l'évolution du temps de création avec la puissance de pompe (variation de la puissance à l'aide du potentiomètre sur l'alimentation des flashes). Comment expliquer cela?

Question 7: Observer l'évolution du temps de création avec le réglage de l'orientation des miroirs de la cavité. Comment expliquer cela?

1.3 Mesure de l'énergie en régime relaxé

L'énergie des impulsions émises est mesurée par un détecteur pyro-électrique. Celui-ci donne un signal électrique impulsionnel lorsqu'il reçoit une impulsion lumineuse. Le maximum de ce signal est proportionnel à l'énergie reçue. L'étalonnage du détecteur est donné sur sa monture (9,83 V/J). Il fonctionne avec la résistance de charge $1\text{ M}\Omega$ de l'oscilloscope, contrairement à la photodiode. Attention, la réponse impulsionnelle du détecteur est de l'ordre de la milliseconde, beaucoup plus longue que la durée d'un flash.

Attention : Ne jamais placer le détecteur directement sur le faisceau laser de sortie (risque d'endommagement).

Pour éviter l'endommagement du détecteur pyro-électrique, on mesure une fuite du faisceau par une réflexion sur une lame de verre. Envoyer la réflexion vers le détecteur pyro-électrique. En gardant un angle d'incidence faible sur la lame de verre, on considèrera que 8 % de l'énergie totale est ainsi mesurée (correspondant aux deux réflexions de 4% sur chaque face de la lame supposée d'indice $n=1,5$).

Question 8: Donner la valeur de l'énergie émise par le laser sur un flash (potentiomètre contrôlant l'intensité des flashes au maximum), en déduire la puissance crête de l'impulsion.

1.4 Fonctionnement en régime déclenché

Le régime déclenché permet d'obtenir des pics intenses et relativement réguliers : son principe est d'imposer un niveau de pertes élevé au démarrage du pompage, de telle sorte que l'inversion de population devienne très importante, puis d'abaisser brutalement le niveau de pertes pour donner une impulsion intense. Dans le laser étudié ici, ce fonctionnement est obtenu à l'aide d'un absorbant saturable inséré dans la cavité. Il s'agit d'un déclenchement passif. L'absorbant saturable est placé dans l'oscillateur, entre la tête du laser et le miroir de sortie.

Question 9: Expliquer la signification du terme absorbant saturable. Expliquer comment l'absorbant saturable permet de réaliser le déclenchement. Expliquer les différentes phases de construction de l'impulsion laser en régime déclenché.

Question 10: Observer le signal donné par la photodiode. Pourquoi y a-t-il plusieurs pics pendant la durée d'un flash.

Question 11: Donner la puissance crête correspondant à une impulsion (donner la méthode pour faire cette mesure).

Question 12: Ajouter un deuxième absorbant saturable dans la cavité. Commentez les différences sur le régime impulsionnel.

Le laser est constitué de plusieurs modes longitudinaux dont les fréquences sont égales à $kc/2L$, L étant la longueur optique de la cavité, k un entier et c la vitesse de la lumière dans le vide. Ces différents modes sont spatialement confondus et donnent donc des interférences. Comme les fréquences sont différentes, on observe des battements de fréquences, ou battement de modes se traduisant par un signal périodique.

Question 13: Donner un ordre de grandeur de la période des battements pour deux modes consécutifs. Observer les battements avec la photodiode en zoomant sur un pic laser du régime déclenché. Comparer la valeur mesurée sur l'oscilloscope à la valeur estimée.

2. Caractérisation de l'amplificateur

Les performances de l'amplificateur sont mesurées pour un oscillateur fonctionnant à puissance maximale en régime relaxé. Ce régime de l'oscillateur donne une énergie par impulsion plus stable qu'en régime déchenché. L'oscillateur laser fonctionne donc sans absorbant saturable qu'il faut retirer de la cavité pour cette étude.

2.1 Mesure du gain

L'amplificateur fonctionne même lorsque le potentiomètre de son flash est au minimum. Le but est ici de faire une première mesure du gain dans cette configuration. Le gain de l'amplificateur G est défini comme le rapport entre l'énergie à la sortie de l'amplificateur (après 2 passages) et l'énergie incidente juste à l'entrée de l'amplificateur.

L'énergie incidente est difficilement mesurable directement compte-tenu de l'encombrement des optiques. Elle est estimée à la moitié de l'énergie de sortie de l'oscillateur, compte tenu du fait que le laser n'est pas polarisé et que le polariseur transmet uniquement la polarisation horizontale.

Question 14: Donner la valeur du gain de l'amplificateur, G_{ampli}

Afin de caractériser les performances de l'amplificateur, on mesure le gain G_{ampli} en fonction de la puissance de pompage. Cette dernière est mesurée de façon relative par une photodiode placée à proximité du flash de l'amplificateur.

Question 15: Tracer le gain de l'amplificateur G_{ampli} en fonction de la puissance de pompage.

Question 16: En regardant l'allure de la courbe de gain en fonction de la puissance de pompe, indiquer si l'amplificateur fonctionne en régime "petit signal" ou en régime de saturation.

2.2 Doublement de fréquence

Placer le cristal de KDP en sortie de l'amplificateur, selon le schéma de la figure 3. Les deux miroirs placés en sortie du cristal de KDP servent à filtrer le signal vert à 532 nm par rapport au faisceau fondamental à 1064 nm, colinéaire. Malgré ce filtrage, il restera un résidu d'infrarouge sur le détecteur qu'il faudra prendre en compte dans la mesure.

Question 17: Régler le cristal de KDP pour qu'il soit à l'accord de phase. Mesurer l'énergie dans le vert lorsque l'oscillateur laser est en régime relaxé et que les puissance de pompage des flashes sont maximales (pour l'oscillateur et pour l'amplificateur). Quelle méthode utiliser pour faire cette mesure correctement?

