

Photonique expérimentale

Technologies Laser Avancées

	Introduction.....	1	
L1	Construction et caractérisation d'un laser picoseconde pompé par diode	3	(R1.58)
L2	OPO et laser à saphir dopé au titane	11	(R1.60)
L3	Génération de seconde harmonique dans un cristal de KDP.....	19	(R1.61)
L4	Laser femtoseconde	31	(R1.57)
L5	TP Projet : Lasers déclenchés pour créer une étoile artificielle	47	(R1.62)

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



© 2025 by LEnSE-IOGS

Cycle Ingénieur - 3^{ème} année - Palaiseau

Master 2 QLMN

Version du 29 octobre 2025

Année 2025-2026

Présentation du bloc de travaux pratiques

"Technologies Laser Avancées"

Ce bloc de travaux pratiques vous permettra de découvrir les lasers impulsionnels qui sont utilisés dans le contexte scientifique et industriel. Tous les régimes de durée sont explorés, μ s, ns, ps et fs. Les longueurs d'onde des lasers sont dans l'infrarouge proche (typiquement entre 800 nm et 1300 nm) avec différent milieux laser (Nd:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO₄, Ti:saphir). Des conversions de fréquence par effets non linéaires permettent de construire des sources lasers dans le visible.

Ces lasers ont été construits sur mesure à l'Institut d'Optique pour illustrer les principes de fonctionnement des lasers (régime déclenché, régime de synchronisation des modes en phase). Plusieurs TP sont construits à partir de lasers industriels redimensionnés pour les besoins pédagogiques. Les montages sont uniques au monde.

A l'issu de ce bloc de TP, vous serez capable :

- d'aligner des systèmes laser (régler un oscillateur laser par autocollimation, régler un cristal non linéaire à l'accord de phase),
- de faire fonctionner des systèmes laser complexes (oscillateur, amplificateur, convertisseurs de fréquence, systèmes de caractérisation),
- de caractériser un laser impulsionnel en énergie et en durée,
- de faire le lien entre les principes physiques des sources lasers et les réalisations techniques.

Il est indispensable de connaître les bases des lasers pour s'inscrire dans ce bloc de travaux pratiques.

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 ($1\text{ }\mu\text{m}$ par $100\text{ }\mu\text{m}$) 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.

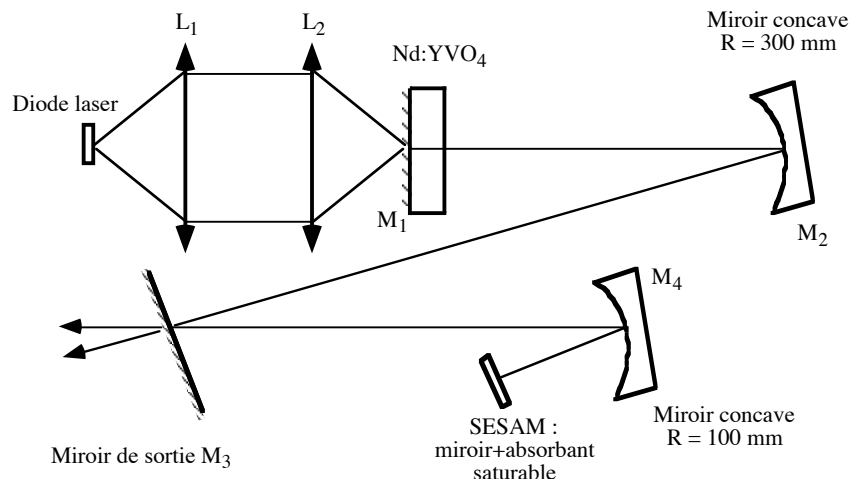


Fig.1 : schéma de la cavité.

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.

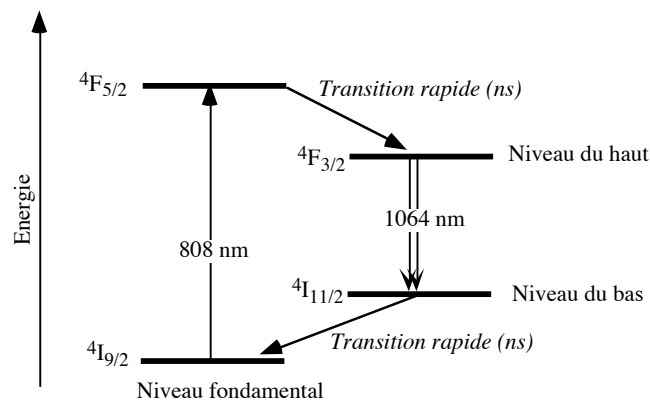


Fig.2 : Niveaux d'énergie du Nd³⁺.

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.

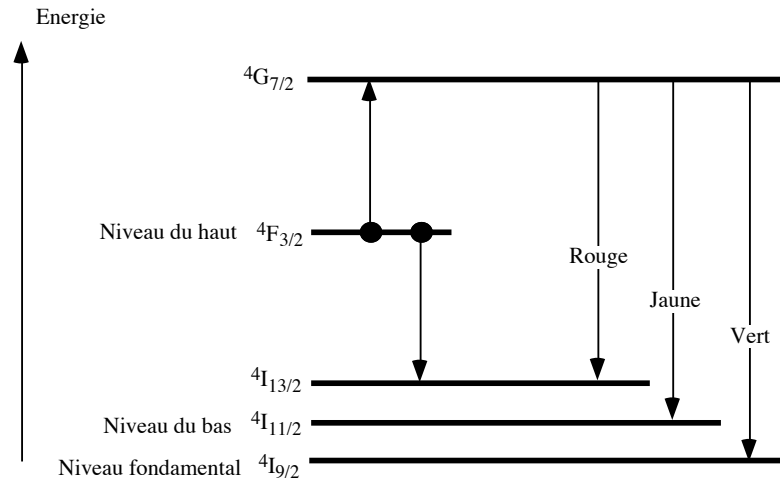


Fig.3 : Diagramme d'énergie partiel de l'ion Nd^{3+} .

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.

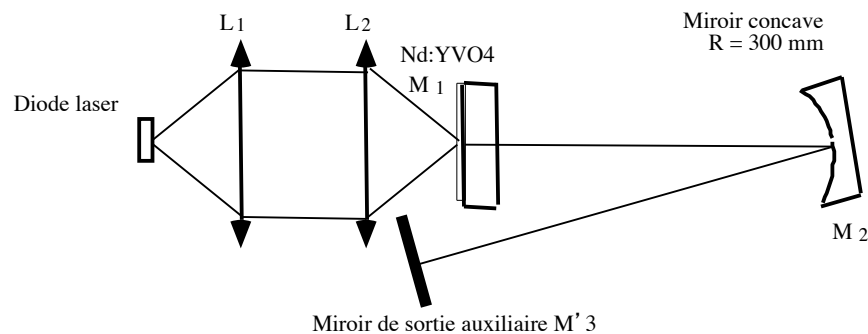


Fig. 4: Schéma de la cavité à trois miroirs.

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 impulsif

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).

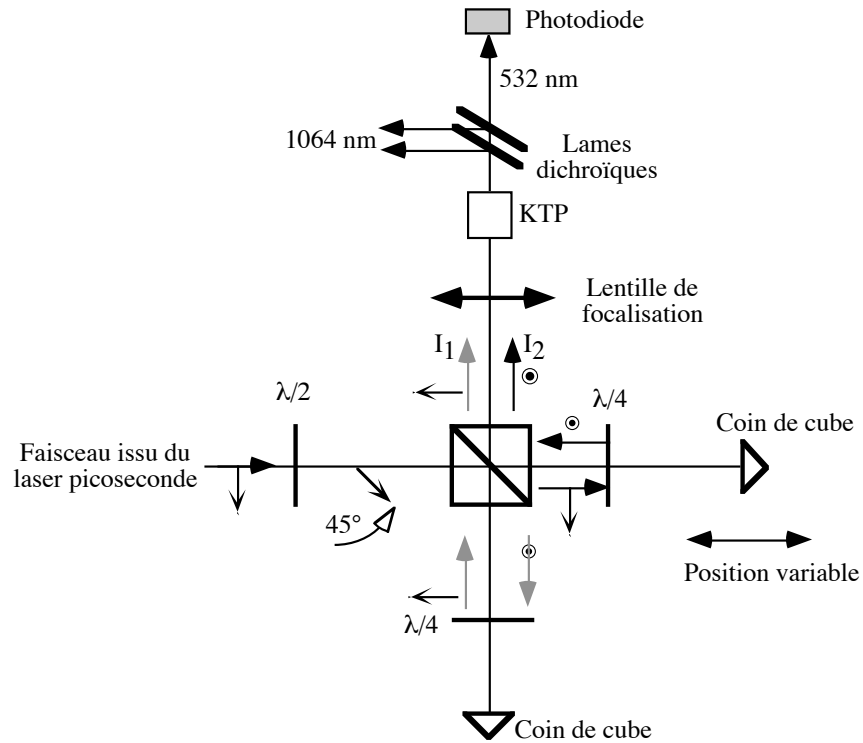


Fig.5 : Schéma de l'autocorrélateur.

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 $I_{\text{vert}}(t)$ est proportionnelle au produit des intensités sur les faisceaux fondamentaux :

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

$I_{\text{vert}}(t)$ 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 Δ_r , le signal est proportionnel à la valeur moyenne de $I_{\text{vert}}(t)$:

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

Δ_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 :

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

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. Étayez 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 impulsionnel 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 (β -BaB₂O₄) 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.

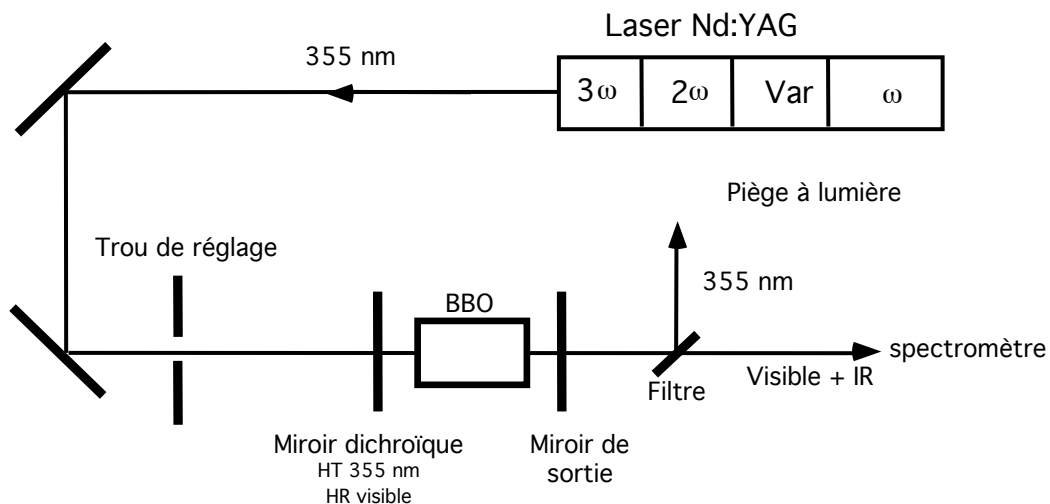


Fig. 1 : Schéma de principe de l'OPO visible

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.

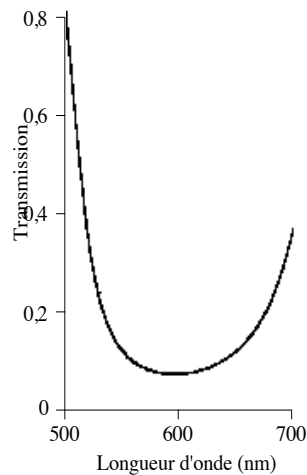


Fig. 2 : Transmission du miroir de sortie de l'OPO visible en fonction de la longueur d'onde.

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.

