

EXERCICES

- Générer des faisceaux laser doublés en fréquence en insérant un cristal de KTP dans la cavité de résonance.
- Mesurer la puissance de sortie du faisceau doublé en fréquence en fonction de l'intensité de l'onde fondamentale.
- Étudier la corrélation existant entre l'orientation du cristal et sa température.

OBJECTIF

Doublage de fréquence dans la cavité de résonance interne d'un laser Nd:YAG

RESUME

Lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques puissants, certains matériaux modifient leurs propriétés optiques. Avec ces matériaux, on peut par exemple doubler la fréquence d'une lumière laser de forte intensité. Dans l'expérience, un cristal KTP est utilisé pour générer un faisceau vert d'une longueur d'onde de 532 nm à partir du faisceau infrarouge de 1064 nm d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence. Le cristal s'avère être un matériau adéquat pour plusieurs raisons, puisqu'il a un comportement optique fortement non linéaire et qu'il n'absorbe que très peu les radiations émises à la fréquence initiale et à la fréquence doublée.

DISPOSITIFS NECESSAIRES

Nombre	Appareil	Référence
1	Pilote de diode laser et double contrôleur de température Dsc01-2,5	1008632
1	Banc optique KL	1008642
1	Laser à diode 1000 mW	1009497
1	Cristal Nd:YAG	1008635
1	Module de doublage de fréquence	1008636
1	Laser-miroir II	1008639
1	Diode photoélectrique PIN	1008640
1	Filtre BG40	1017874
1	Diode laser d'ajustage	1008634
1	Coffret de transport KL	1008651
1	Lunettes de protection pour laser Nd:YAG	1002866
1	Multimètre numérique P3340	1002785
1	Cordon HF, BNC / douille 4 mm	1002748
1	Carte de détecteur infrarouge	1017879

AVERTISSEMENT

L'expérience est réalisée avec une installation laser de classe IV qui émet des ondes infrarouges, c.-à-d. dans le spectre invisible à l'œil nu. Par conséquent, le port de lunettes de protection est obligatoire. Même avec des lunettes, il est impératif de ne jamais regarder le faisceau directement ni de mettre ses yeux au niveau de celui-ci.

3

GENERALITES

Lorsqu'ils sont soumis à des champs électromagnétiques puissants, certains matériaux modifient leurs propriétés optiques. Avec ces matériaux, on peut par exemple doubler la fréquence d'une lumière laser de forte intensité. Pour décrire ces phénomènes, on observe la polarisation du matériau qui n'évolue pas de façon linéaire avec l'intensité du champ électrique :

Si le matériau n'est pas magnétique, l'équation de l'onde pour l'intensité du champ électrique E s'écrit :

$$(1) \quad \Delta E(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot c^2} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}$$

\tilde{P} : polarisation du matériau
 ϵ_0 : constante du champ électrique
 c : vitesse de la lumière

Entre la polarisation et l'intensité du champ, on a le rapport non linéaire suivant :

$$(2) \quad \tilde{P}(t) = \epsilon_0 \cdot (\chi_1 \cdot E(t) + \chi_2 \cdot E(t)^2)$$

χ_1, χ_2 : susceptibilités de premier et de second ordre

Par conséquent, un champ électrique oscillant de fréquence f

$$(3) \quad E(t) = E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

génère une polarisation qui comporte deux contributions. La contribution

$$(4) \quad \tilde{P}_1(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_1 \cdot E_0 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot f \cdot t)$$

oscille à la fréquence simple f et décrit le changement de la vitesse de la lumière dans le matériau. La contribution

$$(5) \quad \tilde{P}_2(t) = \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \exp(i \cdot 2\pi \cdot 2f \cdot t)$$

vibre à la fréquence doublée $2f$ et compte tenu de (1) agit comme la source d'un nouveau composant du champ électromagnétique.

En regardant à l'échelle des photons, on observe alors comment deux photons de fréquence f sont convertis en un photon de fréquence $2f$ (voir Fig. 1). En raison du maintien des impulsions, le rendement optique est ici particulièrement élevé si le décalage de phase se rapproche de la valeur de zéro.

$$(6) \quad \Delta k \cdot \frac{L}{2} = \left| 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda_1} - \frac{2\pi}{\lambda_{2f}} \right| \cdot \frac{L}{2} = \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot L \cdot |n_1 - n_{2f}|$$

L : longueur de la cavité résonante

λ_1, λ_{2f} : longueurs d'ondes dans le matériau à fréquences simple et doublée

Les indices de réfraction n_1 et n_{2f} du matériau devraient donc concorder le plus possible. Ceci est réalisable avec des matériaux biréfringents à forte anisotropie spatiale et correctement orientés (voir Fig. 2). Par conséquent, le rendement dépend de l'orientation spatiale du matériau doubleur de fréquence.