Question 18: Refaire la même expérience en insérant un absorbant saturable dans la cavité de l'oscillateur. Donner la valeur de l'énergie dans le vert. Expliquer la différence entre les deux mesures.

Laser Femtoseconde

Le but de ce TP est principalement de caractériser les impulsions d'un laser femtoseconde, en spectre, énergie et durée.

1. Etude préliminaire : fonctionnement d'un laser femtoseconde

Un laser femtoseconde est un laser dont les modes sont verrouillés en phase pour produire des impulsions très courtes, d'une durée de l'ordre d'une dizaine à une centaine de 10^{-15} secondes.

Le laser étudié dans ce TP utilise comme milieu amplificateur un cristal de saphir dopé au titane dont la bande d'émission s'étend de 750 nm à plus de 900 nm, avec un maximum vers 800 nm.

Les impulsions brèves sont synonymes de larges bandes spectrales. En effet, pour une impulsion dite limitée par transformée de Fourier, il existe une relation entre la largeur temporelle Δt (à mi-hauteur) et la largeur spectrale (à mi-hauteur) des impulsions $\Delta \nu$:

$\Delta t \Delta \nu \geq K$, où K est une constante dépendant de la forme des impulsions.
 $K = 0,44$ pour une impulsion de forme temporelle gaussienne et $K = 0,315$ pour une impulsion de forme temporelle en sécante hyperbolique au carrée.

Il existe plusieurs techniques de verrouillage des modes en phase : actives (utilisation de modulateurs acousto ou électro-optiques) ou passives (utilisation d'effets non-linéaires comme la saturation d'absorption ou l'effet Kerr). Dans ce TP, le laser utilise une lentille créée par effet Kerr dans le cristal de saphir dopé au titane. La méthode s'appelle "verrouillage de mode par lentille de Kerr" (ou Kerr Lens Mode Lock en anglais). Elle permet d'obtenir les impulsions les plus courtes.

1.1 Principe du verrouillage de modes par lentille de Kerr

L'effet Kerr est un effet non linéaire qui a pour conséquence la modification de l'indice du milieu vu par une onde qui s'y propage en fonction de son intensité I . C'est un effet lié au coefficient de susceptibilité diélectrique du troisième ordre χ^3 du milieu. Ainsi, en notant n_0 l'indice linéaire du milieu et n_2 son indice non linéaire, un faisceau d'intensité I voit l'indice :

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

Dans une cavité, la répartition spatiale de l'intensité des faisceaux est gaussienne dans un plan transverse à l'axe de propagation. Par conséquent, lorsqu'un faisceau gaussien de puissance P_0 traverse un milieu présentant de l'effet Kerr avec $n_2 > 0$, il se focalise (on parle d'autofocalisation) car le milieu agit comme une lentille convergente de forme gaussienne. On montre que la lentille de Kerr résultante a une vergence de :

$$D_{Kerr} = \frac{1}{f_{Kerr}} = \frac{n_2 L_{mat}}{\pi w_0^4} P_0$$

où w_0 est le rayon du waist, L_{mat} est la longueur du matériau traversé et P_0 la puissance crête du faisceau.

Pour le saphir, le coefficient n_2 est de l'ordre de $3.10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$.

L'existence de la lentille de Kerr va nous permettre de privilégier le régime impulsionnel en introduisant plus de pertes sur le régime continu. En effet, l'intensité en régime continu est 4 ordres de grandeur plus faible que l'intensité en régime impulsionnel. Ainsi, la lentille de Kerr n'existe qu'en régime impulsionnel. En introduisant une fente dans la cavité, à un endroit où le faisceau "impulsionnel" est plus petit qu'en régime continu, il est alors possible d'introduire plus de pertes sur le faisceau continu (voir Figure 1).

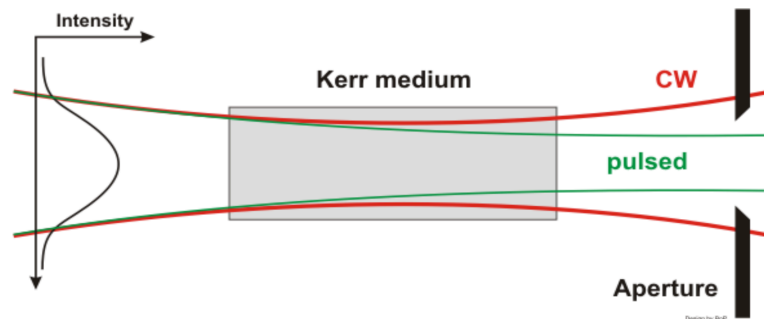


Figure 1 : Sélection du régime impulsionnel par effet Kerr

1.2 Dispersion et automodulation de phase

Cette partie permet de comprendre comment le régime impulsionnel favorisé par la lentille de Kerr peut être stabilisé dans le temps.

Dans la cavité, deux phénomènes ont tendance à modifier l'impulsion (au niveau temporel et au niveau spectral). Pour plus de détails, voir l'annexe 1.

- Le premier phénomène est la dispersion spectrale des composants (dans le cas classique d'un indice plus élevé dans le bleu que dans le rouge, on parle de dispersion positive). Le spectre des impulsions de 100 fs à 800 nm étant large (de l'ordre de plusieurs nm), les composantes spectrales vont se propager à des vitesses différentes, accumulant chacune une phase différente. L'impulsion va avoir tendance à s'élargir temporellement à la traversée des optiques de la cavité. A chaque aller et retour dans la cavité, l'impulsion va accumuler de la dispersion de vitesse de groupe (ou GVD en anglais pour "group velocity dispersion"). La partie "rouge" de l'impulsion sera en avance par rapport à la partie "bleue" de l'impulsion. On parle de dérive de fréquence (ou chirp en anglais).