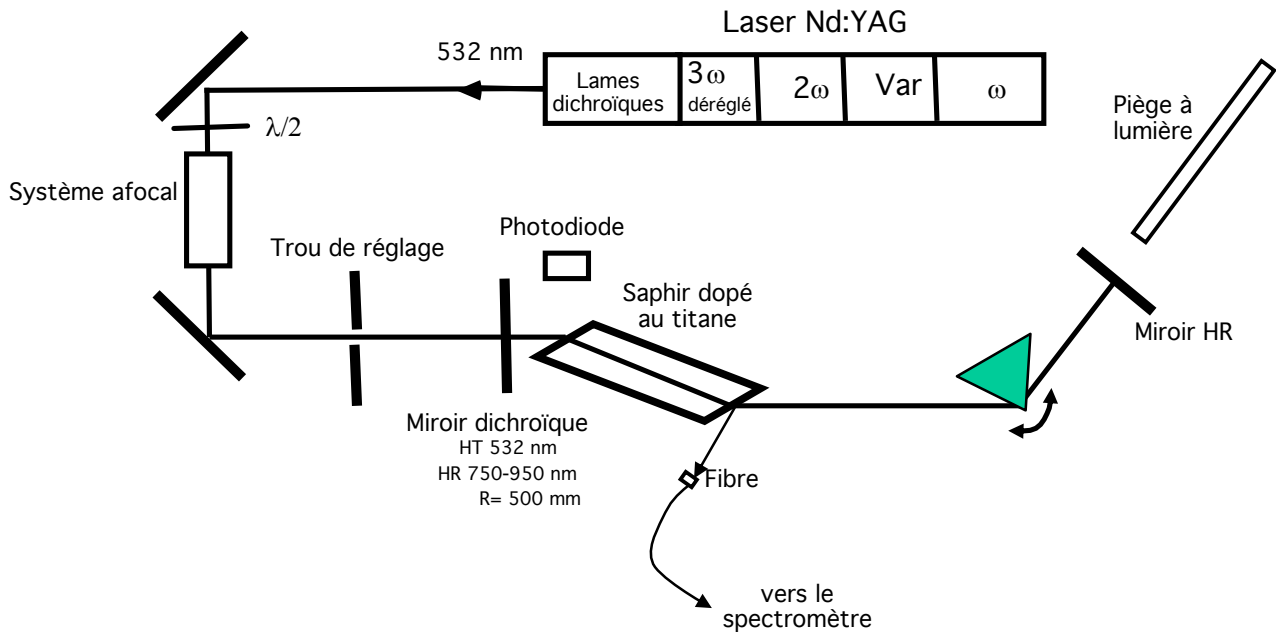


Fig. 3 : Montage expérimental pour le laser à saphir dopé au titane.

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 dérégler 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.

Optique non linéaire

Génération de second harmonique dans un cristal de KDP

L'objectif de ce TP est d'étudier un phénomène de génération de second harmonique (doublage de fréquence) dans un cristal non linéaire (cristal de KDP). Il s'agit de générer un faisceau vert à 532 nm à partir d'un faisceau infrarouge à 1064 nm fourni par un laser impulsif Nd:YAG.

Ce cristal de KDP de grande dimension est un disque de diamètre, 30 mm, et d'épaisseur : 5 mm. Le KDP (KH_2PO_4 , Dihydrogène Phosphate de Potassium) est un cristal biréfringent uniaxe négatif. Il a été taillé de manière à ce que son axe optique soit perpendiculaire à la face d'entrée (selon l'axe que l'on appellera OZ dans tout le TP).

Le système d'axe du cristal sera désigné par (X, Y, Z).

Le repère du laboratoire est par (O, x, y, z), Oz étant la direction de propagation des ondes.

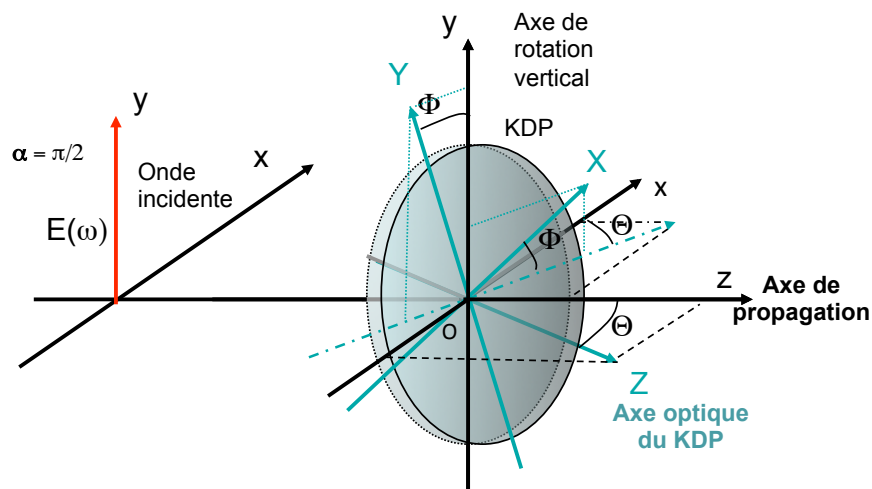


Figure 1 : Vue du cristal en perspective (le cristal est un disque). Les axes du cristal sont (O X, Y, Z)
 Θ est l'angle de rotation du cristal autour de Oy (axe vertical de la monture),
 Φ est l'angle de rotation autour de OZ (axe optique du cristal)

Le montage mécanique permet :

- d'orienter ce disque de KDP autour de l'axe vertical (Oy) afin de faire varier l'angle, Θ , entre la direction du faisceau incident (Oz) et l'axe optique (OZ). L'angle Θ est appelé l'angle d'accord de phase.
- de faire tourner le KDP sur lui-même (autour de l'axe Z) pour régler l'angle d'azimut que l'on appellera Φ dans tout le TP.

Le laser Nd:YAG est polarisé linéairement et horizontalement. Une lame $\lambda/2$ permettra d'orienter la polarisation incidente sur le cristal selon un angle, α , par rapport à la verticale. Compte tenu des degrés de liberté en rotation, le plan d'incidence est toujours défini par les axes Oz et OZ : il est horizontal. La direction de la polarisation extraordinaire est toujours horizontale car elle correspond à la projection de l'axe optique sur le

plan d'onde. Ainsi, le cristal peut tourner en azimut (angle Φ) sans que les lignes neutres du cristal ne soient modifiées.

Ce montage astucieux permet d'étudier expérimentalement les aspects de la génération de second harmonique qui sont liés à aux orientations:

- étude des directions d'accord de phase en type I et II (angle θ)
- influence de la direction des axes du cristal (angle Φ)
- influence de la polarisation du faisceau fondamental

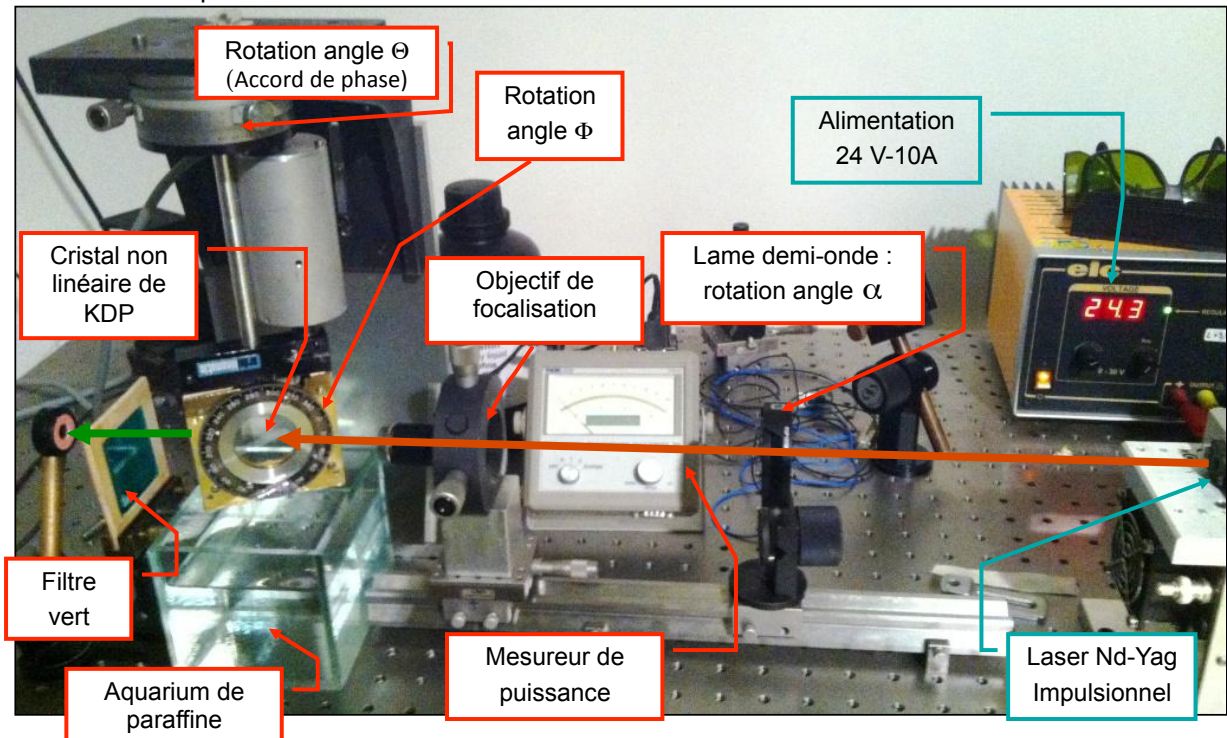


Figure 2 : photo du montage

1. Accord de phase de type I :

Etude théorique:

On rappelle que pour obtenir un processus d'optique non linéaire efficace, deux conditions doivent être vérifiées la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (vecteur d'onde).

Pour la génération de second harmonique, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\vec{k}_{2\omega} = \vec{k}_{\omega} + \vec{k}_{\omega}$$

où ω est la pulsation de l'onde fondamentale et 2ω , la pulsation de l'onde doublée en fréquence.

On dit que l'accord de phase est réalisé si cette condition est vérifiée. On s'intéresse ici à un accord de phase colinéaire de type I, ce qui veut dire que les deux vecteurs d'onde fondamentaux sont les mêmes.

QA.1 : Le KDP étant un cristal uniaxe biréfringent négatif, montrez que la relation d'accord de phase de type I s'écrit simplement : $n_{e,2\omega}(\Theta) = n_{o,\omega}$, ou $n_{e,2\omega}(\Theta)$ est l'indice extraordinaire vu par l'onde doublée en fréquence lorsque l'onde se propage avec un angle Θ par rapport à l'axe optique.

QA.2 : Expliquez, en vous aidant de la figure ci-dessous, comment déterminer expérimentalement l'angle d'accord de phase Θ .

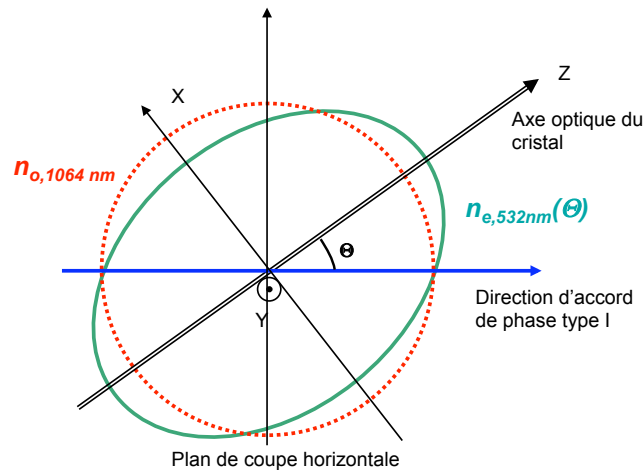


Figure 3 : Surfaces des indices dans le KDP visualisées dans le plan d'incidence (horizontal)
Accord de phase de type I

Cet angle peut être calculé à partir des indices ordinaire et extraordinaire du cristal de KDP donnés par les formules de Sellmeier (ci-dessous):

$$n_o^2(\lambda) = 2.25976 + \frac{0.01008956\lambda^2}{\lambda^2 - 0.01294625} + \frac{13.00522\lambda^2}{\lambda^2 - 400}$$

$$n_e^2(\lambda) = 2.132668 + \frac{0.08637494\lambda^2}{\lambda^2 - 0.012281043} + \frac{3.227994\lambda^2}{\lambda^2 - 400}$$

Le KDP est un cristal uniaxe négatif.