La densité de puissance P_{2f} du nouveau faisceau dépend quadratiquement de la densité de puissance P_1 du faisceau fondamental. On a l'équation :

$$(7) \quad P_{2f} = P_1^2 \cdot \frac{L^2}{A} \cdot C \cdot F\left(\Delta k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ où } F(x) = \left(\frac{\sin x}{x}\right)^2$$

A : section transversale de la cavité résonante,

C : constante du matériau pour une longueur d'onde donnée

Dans l'expérience, on utilise un cristal KTiOPO_4 ou KTP (potassium, titanyl, phosphate) pour générer un faisceau vert d'une longueur d'onde de 532 nm à partir du faisceau infrarouge de 1064 nm d'un laser Nd:YAG dont la fréquence a été doublée. Le cristal est un matériau adéquat pour plusieurs raisons, puisqu'il a un comportement optique fortement non linéaire et qu'il n'absorbe que très peu les rayons émis à la fréquence initiale et à la fréquence doublée.

EVALUATION

Afin de confirmer la corrélation de la valeur quadratique de la puissance primaire P_1 , on utilise la corrélation de la puissance primaire du courant d'injection I de la diode laser qu'on a déterminée dans l'expérience précédente.

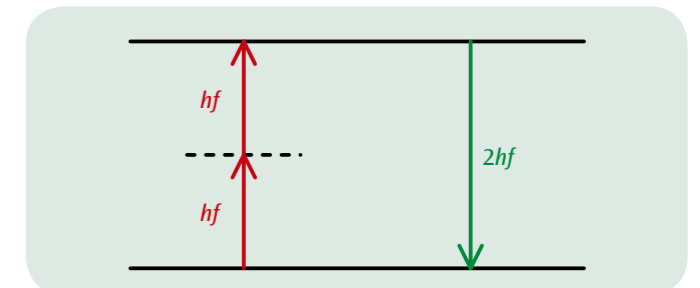


Fig. 1 Représentation schématique du doublage de la fréquence

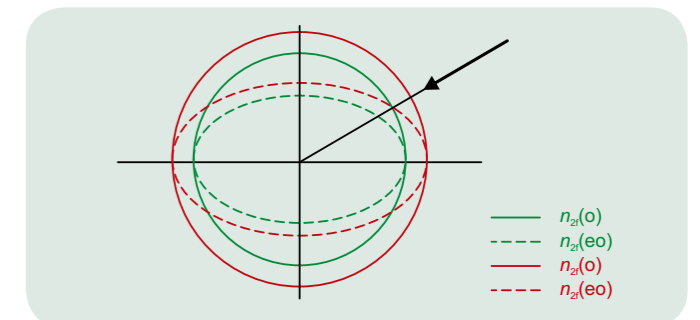


Fig. 2 Vue schématique de la correction de phase au moyen de la double réfraction dans le matériau

$n(o)$: Indice de réfraction du faisceau ordinaire

$n(eo)$: Indice de réfraction du faisceau extraordinaire

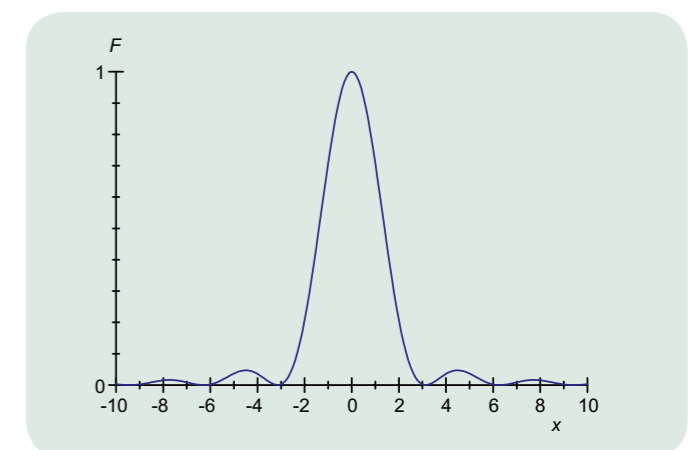


Fig. 3 Caractérisation de la fonction $F(x)$