- Le second phénomène est l'automodulation de phase. En effet, l'intensité instantanée de l'impulsion varie très fortement au cours du temps. Ceci va entraîner

un changement d'indice instantané par effet Kerr, et donc une variation de la phase. Cet effet Kerr est observé cette fois dans le domaine temporel (et non spatial comme dans la partie précédente). On l'appelle l'automodulation de phase (ou SPM en anglais pour "self-phase modulation"). Il a pour conséquence la génération de nouvelles fréquences (car la fréquence est la dérivée de la phase temporelle, cf. annexe 1). Les nouvelles fréquences sont dépendantes du temps, ce qui entraîne une dérive de fréquence. Celle-ci est du même type que la dérive de fréquence imposée par la dispersion : la partie "rouge" de l'impulsion est en avance par rapport à la partie "bleue" de l'impulsion.

Pour atteindre à un état stable du laser, il faut introduire un système optique dans la cavité qui va compenser cette dispersion positive. Dans le laser du TP, le système utilisé est un couple de prismes, représenté ci-dessous :

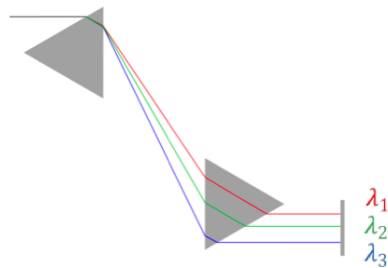


Figure 2 : Système à deux prismes permettant l'introduction d'une dispersion négative

Dans cette configuration, la longueur d'onde "rouge" λ_1 parcourt un chemin optique plus petit que celui de la longueur d'onde "bleue" λ_3 . On peut donc introduire une dispersion négative réglable en modifiant la distance entre les prismes ou l'épaisseur de verre traversée.

Lorsque les prismes sont correctement réglés, il est possible de compenser totalement la dispersion positive créée par les composants de la cavité et par l'automodulation de phase. Le laser atteint en général un régime stable appelé régime soliton (description en annexe 2) pour lequel l'impulsion conserve sa forme temporelle après un aller et retour dans la cavité.

1.3 Description de la cavité laser

Le cristal est pompé à l'aide d'un laser *Nd:YAG* doublé en fréquence qui émet à une longueur d'onde de 532 nm avec une puissance de sortie maximale de 10 W, en régime continu.

La cavité du laser femtoseconde est donnée sur la Figure 3 (une photo du laser est donnée en annexe 4).

Le filtre de Lyot (birefringent filter en anglais, BRF sur la figure 3) permet d'accorder le laser en longueur d'onde.

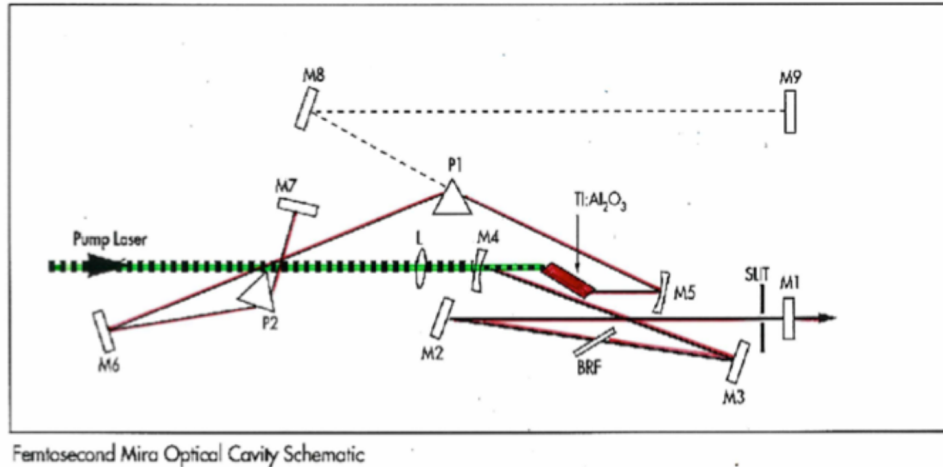


Figure 3 : Schéma de la cavité du laser femtoseconde.

Questions préliminaires

P1 : La longueur de la cavité du laser est de l'ordre de 2 m (cavité linéaire). Donner la cadence des impulsions.

P2 : La durée des impulsions sera de l'ordre de 100 fs. Donner un ordre de grandeur de la largeur du spectre émis par le laser (en nanomètres).

P3 : La puissance moyenne du laser sera de l'ordre de 100 mW. Donner un ordre de grandeur de la puissance crête de chaque impulsion.

P4 : Calculer un ordre de grandeur de la distance focale f_{Kerr} de la lentille de Kerr dans le cristal de saphir dopé au titane (à l'intérieur de la cavité) sachant que : $w_0 = 30 \mu\text{m}$, $L_{\text{mat}} = 20 \text{ mm}$, transmission du miroir de sortie : 1%, puissance moyenne du laser : 100 mW, longueur de cavité : 2 m.

P5 Résumer sous forme d'un tableau les éléments optiques et les phénomènes physiques nécessaires à la génération d'impulsions femtoseconde via un verrouillage de mode par lentille de Kerr (certains éléments peuvent avoir plusieurs rôles).

Composant de la cavité	Effet physique	Rôle
Cristal Ti :saphir	Gain laser	Amplificateur optique
Cristal Ti :saphir	Effet Kerr spatial	...
Fente
Prismes

2. Obtention du régime femtoseconde et premières caractérisations

SECURITE LASER : le laser est dangereux. Sa puissance impose de porter des lunettes de type B dès que l'obturateur du laser de pompe est ouvert.