On trouve les indices suivants :

$$n_o(1064) = 1,49384 \quad n_e(1064) = 1,45985$$

$$n_o(532) = 1,51242 \quad n_e(532) = 1,47041$$

Compte tenu de l'équation de la surface des indices, on montre que l'indice extraordinaire pour une direction

de propagation faisant un angle Θ par rapport à l'axe optique s'écrit : $\frac{1}{n_{e,2\omega}^2(\Theta)} = \frac{\sin^2 \Theta}{n_{e,2\omega}^2} + \frac{\cos^2 \Theta}{n_{o,2\omega}^2}$

QA.3 : Donner l'expression de l'angle d'accord de phase en type I, Θ_I , en fonction des indices principaux.

Etude expérimentale de l'accord de phase de type I :

⚠ Précautions à prendre :

Le laser à 1.064 μm (infrarouge, donc invisible) peut monter jusqu'à 100 mW en puissance moyenne. La durée des impulsions est de 400 ps, soit des puissances crêtes de l'ordre de 250 kW. Sa cadence de répétition est ajustable entre 0 et 1 kHz.

- Toujours manipuler avec les lunettes de protection (type B).

- Dès que possible refermer l'obturateur (en sortie du laser).

☞ Manipuler avec délicatesse l'aquarium rempli de paraffine et tous les éléments fragiles du montage.

☞ Mettre en route le Laser :

- Allumez l'alimentation stabilisée 20 V et 10 A (bouton à droite)
- Allumez le générateur d'impulsion : régler la période des impulsions à 14 ms (environ) : cette période permet d'éviter les effets thermiques liés à l'absorption résiduelle dans la paraffine.
- Allumez le laser lui-même (bouton On sur le coté, puis devant...2 fois)
- Ouvrir l'obturateur mécanique (et pensez à le refermer dès que vous n'utilisez plus le laser)
- Vérifiez la présence du faisceau avec la carte infrarouge.

☞ Bain de paraffine:

Le cristal est plongé dans une huile d'indice voisin du KDP (indice de la paraffine $n = 1,47$). Ainsi, le faisceau fondamental n'est quasiment pas dévié au passage de l'interface (voir fig.4). L'angle de rotation du cristal autour de l'axe Oy est directement lié à l'angle entre le faisceau fondamental et l'axe optique du cristal à l'intérieur du KDP.

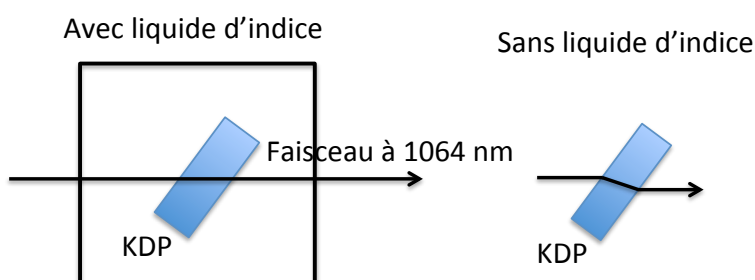


Figure 4 : comparaison de la déviation du faisceau fondamental avec et sans liquide d'indice (dans le cas d'une polarisation ordinaire)

☞ Position du cristal :

- ☞ Réglez les axes (X, Y) du cristal à $\Phi = 45^\circ$ de la verticale (l'intérêt de cette orientation sera étudié plus tard)
- ☞ Pivoter la platine de rotation Oy du cristal d'un angle proche de 45° par rapport à l'incidence normale.
- ☞ Chercher un faisceau vert en tournant doucement le cristal autour de cette valeur : vous devez voir apparaître un faisceau vert éventuellement avec des franges. En ajustant l'orientation du cristal, les franges disparaissent et le cristal est bien réglé.

QB.1 : Expliquer à quoi correspondent ces franges?

- ☞ Ajuster l'objectif de focalisation afin d'avoir le signal vert le plus intense.
- ☞ Optimiser l'orientation de la lame demi-onde afin d'avoir le signal vert le plus intense.
- ☞ Optimiser l'angle Φ afin d'avoir le signal vert le plus intense.

QB.2 : A l'aide d'un polariseur en sortie, donner la direction de polarisation du faisceau vert par rapport aux axes Oxyz. Vérifier si la direction est conforme à la théorie.

QB.3 : Mesure de l'angle d'accord de phase.

Par rapport à l'axe optique, il y a deux positions possibles pour l'accord de phase (voir la figure 3) : positions symétriques par rapport à l'axe optique du cristal.

Afin de mesurer précisément cet angle, on mesure les deux positions angulaires du cristal à l'accord de phase, de part et d'autre de l'axe optique. En déduire la valeur expérimentale de l'angle d'accord de phase avec l'incertitude sur la mesure.

Comparer à la valeur théorique.

QB.4 : Influence de l'angle d'azimut Φ .

Dans le cas KDP en type I, on peut montrer (voir annexe) que la partie utile de la polarisation non linéaire s'écrit : $P_x^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \chi_{eff}^{(2)} E_y^2(\omega)$ avec $\chi_{eff}^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) = 2d_{36} \sin(\Theta) \sin(2\Phi)$.

Dans le cas d'un faible dépeuplement de l'onde fondamentale, on peut montrer que la puissance doublée en fréquence $P_{2\omega}$ (exprimée en watts) est proportionnelle à : $P_{2\omega} = K \left(\chi_{eff}^{(2)} \right)^2 P_{\omega}^2$, où la puissance du faisceau fondamental (polarisé selon Oy) s'écrit P_{ω} et K est un coefficient de proportionnalité qui dépend de l'indice des conditions de l'expérience (focalisation du faisceau fondamental et longueur du cristal).

Dans cette équation, l'angle Θ est fixé par les conditions d'accord de phase. En revanche, ces conditions ne fixent pas Φ . Le montage permet justement de faire varier Φ indépendamment (ou presque) de Θ .

A l'aide du mesureur de puissance (avec un filtre vert placé sur le trajet du faisceau), mesurer la puissance dans le vert en fonction de Φ . L'axe de rotation du cristal n'étant pas exactement l'axe optique, il convient de réajuster l'angle Θ de la monture pour chaque position de Φ .

Pour soustraire la contribution de la lumière ambiante au signal, vous pouvez éteindre le faisceau vert soit en annulant $\sin(2\Phi)$, soit en tournant la lame demi-onde jusqu'à obtenir une extinction.

Tracer la courbe $P_{2\omega} = f(\Phi)$. Commenter par rapport à la théorie.

QB.5 : Influence de la polarisation incidente.

Les conditions d'accord de phase en type I concernent la partie du champ optique à 1064 nm qui est polarisé de façon ordinaire (parallèle à l'axe Oy du montage). Si la polarisation est tournée d'un angle α par rapport à Oy, il faut considérer la projection du champ sur cet axe. $E_y(\omega) = E_{incidem}(\omega) \cos \alpha$. La puissance utile sur le faisceau fondamental est donc $P_{\omega Oy} = P_{\omega} \cos^2 \alpha$.

A l'aide du mesureur de puissance, tracer la courbe $P_{2\omega} = f(\alpha)$. Commenter par rapport à la théorie.

QB.6 : Etude de l'acceptance angulaire

A l'aide d'une caméra, observez les taches que font les faisceaux sur le mur, en sortie de l'expérience. La caméra étant également sensible à 1064 nm, vous pourrez comparer les tailles des faisceaux à 1064 nm et 532 nm.

Attention, ne placez pas la caméra directement dans le faisceau.

Expliquer pourquoi le faisceau à 532 nm a une forme légèrement elliptique.

En plaçant un écran à différents endroits après la cuve et en faisant des repères sur une feuille de papier qui sert d'écran, estimez la divergence du faisceau vert dans sa plus petite dimension.

En déduire une estimation de l'acceptance angulaire et comparez avec l'acceptance théorique qui est de 3,7 mrad.cm.

2 Accord de phase de type II :

Etude théorique

Pour un accord de phase de type II, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit : $\vec{k}_{2\omega} = \vec{k}_{\omega}^o + \vec{k}_{\omega}^e$

Les deux photons fondamentaux sont polarisés différemment, l'un est ordinaire, l'autre est extraordinaire.

QC.1 : Expliquer comment faire un accord de phase de type II avec un laser fondamental polarisé linéairement.

QC.2 : Le KDP étant un cristal uniaxe biréfringent négatif, montrez que la relation d'accord de phase de type II s'écrit : $n_{e,2\omega}(\Theta) = \frac{1}{2}[n_{o,\omega} + n_{e,\omega}(\Theta)]$.

La méthode qui permet de calculer l'angle Θ est du même type que pour le type I, sa résolution n'est pas demandée. Elle permettrait d'aboutir à un angle d'accord de phase $\Theta_{II} = 59^\circ$.

Q.C.3 : On rappelle que dans le cas d'un désaccord de phase, la puissance du signal doublé en fréquence suit une loi en sinc^2 en fonction du désaccord de phase Δk :

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} \propto P_{\omega} \ell^2 \chi_{\text{eff}}^2 \left(\frac{\sin \frac{\Delta k \ell}{2}}{\frac{\Delta k \ell}{2}} \right)^2$$

Donner l'expression de Δk en fonction des indices dans le cas où l'on se trouve à proximité de l'accord de phase de type II.

En déduire avec la figure 5 que l'acceptance angulaire est plus importante en type II qu'en type I.

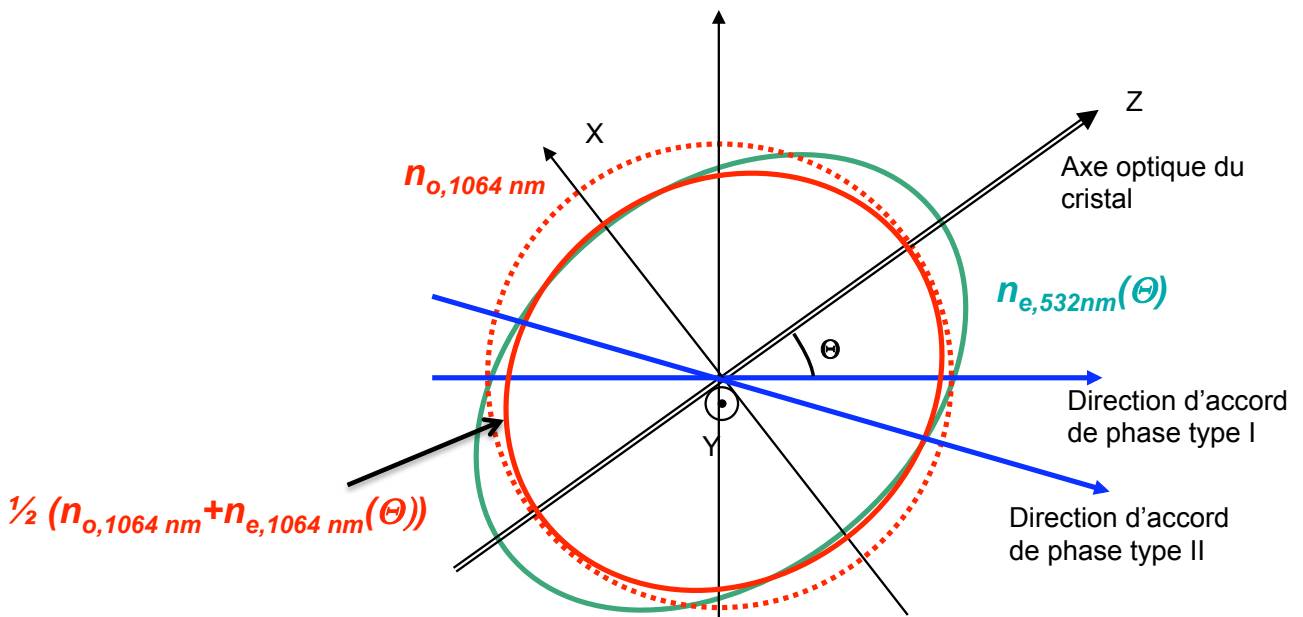


Figure 5 : Surfaces des indices dans le KDP visualisées dans le plan d'incidence (horizontal)
Accord de phase de type I comparé à l'accord de phase de type II.

Etude expérimentale de l'accord de phase de type II

Pour trouver l'accord de phase de type II, il faut que la polarisation fondamentale soit idéalement à 45° des lignes neutres du cristal.

QD.1 : De quel angle faut-il tourner la lame demi-onde entre la position optimisée pour le type I et celle optimisée pour le type II?

QD. 2 : comparer la forme du faisceau vert en type II par rapport à celle obtenue en type I : expliquer les différences.

QD.3 : A l'aide d'un polariseur en sortie, donner la direction de polarisation du faisceau vert par rapport aux axes Oxyz. Vérifier si la direction est conforme à la théorie.

QD.4 : Mesure de l'angle d'accord de phase.

En utilisant la même méthode que pour le type I, donner la valeur expérimentale de l'angle d'accord de phase avec l'incertitude sur la mesure. Comparer à la valeur théorique.

QD.5 : Influence de l'angle d'azimut Φ .

Dans le cas de l'accord de phase de type II, on montre (voir annexe) que la partie utile de la polarisation non linéaire du KDP est donnée par l'expression :

$$P_x^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0(d_{14} + d_{36})E_x(\omega)E_y(\omega)\sin(2\Theta)\cos(2\Phi)$$

A l'aide du mesureur de puissance (avec un filtre vert placé sur le trajet du faisceau), mesurer la puissance dans le vert en fonction de Φ .

Tracer la courbe $P_{2\omega}=f(\Phi)$. Commenter par rapport à la théorie et superposez les courbes type I et type II pour voir les différences.

QD.6 : Influence de la polarisation incidente.

On rappelle que α est l'angle que fait la polarisation incidente du laser à 1064 nm par rapport à Oy.

A l'aide du mesureur de puissance, tracer la courbe $P_{2\omega}=f(\alpha)$. Commenter par rapport à la théorie et superposez les courbes type I et type II pour voir les différences.

QD.7 : comparaison des puissances en type I et en type II

Donner les valeurs maximales de puissance dans le vert que vous avez obtenue en type I et en type II.

Commenter les différences par rapport à la théorie donnée en annexe (vous pouvez considérer le rapport des puissances dans le vert entre type I et type II).

Annexe

1) calcul de la non linéarité en type I

L'effet non linéaire observé est dû à une polarisation non linéaire induite d'ordre 2. Pour comprendre plus précisément l'influence des 3 angles θ , α et Φ , il faut étudier le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre 2, $\chi^{(2)}$.

On rappelle que la polarisation induite linéaire :

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\omega)$$

A laquelle peut s'ajouter pour des fortes densités de puissance des termes d'ordre 2, 3, ect...

La génération de second harmonique est liée au terme non linéaire d'ordre 2 :

$$P_i^{NL}(2\omega) = \epsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{i,j,k}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega)$$

avec i, j, k qui correspondent à X, Y, Z (les axes du cristal).

La susceptibilité non linéaire d'ordre 2, $\chi^{(2)}$, est un tenseur de rang 3 possédant $3^3 = 27$ éléments, qui peut se ramener à un tenseur de 18 éléments (dans le cas où l'absorption est faible et les termes de susceptibilité indépendants des fréquences mises en jeu).

Lorsque la condition de symétrie de Kleinman est vérifiée, ou dans le cas particulier de la génération de second harmonique, le tenseur susceptibilité d'ordre 2 peut s'écrire sous la forme contractée grâce aux coefficients, d_{il} :

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} = d_{il}$$

On contracte la notation des deux derniers indices en utilisant la règle suivante :

Axes du cristal	XX	YY	ZZ	YZ ou ZY	XY ou YX	XY ou YX
jk	11	22	33	23 ou 32	13 ou 31	12 ou 21
l	1	2	3	4	5	6

Le tenseur est alors représenté par une matrice de $6 \times 3 = 18$ éléments :

$$d_{il} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix}$$

Le cristal de KDP étudié dans ce TP appartient au groupe ponctuel de symétrie tétragonale $\bar{4}2m$, et sa matrice s'écrit :

$$d_{il} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{bmatrix}$$

De plus $d_{14} = d_{25}$, avec $d_{14} = 0,39 \text{ pm.V}^{-1}$ et $d_{36} = 0,43 \text{ pm.V}^{-1}$.

Dans le repère du cristal (O, X, Y, Z) :

$$P_i^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{i,j,k}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) \text{ à}$$

s'écrit :

$$\begin{pmatrix} P_X(2\omega) \\ P_Y(2\omega) \\ P_Z(2\omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X^2(\omega) \\ E_Y^2(\omega) \\ E_Z^2(\omega) \\ 2E_Y(\omega)E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega)E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega)E_Y(\omega) \end{pmatrix}$$

$$\text{donc : } P_i^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{i,j,k}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega)$$

$$\begin{pmatrix} P_X(2\omega) \\ P_Y(2\omega) \\ P_Z(2\omega) \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{14}E_Y(\omega)E_Z(\omega) \\ d_{14}E_X(\omega)E_Z(\omega) \\ d_{36}E_X(\omega)E_Y(\omega) \end{pmatrix}$$

Mais, pour un accord de phase de type I dans le KDP, l'onde incidente est, comme on l'a vu, nécessairement ordinaire, donc sa projection selon OZ est nulle. Le seul terme qui contribue à la génération de seconde harmonique est donc :

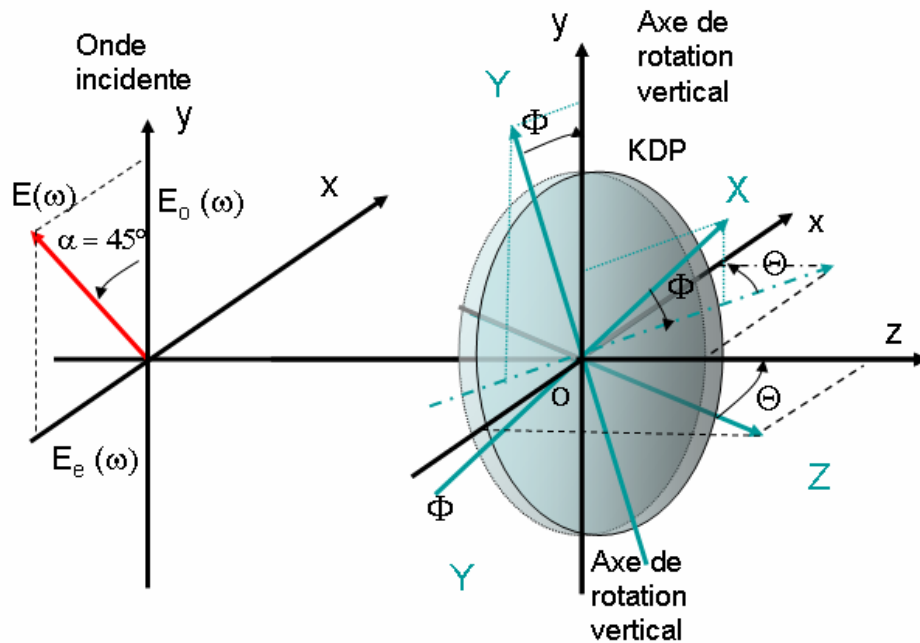
$$P_Z^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \chi_{Z,X,Y}^{(2)} E_X(\omega) E_Y(\omega) + \varepsilon_0 \chi_{Z,Y,X}^{(2)} E_X(\omega) E_Y(\omega)$$

$$P_Z^{NL}(2\omega) = 2\varepsilon_0 \chi_{Z,X,Y}^{(2)} E_X(\omega) E_Y(\omega) = 4\varepsilon_0 d_{36} E_X(\omega) E_Y(\omega)$$

De plus, en type I dans le KDP, la polarisation induite est *extraordinaire*. Il faudra donc projeter la polarisation non linéaire induite selon (Ox).

Ce qui donne : $P_x^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \chi_{eff}^{(2)} E_y^2(\omega)$ avec $\chi_{eff,\rho,\rho}^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) = 2d'_{36} \sin(\Theta) \sin(2\Phi)$, la perméabilité effective en accord de phase de type I.

2) calcul de la non linéarité en type II



Dans le repère du cristal (O, X, Y, Z) la polarisation non linéaire s'écrit :

$$P_i^{NL}(2\omega) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{i,j,k}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) \text{ à}$$

Soit :

$$\begin{pmatrix} P_X(2\omega) \\ P_Y(2\omega) \\ P_Z(2\omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X^2(\omega) \\ E_Y^2(\omega) \\ E_Z^2(\omega) \\ 2E_Y(\omega)E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega)E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega)E_Y(\omega) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} P_X(2\omega) \\ P_Y(2\omega) \\ P_Z(2\omega) \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{14}E_Y(\omega)E_Z(\omega) \\ d_{14}E_X(\omega)E_Z(\omega) \\ d_{36}E_X(\omega)E_Y(\omega) \end{pmatrix}$$

En type II, l'onde incidente possède une composante selon Oy (ordinaire) et une composante selon Ox (extraordinaire) et produit une onde extraordinaire selon Ox.

Il faut d'onde écrire les composantes de l'onde incidente dans le repère du cristal, puis projeter la polarisation induite selon Ox.

E_x, E_y, E_z s'écrivent en fonction de E_x, E_y, E_z :

$$E_x = E_x \cos(\Theta) \cos(\Phi) + E_y \sin(\Phi) + E_z \cos(\Phi) \sin(\Theta)$$

$$E_y = -E_x \cos(\Theta) \sin(\Phi) + E_y \cos(\Phi) - E_z \sin(\Phi) \sin(\Theta)$$

$$E_z = -E_x \sin(\Theta) + E_z \cos(\Theta)$$

$E_z = 0$ donc :

$$E_x = E_x \cos(\Theta) \cos(\Phi) + E_y \sin(\Phi)$$

$$E_y = -E_x \cos(\Theta) \sin(\Phi) + E_y \cos(\Phi)$$

$$E_z = -E_x \sin(\Theta)$$

$$\begin{pmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{14} E_y(\omega) E_z(\omega) \\ d_{14} E_x(\omega) E_z(\omega) \\ d_{36} E_x(\omega) E_y(\omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{14} E_x E_x \sin(2\Theta) \sin(\Phi) - d_{14} E_x E_y \sin(\Theta) \cos(\Phi) \\ -d_{14} E_x E_x \sin(2\Theta) \cos(\Phi) - d_{14} E_x E_y \sin(\Theta) \sin(\Phi) \\ -d_{36} E_x E_x \cos^2(\Theta) \sin(2\Phi) + d_{36} E_y E_y \sin(2\Phi) + d_{36} E_x E_y \cos(\Theta) \cos(2\Phi) \end{pmatrix}$$

On rappelle que E_x est une onde ordinaire et E_y est une **onde extraordinaire**, donc les termes $E_x E_x = E_y E_y$ ne contribuent pas notablement à la génération de seconde harmonique en accord de phase de type II.

Il reste donc :

$$\begin{pmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{pmatrix} = 4\varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{14} E_y(\omega) E_z(\omega) \\ d_{14} E_x(\omega) E_z(\omega) \\ d_{36} E_x(\omega) E_y(\omega) \end{pmatrix} = 2\varepsilon_0 \begin{pmatrix} -d_{14} E_x E_y \sin(\Theta) \cos(\Phi) \\ -d_{14} E_x E_y \sin(\Theta) \sin(\Phi) \\ d_{36} E_x E_y \cos(\Theta) \cos(2\Phi) \end{pmatrix}$$

Il faut enfin projeter la polarisation induite sur Ox

$$P_x = P_x \cos(\Theta) \cos(\Phi) - P_y \cos(\Theta) \sin(\Phi) - P_z \sin(\Theta)$$

$$\text{Il reste : } P_x(2\omega) = \varepsilon_0 (d_{14} + d_{36}) E_x(\omega) E_y(\omega) \sin(2\Theta) \cos(2\Phi)$$

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).