Procédure d'obtention du régime femtoseconde

1. Ouvrir l'obturateur du laser de pompe (bouton "shutter").
2. Ouvrir au maximum la fente.
3. Régler le filtre de Lyot (à l'aide du spectromètre) pour placer la longueur d'onde centrale d'émission du laser vers $800 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$.
4. Régler le miroir de fond de cavité (M7 sur la Figure 3) pour maximiser la puissance de sortie dont la valeur est donnée en unités arbitraires sur le boîtier de contrôle du laser.
5. Fermer la fente pour diviser la puissance du laser par 2 en veillant à ce que la fente soit bien centrée sur le faisceau (la puissance doit être maximisée par le centrage).
7. Commuter en ML (mode-locking) sur le boîtier de contrôle. Ce mode permet de faire démarrer le laser en régime femtoseconde. En effet, un composant optique qui vibre (starter mechanism sur la photo annexe 4) va permettre de créer des perturbations dans la cavité pour obtenir des pics de bruit qui vont constituer le germe des impulsions.
8. Le régime femtoseconde est obtenu lorsque le train d'impulsions est stable et que le spectre est lisse (correspondant à la transformée de Fourier d'une impulsion). Dans le cas où le régime impulsionnel n'est pas stable, déplacer finement le filtre de Lyot sur la plage $[780 \text{ nm} ; 810 \text{ nm}]$.

Pour caractériser le faisceau laser femtoseconde, le montage comprend une photodiode rapide et un oscilloscope, un spectromètre, un mesureur de puissance et un autocorrélateur optique (voir partie 3).

Q1 : Mesurer la cadence des impulsions. En déduire la longueur de la cavité.

Q2 : Mesurer la largeur d'une impulsion à mi-hauteur à l'oscilloscope. Qu'en déduit-on ?

Q3 : En utilisant le spectromètre, mesurer la largeur de la bande spectrale obtenue. En déduire la valeur théorique de la durée d'impulsion, dans le cas d'une impulsion limitée par la transformée de Fourier dont la forme temporelle est une sécante hyperbolique au carré.

Q4 : Mesurer la puissance moyenne des impulsions. En déduire l'énergie et la puissance crête des impulsions.

3 Mesure de la durée des impulsions par autocorrélation

3.1 Principe de l'autocorrélateur

Les impulsions provenant du laser étant trop brèves pour être mesurées avec une photodiode, il faut faire une mesure indirecte de la durée grâce à un autocorrélateur optique (Fig.4).

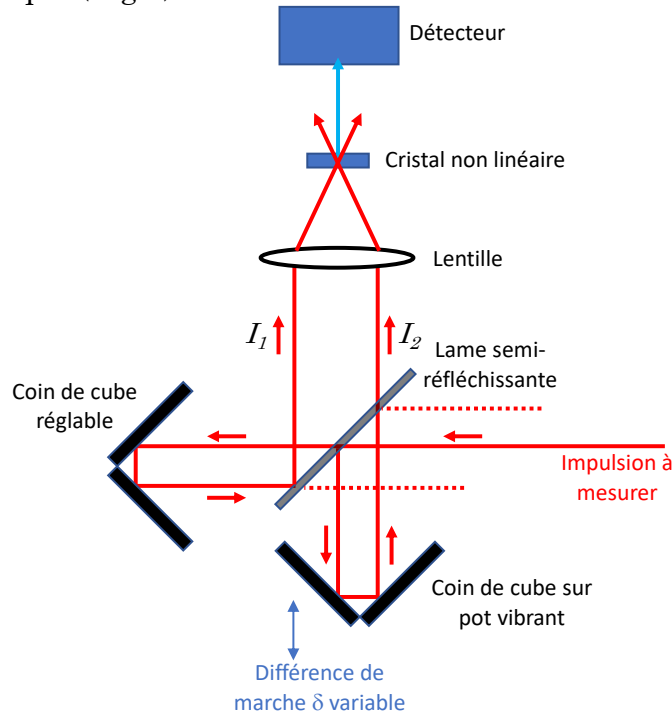


Figure 4 : Schéma de principe d'un autocorrélateur.

L'idée est d'utiliser le doublement de fréquence dans un cristal non-linéaire $\chi^{(2)}$ (ici un cristal de béta-borate de baryum : BBO). On réalise un accord de phase afin d'obtenir un doublement de fréquence efficace : pour créer un photon à 400 nm, il faut deux photons à 800 nm.

L'autocorrélateur optique sépare le faisceau initial en deux faisceaux d'intensités équivalentes (idéalement égales) I_1 et I_2 , grâce à une lame semi-réfléchissante. Un coin de cube mobile permet d'avoir une différence de marche δ ajustable entre les deux faisceaux.

Les deux faisceaux sont ensuite recombinés dans le cristal doubleur de fréquence (BBO), situé au foyer d'une lentille. Le BBO voit donc les intensités $I_1(t)$ et $I_2(t-\delta/c)$ où c est la vitesse de la lumière dans l'air. A l'instant t , l'intensité doublée $I_{bleu}(t)$ est proportionnelle au produit des intensités sur les faisceaux fondamentaux :

$$I_{bleu}(t) \propto I_1(t) * I_2\left(t - \frac{\delta}{c}\right)$$

$I_{bleu}(t)$ varie au rythme des impulsions émises par le laser, cette intensité ne peut pas être résolue temporellement car le détecteur utilisé ici a un temps de

réponse trop lent (typiquement de l'ordre de la microseconde). Si on suppose que le détecteur a une réponse impulsionnelle rectangulaire de largeur τ_r , le signal est donc proportionnel à la valeur moyenne de $I_{bleu}(t)$:

$$1/\tau_r \int_0^{\tau_r} I_1(t) * I_2(t - \frac{\delta}{c}) dt$$

τ_r étant suffisamment long par rapport aux temps de variation caractéristiques des intensités, le signal détecté dans le bleu correspond à la fonction d'autocorrélation car I_1 et I_2 proviennent du même signal temporel. Pour accéder aux différentes valeurs de cette fonction, il suffit de modifier la différence de marche δ entre les deux faisceaux.

Q5 : Sur le schéma de l'autocorrélateur (fig.4), le faisceau doublé en fréquence est la bissectrice entre les deux faisceaux infrarouges : expliquer pourquoi.

3.2 Description de l'autocorrélateur

L'autocorrélateur du TP est décrit sur la Figure 5. Le premier coin de cube est monté sur un pot vibrant. Le deuxième est monté sur une platine de translation micrométrique.