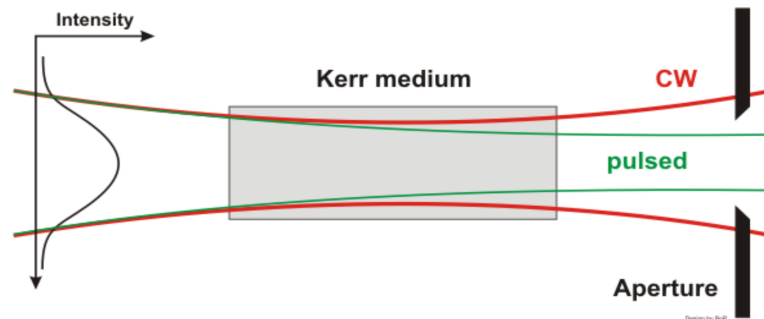


Figure 1 : Sélection du régime impulsionnel par effet Kerr

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 :

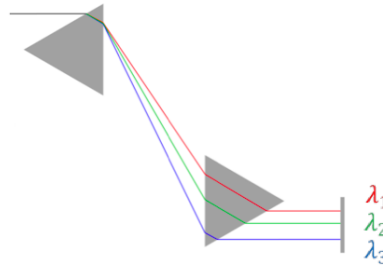


Figure 2 : Système à deux prismes permettant l'introduction d'une dispersion négative

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.

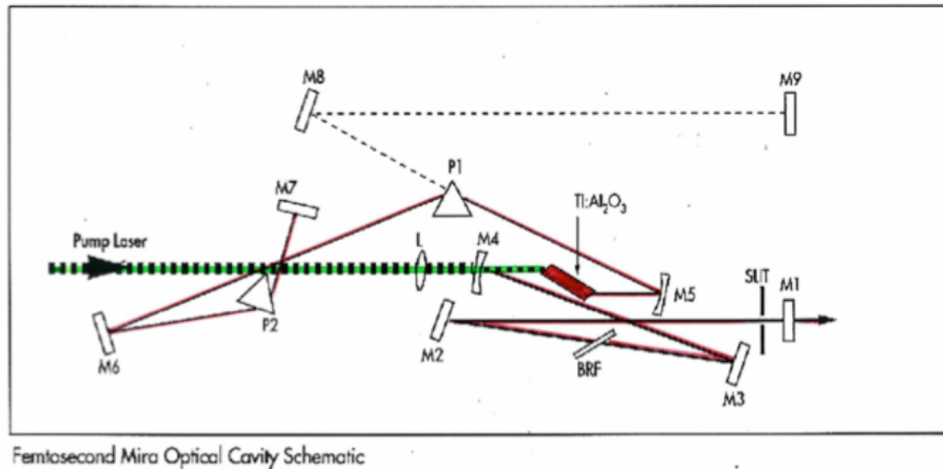


Figure 3 : Schéma de la cavité du laser femtoseconde.

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 du 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).

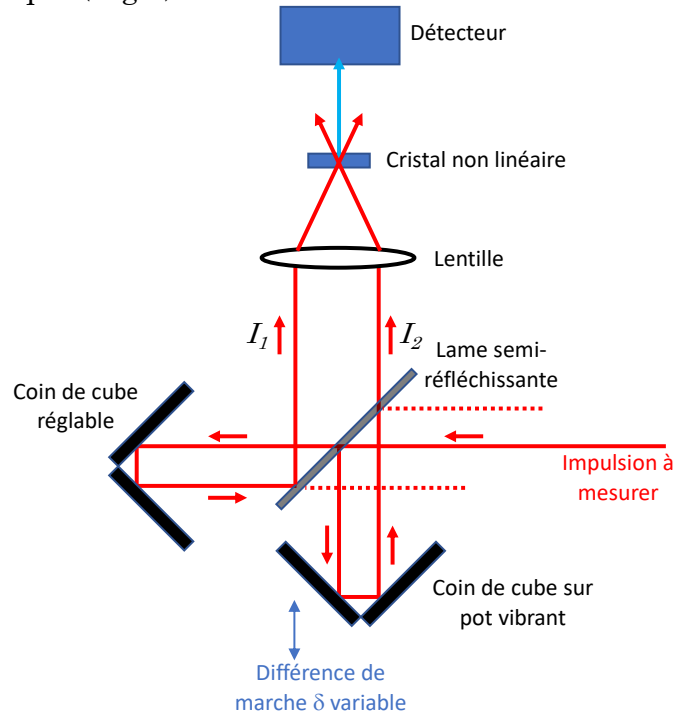


Figure 4 : Schéma de principe d'un autocorrélateur.

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 recombinaés 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 $I_{\text{bleu}}(t)$ est proportionnelle au produit des intensités sur les faisceaux fondamentaux :

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

$I_{\text{bleu}}(t)$ 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.

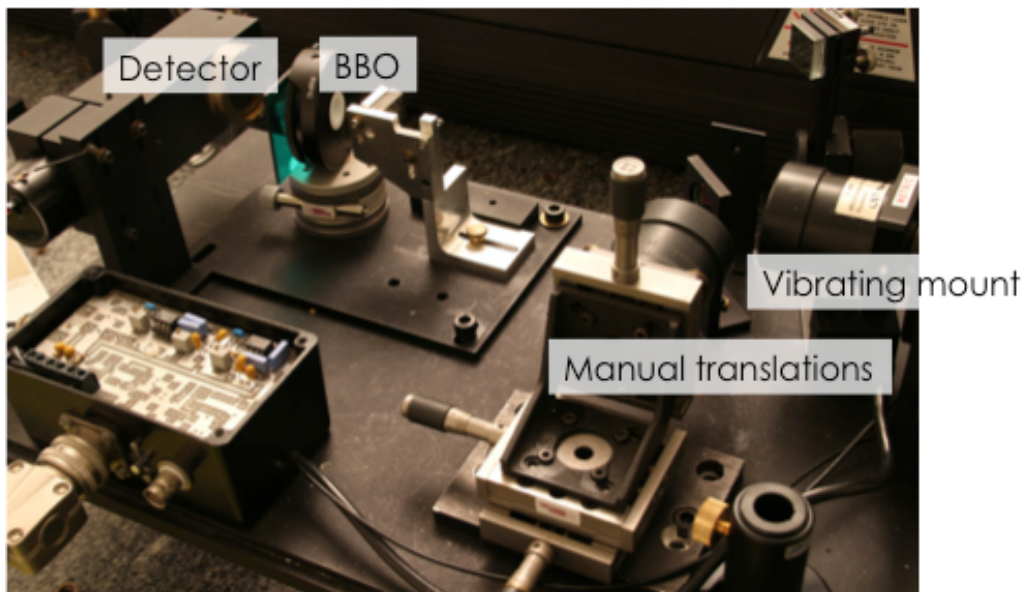


Figure 5 : photo de l'autocorrélateur.

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.

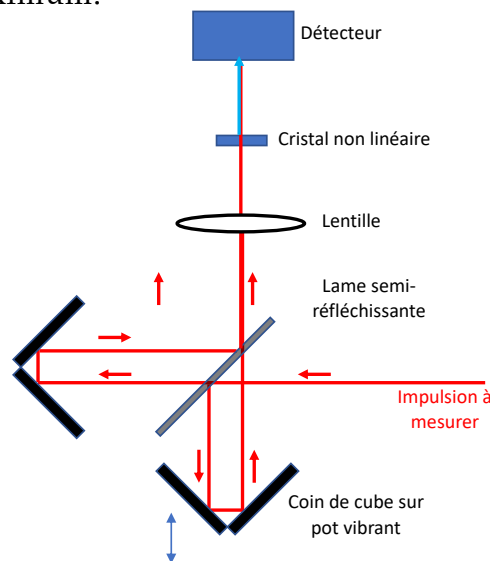


Figure 6 : autocorrélateur réglé en faisceaux colinéaires.

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 :

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

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).

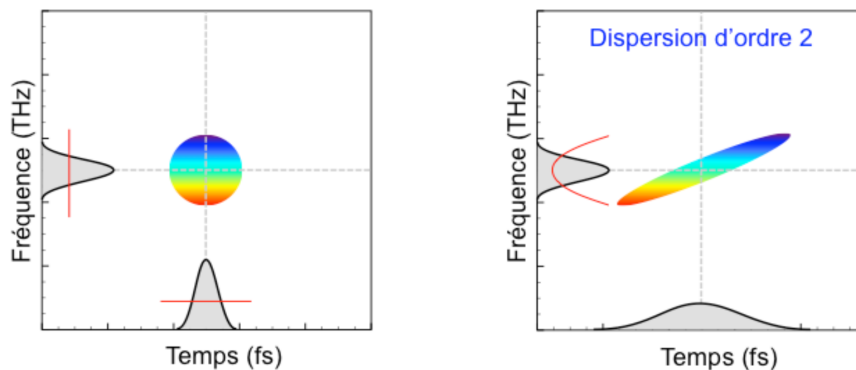


Figure A1.1 : spectrogrammes d'une impulsion idéale (à gauche) et d'une impulsion ayant traversé un milieu avec de la dispersion normale [courtoisie de Franck Morin, promo 2007].

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.

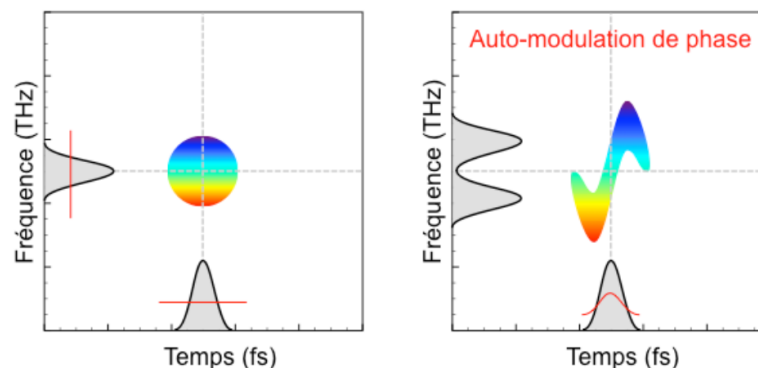


Figure A1.2 : spectrogrammes d'une impulsion idéale (à gauche) et d'une impulsion modifiée par automodulation de phase (à droite) [courtoisie de Franck Morin, promo 2007].

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 la 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

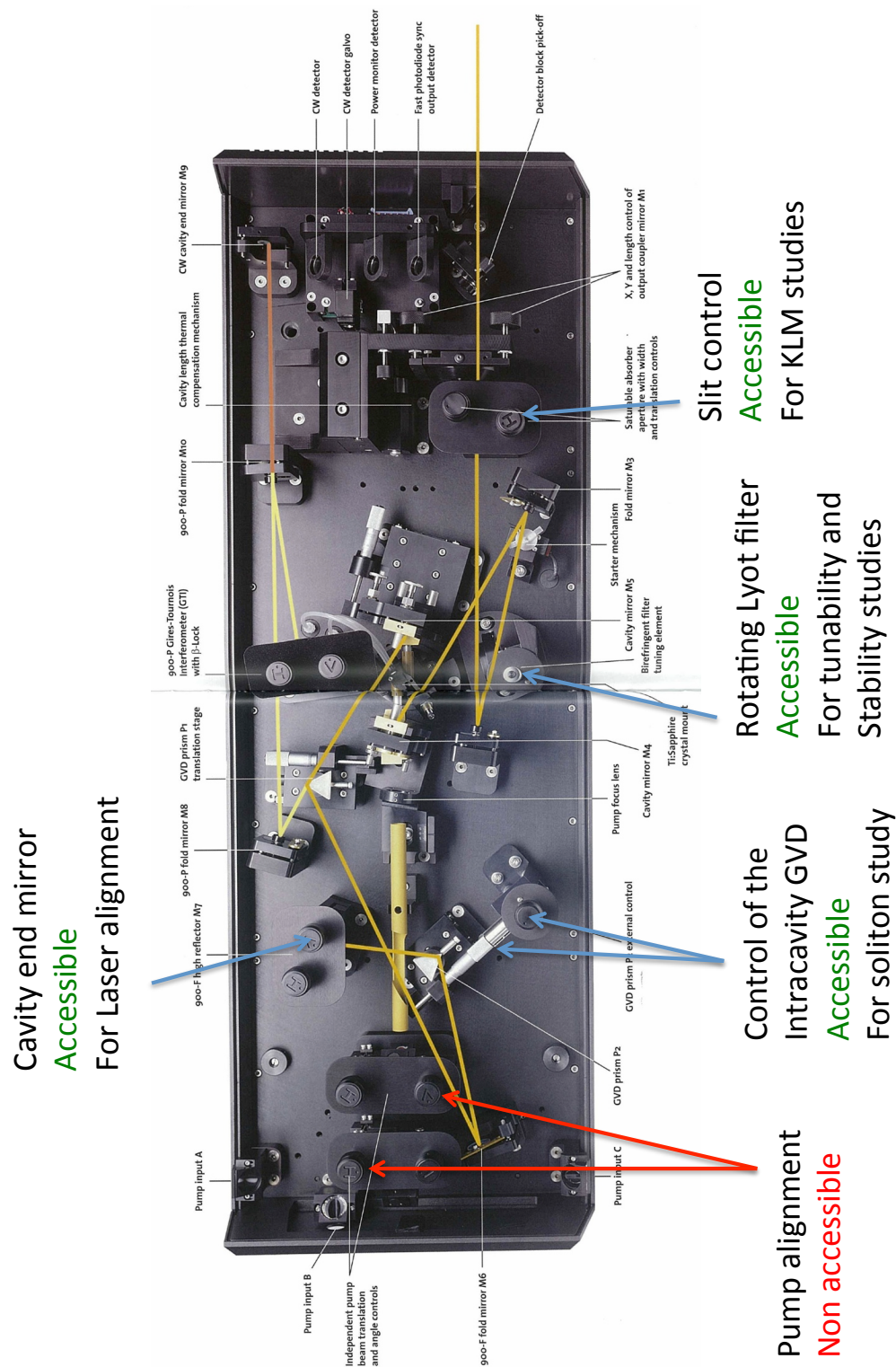


Figure A4.1 : Document constructeur de la cavité Coherent Mira 900

TP Projet : Lasers déclenchés

Introduction

Ce projet se déroule sur l'ensemble des 6 séances de TP (4 séances de manipulation, 1 séance de préparation du forum, 1 séance forum).

Son but est de réaliser un système contenant deux lasers nanoseconde Nd:YLF ($\text{Nd}^{3+}:\text{YLiF}_4$) émettant à des longueurs d'ondes différentes (1047 nm et 1314 nm) en régime de déclenché (Q-switch). Ces deux lasers seront synchronisés et convertis dans le visible dans un cristal non linéaire de LBO (LiB_3O_5) pour émettre des impulsions de couleur orange par somme de fréquences. Il s'agit d'une technique utilisée pour générer des étoiles artificielles servant à calibrer les grands télescopes ([1, 2]). Le système est construit à partir de composants recyclés venant de deux lasers industriels pompés par diode laser (lasers Jade 2 de Thales, voir documentation en annexe).

Le cristal de Nd:YLF est un milieu laser très utilisé pour des lasers vers 1 μm . C'est un cristal biréfringent uniaxe (axe optique appelé c). Un schéma simplifié de ses niveaux d'énergie est donné sur la figure 1 (haut). Le Nd:YLF a une bande d'absorption vers 800 nm qui permet un pompage optique par des diodes laser de puissance. Le niveau $^4\text{F}_{3/2}$ est le niveau excité de durée de vie la plus longue (480 μs). On l'appelle aussi le niveau émetteur, point de départ des transitions laser. Le Nd:YLF a plusieurs raies d'émission. Dans le TP, les lasers émettent à 1047 nm et à 1314 nm, ce qui correspond aux sections efficaces les plus importantes sur les transitions $^4\text{F}_{3/2}-^4\text{I}_{11/2}$ et $^4\text{F}_{3/2}-^4\text{I}_{13/2}$ (Fig.1 bas).

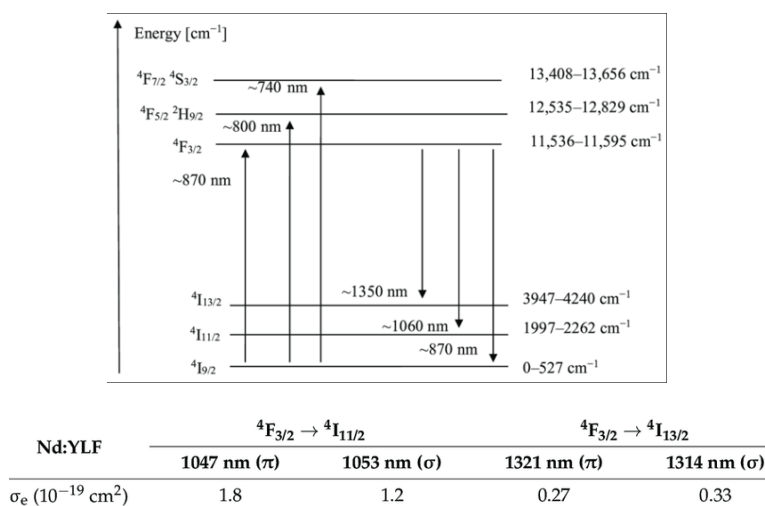


Fig.1 : haut : niveaux d'énergie simplifiés de l'ion néodyme 3+ dans la matrice de YLF d'après [3].

Bas : sections efficaces d'émission du Nd:YLF pour les longueurs d'onde d'intérêt d'après [4]. La polarisation π est parallèle à l'axe c du Nd:YLF. La polarisation σ est perpendiculaire à l'axe c.

La figure 2 donne l'implémentation générale du système laser. Les deux lasers à construire ont la même architecture et sont basés sur la même technologie de pompage transverse par diode laser. Ils sont constitués d'un ensemble appelé "tête de pompage" qui comprend les diodes laser de pompage à 800 nm et le cristal de Nd:YLF. Les cavités laser sont composées de deux miroirs : un miroir concave très réfléchissant et un miroir plan de sortie dont la transmission dépend des longueurs d'onde utilisées. Un modulateur acousto-optique (MAO) est inséré dans la cavité pour moduler ses pertes et assurer le régime déclenché. Le laser 1 émet à 1047 nm, le laser 2 émet à 1314 nm. Les différences entre les deux lasers concernent la puissance des têtes de pompage : la tête de pompage 1 contient un seul ensemble de diodes lasers pour une puissance de pompe maximale de 250 W à 800 nm. La tête de pompage 2 contient 3 ensembles de diodes

laser pour une puissance de pompe maximale de 750 W à 800 nm. Les traitements des miroirs des cavités lasers sont également différents : les miroirs du laser 1 sont réfléchissants à 1047 nm et transparents à 1314 nm et inversement pour les miroirs du laser 2. Plusieurs miroirs de sortie sont disponibles pour le laser 1, avec des transmissions différentes. Le miroir de sortie du laser 2 a une transmission de 2 % à 1314 nm. Le faisceau du laser 1 est conduit dans le laser 2 via un système de relais optique composé de deux lentilles L_1 et L_2 de focale 500 mm. A la sortie du laser 2, les deux faisceaux à 1047 nm et 1314 nm sont colinéaires et confondus et sont dirigés vers le cristal non linéaire de LBO.

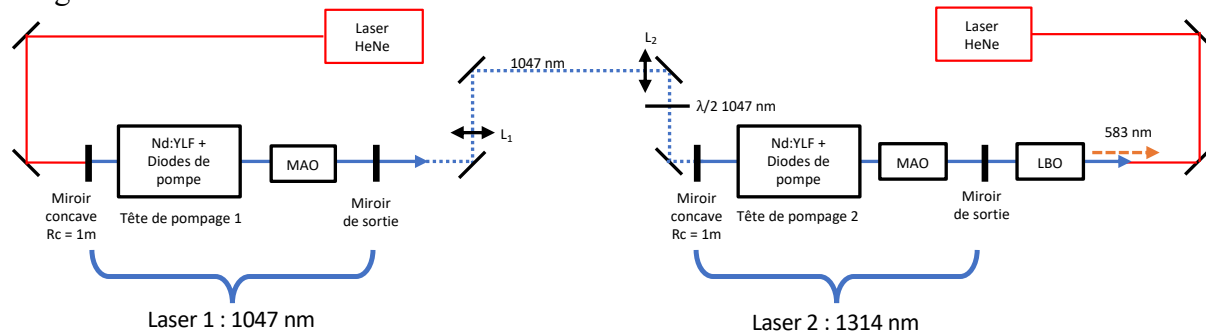


Fig.2 : Implantation générale.

Le planning indicatif des 4 séances de manipulation est le suivant :

S1 : "Reverse engineering", prise en main de la tête de pompe, alignement laser et premier effet laser

S2 : Caractérisation du laser en régime relaxé, prise en main du modulateur acousto-optique et premier effet laser en régime déclenché

S3 : Étude du laser déclenché, conversion de fréquence dans le rouge et dans le vert et préparation du transport de faisceau entre les deux lasers.

S4 : Fonctionnement des deux lasers ensemble : synchronisation des systèmes de pompe, alignement, étude du gain à 1047 nm, synchronisation des impulsions nanoseconde, obtention des impulsions orange.

Comptes-rendus : les comptes-rendus sont à faire à la fin de chaque séance et à rendre avant la séance suivante. Ils ont pour but de résumer les actions de la séance et de mettre au propre les résultats obtenus.

Sécurité laser : les lasers de ce TP sont des lasers de classe 4 (risque de brûlure des yeux même en lumière diffuse et risques d'incendie). Les lasers émettent à 3 longueurs d'onde différentes : 800 nm (longueur d'onde de pompe des diodes laser), 1047 nm et 1314 nm. L'émission à 800 nm est confinée dans les têtes de pompe, elle ne présente pas de danger particulier. En revanche, les émissions à 1047 nm et 1314 nm sont dangereuses. Les lunettes protègent de ces deux longueurs d'onde.

Voici les précautions à prendre :

- Portez les lunettes de protection dès que les lasers sont susceptibles d'être mis en route,
- Ne mettez pas les yeux au niveau des faisceaux,
- Quand vous prenez des notes, tournez le dos au laser,
- Retirez tout objet réfléchissant,
- Toutes les montures doivent être fixées,
- Le faisceau laser doit toujours arriver dans un système absorbeur en fin d'expérience : soit un mesureur de puissance, soit un bloqueur de faisceau.

La suite du texte décrit les grandes parties du TP : reverse engineering, fonctionnement en régime relaxé, fonctionnement en régime déclenché, combinaison des deux lasers.

I. Découverte du Laser - Reverse Engineering

Les composants optiques utilisés dans ce TP proviennent d'un laser commercial : le laser Jade 2 de Thales émettant à 527 nm dont la plaquette de présentation est donnée en annexe. L'objectif de cette partie est d'observer le laser dans une démarche de rétro-ingénierie afin de comprendre les fonctions de ses composants principaux et son fonctionnement général.

I.1 Observations générales

Soulever le boîtier rouge du laser afin de visualiser ses composants.