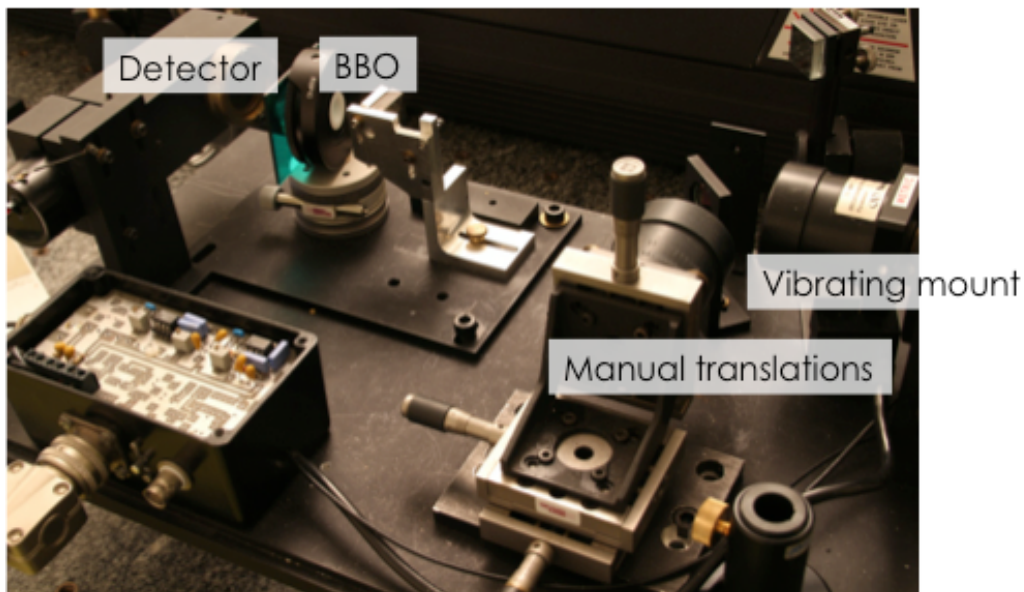


Figure 5 : photo de l'autocorrélateur.

Le signal est détecté par un photo-multiplicateur (PM) devant lequel est placé un filtre bleu.

Deux appareils externes sont nécessaires à l'utilisation de l'autocorrélateur : l'alimentation du pot vibrant qui permet de gérer l'amplitude et la fréquence de son mouvement et le boîtier d'interfaçage du PM. Ces deux boîtiers seront ensuite reliés à l'oscilloscope afin de visualiser le signal d'autocorrélation et la tension de commande du pot vibrant en fonction du temps.

La fréquence du pot vibrant est fixée à 20 Hz. En effet, à plus haute fréquence le signal serait atténué par le temps de réponse du PM et de son électronique qui réagissent comme un filtre passe-bas.

Q6 : Le cristal de BBO a une épaisseur de 200 μm . Pourquoi est-il aussi fin?

Q7 : Le pot vibre avec une amplitude de l'ordre du mm. Est-ce adapté pour voir l'ensemble de la fonction d'autocorrélation d'une impulsion de durée 100 fs?

3.3 Réglage de l'autocorrélateur (si nécessaire)

Pour faciliter le réglage de l'autocorrélateur, on va d'abord travailler avec des faisceaux I_1 et I_2 colinéaires et confondus au niveau du cristal de BBO comme sur la figure 6. Ce réglage simplifie l'obtention du signal doublé en fréquence.

Le réglage de l'autocorrélateur commence par un alignement du faisceau à mesurer au centre du diaphragme d'entrée et du BBO. Pour cela, faites un "alignement laser" en utilisant les deux miroirs qui sont en entrée de l'autocorrélateur.

Vérifier que le PM est bien centré sur le faisceau (il peut se translater facilement dans son support mécanique).

Ajouter la lentille sur l'axe du faisceau, sans désaligner le faisceau.

Allumer le pot vibrant et déclencher l'oscilloscope sur le signal de commande du pot vibrant (signal sinusoïdal).

Observer un signal doublé en fréquence avec le PM en jouant sur l'orientation du BBO.

Ajuster l'orientation du BBO et la focalisation de la lentille pour avoir un signal doublé en fréquence maximum.

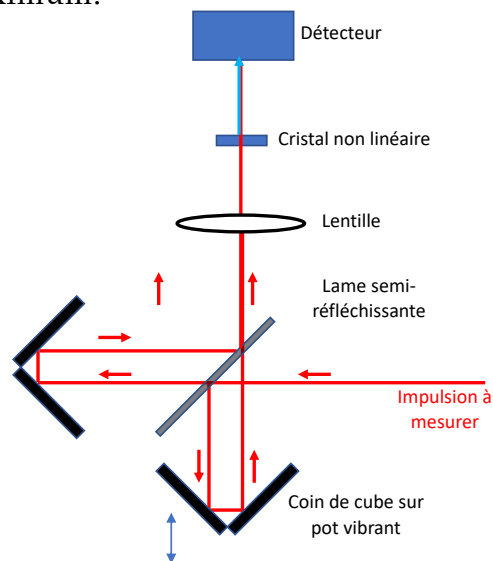


Figure 6 : autocorrélateur réglé en faisceaux colinéaires.

Décaler la lentille et le coin de cube réglable pour retrouver la configuration indiquée sur la figure 4. Retrouver la fonction d'autocorrélation sur l'oscilloscope.

3.4 Mesure de la durée des impulsions

La mesure de la durée de la fonction d'autocorrélation est faite par étalonnage. Utiliser pour cela le coin de cube réglable dont la translation selon l'axe du faisceau est repérée par un micromètre. Ce micromètre sert à étalonner le déplacement du coin de cube vibrant afin de connaître le retard qu'il impose au faisceau 2 en fonction du temps.