- Repérer l'entrée et la sortie du système.
- Observer les différents éléments et les repérer par rapport au schéma ci-dessous :

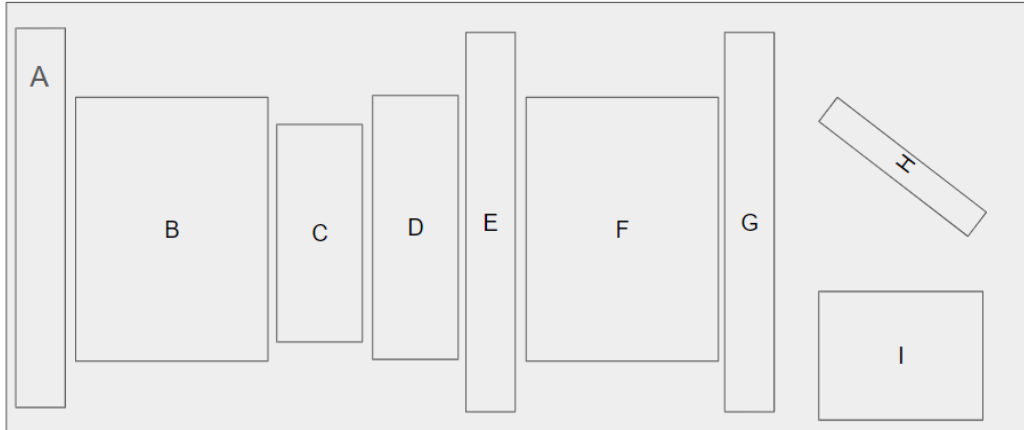


Fig.3 : Structure du laser Jade 2. Les composants A, B, C, D, E, F, G, H, I sont à identifier.

Les éléments à repérer sont la tête laser, 3 miroirs principaux, un bloc contrôleur de polarisation, un piège à lumière, un modulateur acousto optique, un miroir shutter mécanique et un four contenant un cristal doubleur de fréquence.

- Présenter à l'encadrant.e vos hypothèses sur la position et le rôle de ces différents éléments sur lesquels vous reviendrez plus en détail dans la suite.
- Selon vous, quel pourrait être l'usage des tuyaux rouges et noirs ?

I.2 Observations détaillées

a) Four + cristal doubleur de fréquence :

- D'après les informations données dans l'énoncé, à quelles longueurs d'ondes se propage le faisceau respectivement avant et après passage dans le cristal doubleur de fréquence ?
- Comment expliquer que le cristal soit placé dans un four alors que le reste du système est refroidi ?

b) Tête laser :

- Observer la tête laser et repérer les diodes de pompage
- Quel est le type de pompage: transverse ou longitudinal ?

c) Contrôleur de polarisation :

La polarisation en sortie de la tête laser doit être connue et adaptée avant de rentrer dans le cristal doubleur de fréquence. Pour ce faire, le laser contient un contrôleur de polarisation constitué d'une lame demi-onde suivie d'un polariseur.

- *Expliquer le rôle de chacun de ces composants dans le contrôle de la polarisation.*

d) Miroirs :

- *A l'aide de vos conclusions précédentes, expliquer la fonction de chacun des trois miroirs dans le montage global.*

e) Modulateur acousto-optique :

Le modulateur acousto-optique permet de moduler le faisceau lumineux. Après passage dans un réseau mince d'indice créé par une onde acoustique, le faisceau est diffracté, répartissant ainsi la puissance d'entrée sur les différents ordres de diffraction. La puissance de l'ordre 0 (non dévié) est ainsi très inférieure à la puissance initiale du faisceau, rendant impossible l'effet laser.

- *A partir de cette courte explication, faire le lien avec le régime déclenché des laser que vous étudierez dans la suite du TP.*

f) Piège à lumière :

En sortie du laser, le miroir shutter mécanique permet de dévier le faisceau vers un piège à lumière.

- *A votre avis, quel est l'intérêt d'un piège à lumière dans le cas du laser Jade 2 ?*

3) Synthèse :

Reprendre le schéma proposé en figure 3, et y faire figurer les noms des composants.

Tracer en deux couleurs le trajet du faisceau lumineux selon sa longueur d'onde.

Résumer en quelques mots les fonctions de chacun des éléments.

II. Etude des lasers en régime relaxé

Dans le cas du laser Jade 2, le pompage était réalisé en régime continu. Les puissances de pompe mises en jeu (750 W) nécessitaient un refroidissement important et présentaient un risque élevé au niveau de la sécurité laser. Pour cette raison, nous faisons le choix de faire fonctionner les têtes de pompage en régime quasi-continu avec un faible rapport cyclique : fréquence 10 Hz, durée de pompage 10 ms. Ainsi, la puissance moyenne de pompage est divisée par 10.

Le terme de régime "relaxé" est associé au fait que le pompage quasi-continu induit un régime transitoire. Le régime relaxé indique que durant le pompage, on laisse le laser "relaxer" vers son régime stationnaire sans action particulière au niveau de la cavité (comme ce sera le cas pour le régime déclenché).

L'objectif de cette partie est de prendre en main la tête de pompage et de réaliser un premier effet laser.

II.1 Prise en main de la tête de pompage

L'émission des diodes laser de la tête de pompage est contrôlée par un boîtier de commande piloté en tension par un générateur de fonctions (appelé générateur 1). Le seuil des diodes laser est atteint pour une tension envoyée de l'ordre de 8 V. La puissance maximale des diodes laser est obtenue pour une tension de 10 V. Le boîtier de commande n'est pas sensible aux tensions négatives.

Mettre en route la tête de pompage et observer le signal en sortie de la tête avec une photodiode. A l'aide d'un mesureur de puissance comparer la puissance de la lumière sortant des deux têtes de pompage. Le ratio entre les deux puissances doit être proportionnel au ratio du nombre d'ensembles de diodes laser présents sur chaque tête.

II.2 Procédure d'alignement

Sur le banc, la tête de pompage est fixe. Les miroirs de la cavité sont à placer de part et d'autre de la tête et doivent être alignés. Afin de faciliter l'alignement, nous utilisons un laser Hélium Néon. Les deux miroirs de repli en sortie du laser d'alignement permettent d'orienter le faisceau et de matérialiser l'axe optique de la cavité.

Dans un premier temps, il faut orienter le faisceau de sorte qu'il rentre et ressorte de la tête laser. Il est important que le faisceau soit colinéaire au cristal de Nd:YLF situé au centre de la tête laser. La tache en sortie de la tête laser doit être circulaire et ne doit pas présenter de traces de diffraction.

Puisque le faisceau est maintenant bien aligné avec le cristal/milieu à gain, nous allons pouvoir l'utiliser comme référence afin d'aligner les miroirs de la cavité par autocollimation. Commencer par placer le miroir de sortie et vérifier que la réflexion retransverse bien la tête laser et superposer la tache au laser incident. Ajouter ensuite le second miroir de la cavité et l'aligner de même par autocollimation.

II.3 Effet laser en régime relaxé

Avant de tenter de faire fonctionner le laser, placer le puissance mètre en sortie afin de collecter le rayonnement et d'en mesurer la puissance.

Placer une photodiode à proximité du mesureur de puissance (ou à proximité du laser) pour collecter du signal laser par diffusion.

L'effet laser apparaît lorsque les miroirs de la cavité sont bien alignés. L'effet laser peut se détecter par une carte infrarouge, par une mesure de puissance et par l'observation du signal sur la photodiode.

Optimiser la puissance de sortie du laser à pleine puissance de pompage (tension de commande 10 V).

- Quelle est la puissance moyenne en sortie du laser ?
- Visualisez une impulsion laser à l'oscilloscope et prenez une photo. Précisez les paramètres de pompage choisis.
- Quel est le temps de création de l'impulsion (défini comme la durée entre le démarrage du pompage et le démarrage du laser)?
- Affiner si possible l'alignement de la cavité afin de maximiser l'impulsion laser et de réduire le temps de création.
- Commenter l'évolution du temps de création lorsqu'on diminue la puissance de pompe.
- Tracer l'évolution de l'énergie en sortie du laser en fonction de l'énergie de pompage.
- A pleine puissance de pompe, donnez une estimation de la puissance crête.
- Comparer les performances des deux lasers à 1047 nm et à 1314 nm.

III. Etude des lasers en régime déclenché

Le régime de déclenchement par les pertes est obtenu par un modulateur acousto-optique inséré dans la cavité et synchronisé sur le créneau de pompage.

II.1 Modulateur acousto-optique

Le modulateur acousto-optique est alimenté par un signal radio-fréquence à 24 MHz généré par une alimentation spécifique. En l'absence de synchronisation de cette alimentation, ce signal est envoyé sans interruption au modulateur.

Placer le modulateur sur le trajet du faisceau d'alignement (HeNe 633 nm). Vérifier son autocollimation et observer le faisceau d'alignement en sortie du modulateur lorsque l'alimentation est, soit allumée, soit éteinte (avec un écran placé à environ 1m du modulateur).

L'alimentation peut recevoir un signal de commande (sous la forme d'un créneau de tension 0-5V) qui empêche le modulateur de fonctionner pendant toute la durée du créneau de tension.

On propose de vérifier ce fonctionnement en utilisant une photodiode placée sur la partie diffractée du faisceau laser (à 1047 nm ou à 1314 nm). Le signal de commande du modulateur doit être synchronisé sur le signal de commande des diodes de pompage venant du générateur 1.

Pour cela, il faut un deuxième générateur de signal (générateur 2) déclenché par le générateur 1. Brancher le "trigger output" du générateur 1 sur l'entrée trigger en face arrière du générateur 2.

Sur le générateur 2, activer le mode "external trigger". Activer le mode "burst" avec $N=1$, ce qui permet de générer un seul créneau signal à chaque "top" de synchronisation du générateur 1 et choisir le mode "pulse". Vérifier que la tension de sortie est de 5 V et que la fréquence de répétition du générateur 2 est de 10 Hz.

Une fois ces pré-réglages effectués, vous pouvez visualiser l'impulsion de commande du générateur 2 en même temps que le signal laser. Vous pouvez changer le retard et la largeur de cette impulsion de commande.

Observez l'effet sur le signal laser.

Il faut ensuite placer le modulateur dans la cavité laser et vérifier que celle-ci est alignée avec ce nouveau composant. Pour cela, régler le modulateur en autocollimation dans la cavité laser et vérifier l'autocollimation des miroirs de la cavité.

Modulateur éteint, observer l'effet laser et optimiser la puissance de sortie (à puissance de pompe maximale).

Comparer les caractéristiques du laser (puissance de pompe pour atteindre le seuil d'oscillation, puissance moyenne, énergie et temps de création à puissance de pompe maximale) avec et sans le modulateur. Faites cette comparaison sur les deux lasers.

Quelles différences observez-vous entre les deux lasers ?

Mettez en route le modulateur (sans signal de commande du générateur 2) : est-ce que les lasers fonctionnent encore ? pourquoi ?

Mettez en route le modulateur avec le signal de commande du générateur 2 et observez le régime temporel du laser.

Optimiser la durée et le retard du signal de commande du générateur 2 au modulateur afin d'avoir une seule impulsion de régime déclenché la plus intense possible. Expliquer votre démarche.

Mesurer l'énergie de l'impulsion en sortie et sa durée (à mi-hauteur). En déduire sa puissance crête et la comparer à la puissance crête obtenue en régime relaxé.

Quelle différence entre les deux lasers ?

On propose ensuite d'étudier l'action de différents paramètres sur l'allure de l'impulsion en régime déclenché.

Les paramètres sont les suivants : l'inversion de population juste avant le déclenchement du modulateur, la longueur de la cavité et la transmission du miroir de sortie pour le laser à 1047 nm.

Expliquer comment vous faites varier ces paramètres et prenez des photos des impulsions dans les différents cas pour montrer les évolutions. Les points à observer sont :

- le temps de création de l'impulsion laser (qui est ici défini comme le temps entre le top du créneau de commande du générateur 2 et le maximum de l'impulsion laser),
- le front de montée de l'impulsion laser,
- le front de descente de l'impulsion laser.

III.2. Doublement de fréquence

Pour doubler en fréquence le laser à 1047 nm, on utilise un cristal de KDP. Pour le laser à 1314 nm, on utilise un cristal de LBO réglable en température. Pour un accord de phase non critique en angle à 1314 nm, la température est de l'ordre de $T=42^{\circ}\text{C}$.

Ajuster l'orientation des cristaux pour observer les signaux dans le visible : signaux observables à l'œil par diffusion sur la surface du bloqueur de faisceau en sortie d'expérience.

Attention, vos lunettes ne vous protègent pas des faisceaux laser visibles.