Q8 : Translater le coin de cube en notant son déplacement (lecture du vernier du coin de cube) pour deux positions de la fonction d'autocorrélation observées sur l'oscilloscope. La translation du coin de cube correspond à un retard optique (en divisant par la vitesse de la lumière - attention au facteur 2 lié à l'aller et retour du faisceau dans le coin cube). En déduire l'étalonnage de l'oscilloscope par rapport au retard optique mesuré.

Q9 : On suppose que l'impulsion a la forme d'une sécante hyperbolique. Dans ce cas, les largeurs à mi-hauteur de l'impulsion Δt et de sa fonction d'autocorrélation Δt_{autoco} sont liées par $\Delta t = \Delta t_{\text{autoco}} / 1,54$ (pour information, dans le cas d'une forme gaussienne $\Delta t = \Delta t_{\text{autoco}} / \sqrt{2}$). Mesurer la durée des impulsions et déterminer l'incertitude de mesure.

4 Manipulations temporelles des impulsions femtoseconde

L'objectif de cette partie est de faire des mesures de durée dans différentes conditions.

4.1 Effet de la dispersion dans la cavité laser

Dispersion et rôle des prismes dans la cavité

Dans le cas de l'oscillateur laser Ti:Saphir, l'automodulation de phase (SPM) se situe dans le cristal de Ti:Saphir ; la dispersion de vitesse de groupe (GVD) est liée aux composants optiques de la cavité (dispersion positive) et au système de dispersion négative à deux prismes. Il est possible d'établir une relation entre la durée Δt , la dispersion β_2 , l'automodulation de phase γ et l'enveloppe du champ électrique $|a|$. Cette relation est appelée formule de l'aire du soliton (voir annexe 2) :

$$\Delta t = \frac{-\beta_2}{\gamma |a|^2} = \frac{-\phi_{2,\text{cavité}}}{\gamma \mathcal{L}_{\text{cristal}} |a|^2}$$

On peut montrer qu'en changeant la dispersion, le régime peut rester solitonique. Les impulsions adaptent leur durée pour trouver un nouvel équilibre entre dispersion et automodulation de phase et leur phase spectrale reste plate. Pour tester ce phénomène dans le TP, on translate un des prismes perpendiculairement à l'axe optique, ce qui a pour effet de modifier l'épaisseur de verre traversée, e et donc $\Phi_{2,cavité}$, la phase spectrale d'ordre 2 de la cavité (voir annexe 2).

Faire varier la quantité de matière traversée dans un des prismes (typiquement entre les graduations 5 et 10 du vernier).

Q10 : Tracer la durée de l'impulsion mesurée en fonction du déplacement du prisme. Faites apparaître les barres d'erreur. Les résultats obtenus valident-ils la formule de l'air du soliton ?

4.2 Effet d'un élément optique dispersif sur une impulsion femtoseconde

Dans un élément dispersif, les différentes composantes spectrales ne vont pas voyager à la même vitesse, d'où un étalement temporel de l'impulsion. Cet étalement temporel dépend de la durée de l'impulsion d'entrée (voir annexe 3).

Placer les deux cristaux de YVO_4 sur le trajet du faisceau.

Q11 : Mesurer la durée d'impulsion Δt_{out} avec l'autocorrélateur en faisant varier la durée de l'impulsion d'entrée Δt_{in} (comme au 4.1). Faire une courbe $\Delta t_{\text{out}}=f(\Delta t_{\text{in}})$.

Q12 : En déduire une estimation de la dispersion β_2 en $\text{fs}^2.\text{mm}^{-1}$ pour le YVO_4 .

5 Annexes

5.1 Annexe 1 – Dispersion et automodulation de phase

Les impulsions émises peuvent être décrites soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine spectral.

On définit $E(t)$ l'amplitude complexe du champ électrique associé et $E(\omega)$ l'amplitude complexe dans le domaine spectral, $I(t)$ et $I(\omega)$ les intensités dans les domaines temporels et spectral, ($\omega=2\pi\nu$, ν étant la fréquence considérée).

$E(t)$ et $E(\omega)$ peuvent s'écrire :

$$E(t) = \sqrt{I(t)}.e^{j\phi(t)} \quad \text{et} \quad E(\omega) = \sqrt{I(\omega)}.e^{j\phi(\omega)}$$

avec $\phi(t)$, la phase temporelle de l'impulsion et $\phi(\omega)$, la phase spectrale de l'impulsion.

En général (c'est le cas dans ce TP), les deux amplitudes complexes sont liées par la transformée de Fourier.

La dispersion de vitesse de groupe modifie la phase spectrale

Les milieux optiques usuels tels que ceux qui constituent la cavité ont une dispersion dite normale ou positive. Cela a pour effet d'étaler temporellement des impulsions polychromatiques car les longueurs d'onde "rouges" ont une vitesse de groupe plus élevée que les longueurs d'ondes "bleues".

Pour comprendre l'effet de la dispersion de vitesse de groupe, on utilise une représentation temps-fréquence appelée spectrogramme. La figure A1.1 (à gauche) montre le spectrogramme typique d'une impulsion femtoseconde. En rouge, sont représentées les phases spectrales et temporelles : dans le cas idéal, elles sont constantes. A droite, est représenté le spectrogramme d'une impulsion qui est passée dans un milieu dispersif positif. On observe que l'impulsion est élargie temporellement. Son spectre est identique mais sa phase spectrale est modifiée.

Le rouge se propage plus vite que le bleu : on observe une dérive de fréquence (ou chirp en anglais).

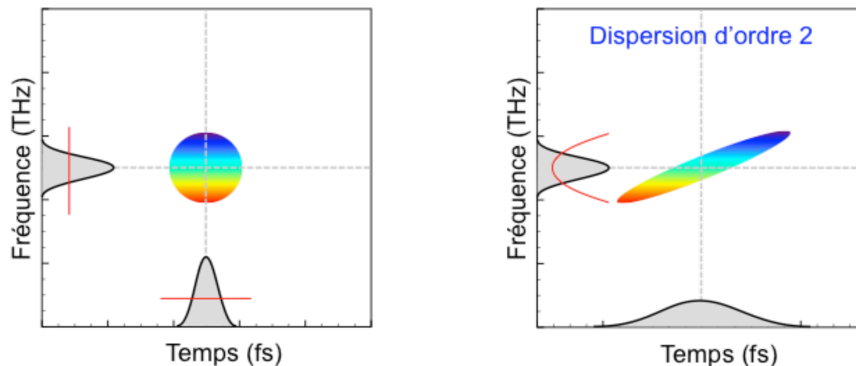


Figure A1.1 : spectrogrammes d'une impulsion idéale (à gauche) et d'une impulsion ayant traversé un milieu avec de la dispersion normale [courtoisie de Franck Morin, promo 2007].

L'automodulation de phase modifie la phase temporelle

Supposons une impulsion de forme temporelle gaussienne avec l'expression suivante :

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t^2}{2(\Delta\tau)^2}}$$

Donc, lorsque l'impulsion se propage dans un milieu présentant de l'effet Kerr, l'intensité en un point du milieu va varier au cours du temps. Cela va entraîner une variation temporelle de l'indice vu par l'onde. La phase instantanée qu'acquiert l'impulsion à la traversée du milieu d'épaisseur L dépend alors du temps selon :

$$\phi(t) = \omega_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_0 + n_2 I(t)) L$$

La pulsation $\omega = 2\pi\nu$ des impulsions, définie comme la dérivée temporelle de la phase instantanée, est donc de la forme :

$$\omega(t) = \omega_0 + \frac{2\pi n_2 L I_0}{\lambda_0 \Delta\tau^2} t e^{-\frac{t^2}{2(\Delta\tau)^2}}$$

La pulsation ω dépend donc du temps. L'automodulation de phase conduit à la création de nouvelles fréquences. On observe un décalage vers le rouge du front avant de l'impulsion et un décalage vers le bleu du front arrière (cf. Figure A1.2). Dans le cas de l'automodulation de phase, la dérive de fréquence est positive.

On notera sur le spectrogramme de l'impulsion ayant subi une automodulation de phase (figu A1.2 à droite) que sa phase temporelle est modifiée. En revanche, l'automodulation de phase ne modifie pas la durée de l'impulsion.

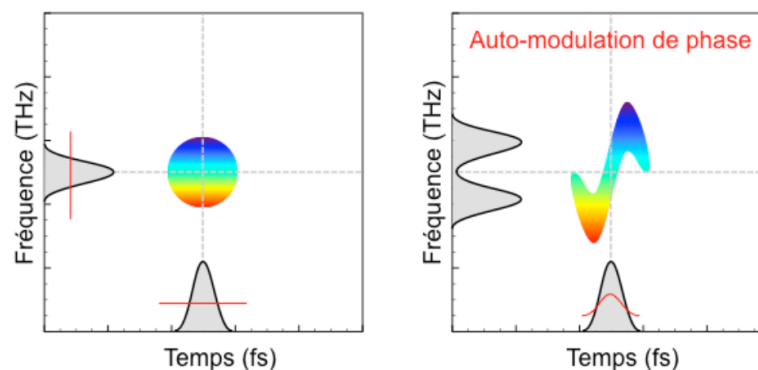


Figure A1.2 : spectrogrammes d'une impulsion idéale (à gauche) et d'une impulsion modifiée par automodulation de phase (à droite) [courtoisie de Franck Morin, promo 2007].

5.2 Annexe 2 – Régime solitonique

Le régime solitonique est solution de l'équation non-linéaire de Schrödinger d'écrivant l'enveloppe du champ électrique (a) d'une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif et non-linéaire :

$$i \frac{\partial a}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \gamma |a|^2 a = 0$$

où β_2 est le coefficient de dispersion d'ordre deux, il correspond à la dispersion de vitesse de groupe. En faisant le développement de Taylor de la phase spectrale autour de la longueur d'onde centrale, on trouve :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}$$

et γ le coefficient non-linéaire correspondant à l'automodulation de phase. Il est lié à l'indice non-linéaire de Kerr par :

$$\gamma = \frac{2n_2}{\lambda_0 w_0^2}$$

On peut montrer qu'il est nécessaire d'avoir γ et β_2 de signes opposés pour qu'il existe une solution de type soliton. Cette solution s'écrit sous la forme d'une fonction sécante hyperbolique carrée.

$$P(t) = P_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{1.76\Delta t}\right)$$

où Δt est la largeur temporelle de l'impulsion à mi-hauteur et P_0 la puissance crête intracavité.

Dans le cas de l'oscillateur laser femtoseconde du TP, l'automodulation de phase et la dispersion se produisent dans des milieux différents et non simultanément. Cependant les variations dues à ces deux phénomènes à chaque aller et retour étant faibles, le régime impulsif du laser peut être assimilé au régime soliton. On montre qu'il existe alors une relation entre la durée de l'impulsion à mi-hauteur Δt , γ et β_2 (appelée formule de l'aire du soliton) :

$$\Delta t = \frac{-\beta_2}{\gamma |a|^2} = \frac{-\phi_{2,cavité}}{\gamma L_{cristal} |a|^2}$$

Avec :

$$\phi_{2,cavité} = \phi_{2,prismes} + \phi_{2,matériau} + \phi_{2,miroir}$$

On montre que dans le cas du saphir dopé au titane, sur un aller dans la cavité :

$$\phi_{2,\text{matériau}} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} L_{\text{cristal}}$$

$$\phi_{2,\text{miroir}} \simeq 0 \text{ (cette quantité est ici négligée)}$$

$$\phi_{2,\text{prismes}} \simeq -\frac{2\lambda_0^3}{\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda}\right)^2 D + \frac{2\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} e$$

avec D la distance (apex) entre les deux sommets des prismes et e l'épaisseur de prisme traversée.