Observer la différence d'intensité lumineuse lorsque le modulateur acousto-optique est allumé (régime déclenché optimisé grâce à la partie précédente) et lorsqu'il est éteint (régime relaxé).

IV. Connection entre les deux lasers

Le but de cette partie est de générer deux faisceaux superposés, de taille équivalente avec des impulsions synchrones en régime déclenché. La superposition des faisceaux est faite sur le banc du laser 2 à 1314 nm (voir Fig.2).

Il faut pour cela s'intéresser au transport du faisceau à 1047 nm et à la synchronisation des deux impulsions laser par voie électronique.

On va ensuite tirer parti de ces deux lasers connectés pour utiliser la tête de pompage 2 soit comme amplificateur à 1047 nm, soit comme oscillateur à 1314 nm (pour faire une somme de fréquence dans l'orange).

IV.1. Transport du faisceau à 1047 nm

Le but est de faire passer le faisceau à 1047 nm à l'intérieur de la cavité laser à 1314 nm en utilisant le fait que les miroirs du laser à 1314 nm sont très transparents à 1047 nm (pour empêcher l'effet laser à cette longueur d'onde). Il faut réaliser cette opération en garantissant que le faisceau laser à 1047 nm a la bonne taille.

A l'aide d'un logiciel de propagation de faisceaux gaussiens (Rezonator), donner la taille des faisceaux au cours de la propagation dans les différents endroits du montage.

IV.2. Synchronisation des deux lasers

Proposer une méthode pour synchroniser les deux lasers et pour ajuster finement le retard entre les deux impulsions générées.

Mettre en place le montage et montrer grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope comment vous pouvez ajuster ce retard "à volonté".

IV.3. Tête de pompage 2 comme amplificateur laser

Pour cette expérience, le modulateur 2 est éteint.

Mesurer la puissance du laser à 1047 nm avant et après le passage dans la tête de pompage 2.

En faisant le rapport avant/après le passage dans la tête de pompage 2, donner une évaluation du gain à 1047 nm.

Remarque : les têtes de pompage ne sont pas forcément orientées de la même façon : vous pouvez utiliser une lame demi-onde pour ajuster la polarisation incidente.

IV.4. Somme de fréquence

Après avoir synchronisé les deux impulsions laser et optimisé leur énergie en sortie, placer le cristal de LBO sur le trajet des deux faisceaux (avec la lentille de focalisation L_3).

Le LBO possède un accord de phase non critique en angle pour la conversion 1047 nm+1314 nm en type I pour une température de 50°C.

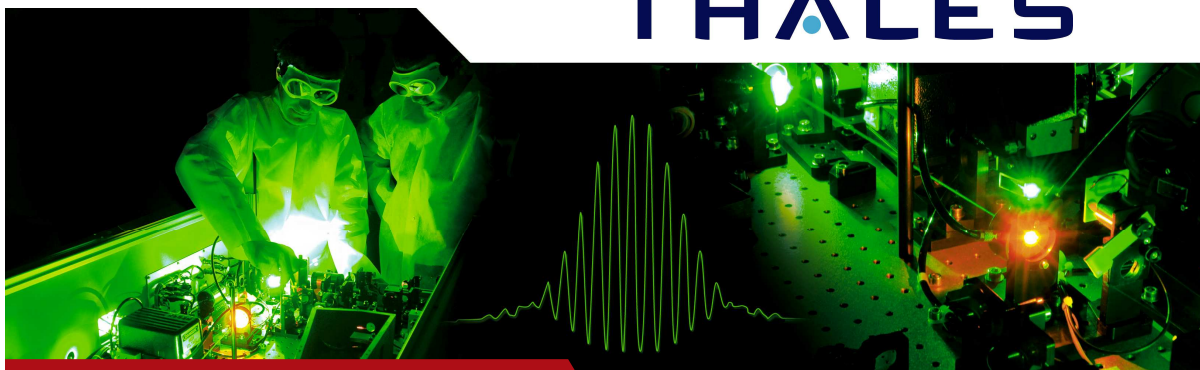
A l'aide de la lame demi-onde à 1047 nm, orienter la polarisation de façon adéquate. Indiquer votre démarche compte tenu des directions de polarisation des deux lasers.

Observer le signal de couleur orange par diffusion sur le mesureur de puissance. Optimisez ce signal en fonction des différents paramètres.

Références

- [1] Huo, Xiaowei, et al. "Research development of 589 nm laser for sodium laser guide stars." *Optics and lasers in engineering* 134 (2020): 106207.
- [2] Lu, Yanhua, et al. "208 W all-solid-state sodium guide star laser operated at modulated-longitudinal mode." *Optics Express* 27.15 (2019): 20282-20289.
- [3] Turri, Giorgio, et al. "Temperature-dependent stimulated emission cross-section in Nd³⁺: YLF crystal." *Materials* 14.2 (2021): 431.
- [4] Prado, Felipe Maia, Tomás Junqueira Franco, and Niklaus Ursus Wetter. "Efficient Trichromatic Nd: YLF Laser Emitting at 1047 nm, 1053 nm and 1314 nm." *Photonics*. Vol. 10. No. 10. MDPI, 2023.

THALES



Jade 2

Diode-Pumped Compact Series

FEATURES

- 500 Hz to 3 kHz operation
- Up to 36 W at 527 nm
- Outstanding stability and focusability with $M^2 \sim 18$
- Computer control

APPLICATIONS

- Femtosecond amplifier pumping
- Material processing
- Instrumentation
- Scientific



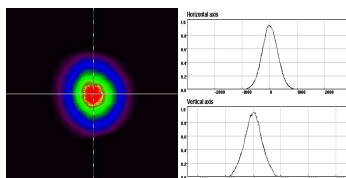
High energy, diode-pumped Nd:YLF laser

The Jade 2 is the latest generation of Nd:YLF laser providing more than 36 W at 527 nm.

It emits a low multi-mode beam ($M^2 \sim 18$) with circular, uniform and smooth quasi Gaussian intensity distribution which makes Jade 2 ideal for maximum efficiency in Ti:Sa amplifier pumping.

The Jade 2 is based on THALES latest developments in diode pumping heads renowned for their outstanding power stability. It features a patented pumping chamber ensuring an unprecedented short and long term power stability with consistent spatial beam performances regardless of pump power. The in-line short cavity design induces laser compactness and easiness of alignment and maintenance.

With diode-laser lifetimes of thousands of hours, Jade 2 stands out as the cost-effective leader in high repetition rate Nd:YLF lasers.



Typical Jade 2 beam profile
at 527 nm

www.thales-laser.com

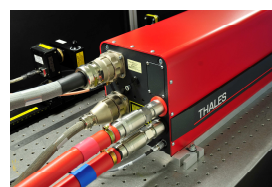
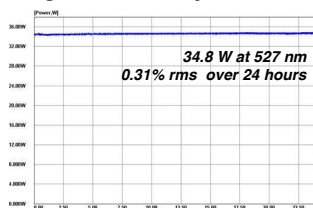
Jade 2 **Diode-Pumped Compact Series**

Output specifications (at nominal power)

Wavelength (nm)	527	527	527
Repetition rate ⁽¹⁾	0.5 kHz	1 kHz	3 kHz
Energy per pulse	> 25 mJ	> 25 mJ	> 12 mJ
Average power ⁽²⁾ (W)	> 12.5	> 25	> 36
Typical pulse width (ns)	< 160	< 160	< 250
Pulse to pulse energy stability (% rms)	< 0.8	< 0.8	< 0.8
Typical M ²	18 +/- 2	18 +/- 2	18 +/- 2
Beam pointing stability (μrad)	+/- 30	+/- 30	+/- 30
Typical Beam size (mm) at waist position	~ 3	~ 3	~ 3
Beam profile	Multi-mode quasi Gaussian	Multi-mode quasi Gaussian	Multi-mode quasi Gaussian
Polarization	Horizontal	Horizontal	Horizontal

⁽¹⁾ Factory preset at one repetition rate ⁽²⁾ Other average power available on request

Long term stability measurement (typical)



Industrial interface
for easy and reliable
operation

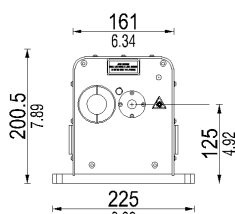
Utilities and environment requirements

Power	Voltage	208 VAC	230 VAC
	Current	16 A (2 plugs) Single phase	16 A (2 plugs) Single phase
	Frequency	60 Hz	50 Hz
Water*	Flow	> 2.7 gal/mn	> 10 L/min
	Static pressure	43.5-72 psi	3-5 bars
	Temperature	15-17°C with a maximum variation of +/- 0.3°C on 30 minutes	
Software	Windows 98, 2000, NT, XP		

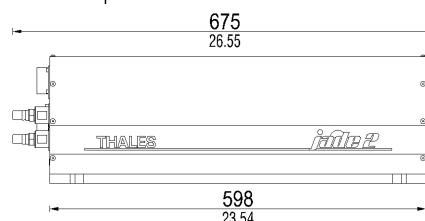
Physical characteristics (Size: H x W x L)

Power supply	25.6 x 23.6 x 32.7 in	65 x 60 x 83 cm
Cooling unit	14.6 x 17.4 x 28.4 in	37 x 44 x 72 cm

* Water to Air cooling unit is available on request



Dimensions are given in mm (in)



Europe
Thales Optronique S.A.
2, avenue Gay-Lussac – CS 90502
78995 Élanecourt Cedex – FRANCE
Tél. : + 33 (0)1 30 96 89 45
Fax : +33 (0)1 30 96 89 59
Email: laser@thalesoptronique.com

Japan
Thales Laser Japan
K1 BLDG, 4F, 1-6-6
Haneda Airport, OTA-KU,
TOKYO 144-0041 - JAPAN
Tel.: +81 (0)3 57 85 17 73
Fax: +81 (0)3 57 85 17 73

North America
Thales Components Corporation Inc.
40G Commerce Way,
PO Box 540
Totowa, New Jersey 07511-0540 USA
Tel.: + 1 (973) 812-9000
Fax: + 1 (973) 812-9050

Annexe Accord de phase non critique dans le LBO

extrait de https://www.rp-photonics.com/noncritical_phase_matching.html

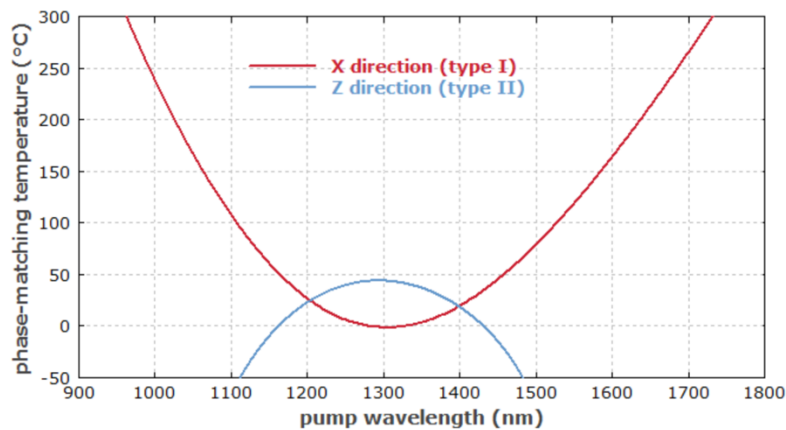


Figure 1: Phase-matching temperature versus pump wavelength for noncritically phase-matched second-harmonic generation (frequency doubling) in LBO.

D'après [2], la somme de fréquence est très proche du doublement de fréquence à 1314 nm.

The sum-frequency generation (SFG) unit was accomplished with the single-pass frequency mixing of the 1064 nm and 1319 nm beams through the LBO crystal. The $3 \times 12 \times 50 \text{ mm}^3$ LBO SFG crystal was AR coated for 1064 nm, 1319 nm and 589 nm. Its temperature was controlled within $\pm 0.01^\circ\text{C}$ by an oven working at 40.30°C to enable noncritical phase-matched operation. The SFG average-power was measured while the total power of the fundamental beams incident to the LBO crystal varies from 25 W to 210 W as shown in Fig.