Le premier terme de l'équation sur $\phi_{2,\text{prismes}}$ est négatif et permet de (sur)compenser la dispersion du cristal de saphir. Le second terme est positif et permet d'ajuster finement la dispersion totale de la cavité : un des prismes est positionné sur un vernier afin de pouvoir contrôler e.

5.3 Annexe 3 – Calcul de la dispersion extra-cavité

Soit une impulsion de largeur à 1/e en intensité t_{in} (on notera que $2\sqrt{\ln 2}t_{in} = \Delta T_{FWHM}$).
On a :

$$E_{in}(t, 0) = e^{-\frac{t^2}{2t_{in}^2}}$$

En faisant la transformée de Fourier, on obtient :

$$E_{in}(\omega, 0) = \sqrt{2\pi t_{in}^2} e^{-\frac{\omega^2 t_{in}^2}{2}}$$

Après une propagation sur une longueur z dans un matériau ayant un coefficient de dispersion β_2 , l'impulsion accumule une phase spectrale, nous permettant d'en déduire :

$$E(\omega, z) = \sqrt{2\pi t_{in}^2} e^{-\omega^2 \left(\frac{t_{in}^2}{2} - \frac{i\beta_2 z}{2}\right)}$$

Il suffit ensuite d'appliquer une transformée de Fourier inverse pour déterminer l'équation d'évolution du champ en fonction du temps. Après une propagation sur une distance z , le champ s'écrit :

$$E_{out}(t, z) = E_0 e^{-\frac{4\ln 2 \cdot t^2}{2\Delta t^2 + 8i \cdot \ln 2 \cdot \beta_2 z}}$$

Ainsi Δt_{in} et Δt_{out} les largeurs totales à mi hauteur (FWHM) des impulsions en entrée et en sortie sont liées par la relation :

$$\Delta t_{out} = \Delta t_{in} \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2 \cdot \beta_2 z}{\Delta t_{in}^2} \right)^2}$$

5.4 Annexe 4 – Photo de la cavité laser

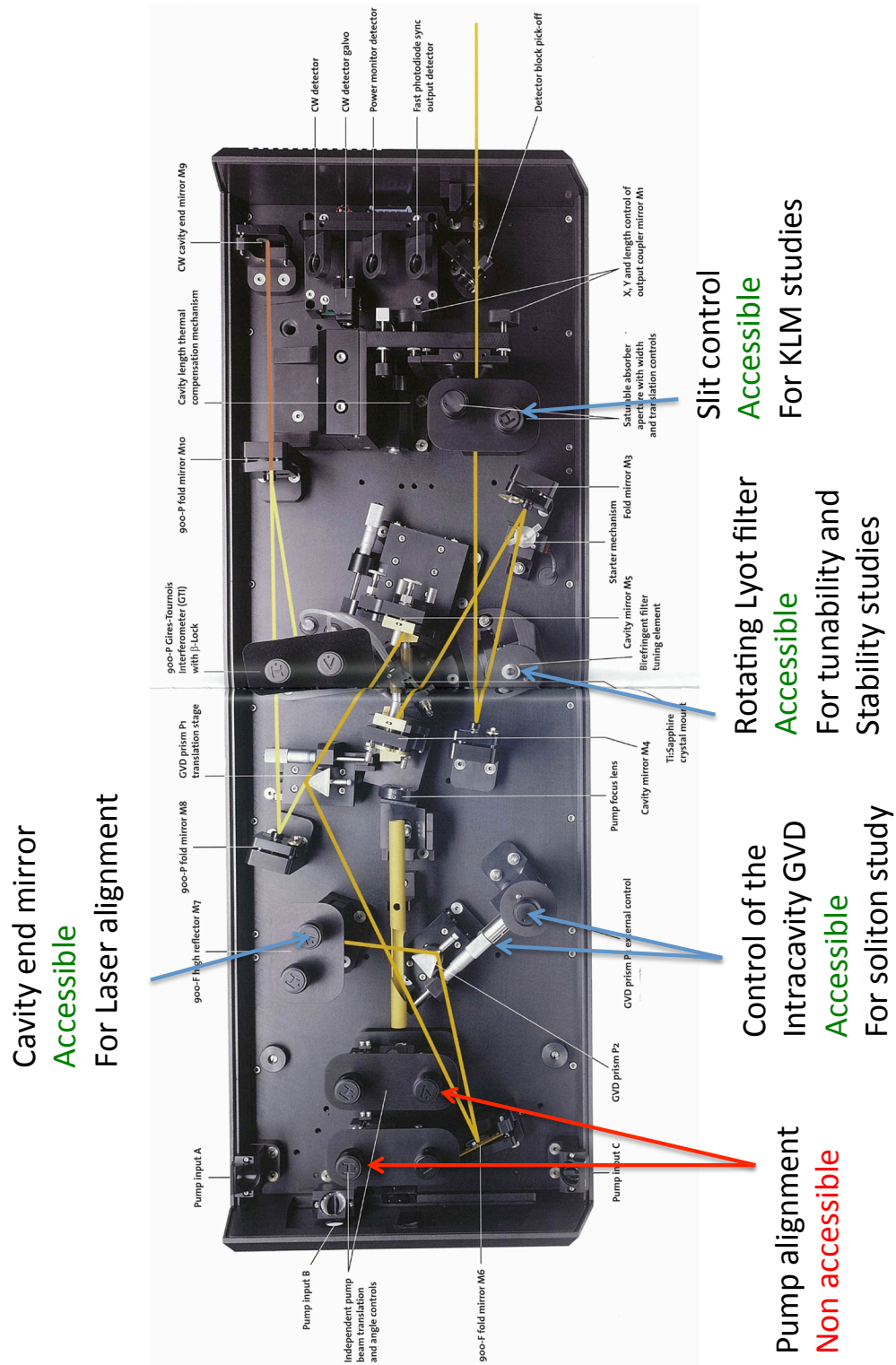


Figure A4.1 : Document constructeur de la cavité Coherent Mira 900