

# EXPÉRIENCE 11

## OPTIQUE NON-LINÉAIRE

### 11.1- BUTS

Les buts de l'expérience « optique non-linéaire » sont de se familiariser avec le principe des lasers, le doublage de la fréquence et le principe de fluorescence.

### 11.2- INTRODUCTION

#### 11.2.1- Émission stimulée

Aux températures typiques, la majorité des atomes d'un matériel se trouve dans l'état de base. La distribution entre deux états séparés d'une énergie  $\Delta E$  est une distribution Maxwell-Boltzmann,

$$\frac{N_i}{N_j} = \exp(-\Delta E / k_B T) \quad (11.1)$$

avec  $N_{i/j}$  la population dans l'état  $i/j$ ,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. L'atome peut traverser de l'état  $i$  à l'état  $j$  par *absorption* d'un photon de fréquence  $\nu = \Delta E/h$  (Fig. 11-1.a). Le retour à l'état  $i$  peut être accompagné par l'émission d'un photon de même énergie  $\nu = \Delta E/h$  (*émission spontanée*). Si l'atome se trouve dans l'état excité, l'émission du photon peut aussi être « stimulée » par un photon de même énergie. Ce photon peut interagir avec l'atome excité tel qu'un deuxième photon de même fréquence, phase, polarisation et direction soit émis (*émission stimulée*). Dans les conditions typiques, l'émission stimulée survient très rarement parce que le temps de vie de l'état excité est très court ( $10^{-10}$ - $10^{-9}$  s).

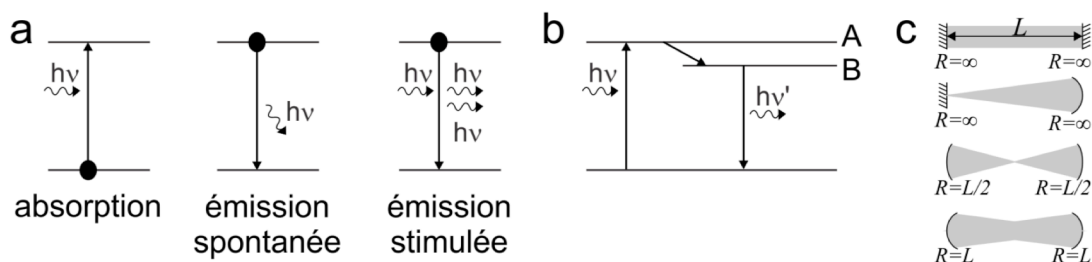


Figure 11-1

Le nombre de transitions dépend des taux de transition, mais il est aussi proportionnel à l'occupation de l'état d'origine. Le taux de transition pour l'état excité est l'inverse du temps de vie et est ainsi une propriété intrinsèque du matériel. Afin de parvenir à une probabilité plus élevée d'émission stimulée, il faut que la majorité des atomes se trouve dans l'état excité (« inversion de population »). On peut optimiser les conditions en utilisant un matériel où le temps de vie d'un état transitoire est plus long (état B en figure 11-1.b). On accumule les atomes dans l'état B par excitation vers l'état A, avec une longueur d'onde plus courte, suivie d'une relaxation vers l'état B. À cause de ce détour, les photons d'excitation (vers A) ne déclencheront pas l'émission stimulée (à partir de B) car leur énergie est trop haute. Enfin, l'accumulation ne se produit que si le taux d'excitation est plus grand que le taux d'émission spontanée.

### 11.2.2- Principe du laser

Un laser (« **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation ») se sert du principe d'inversion de population. Dans ce cas si un photon de la bonne fréquence arrive, il peut déclencher une avalanche de photons. Tous ces photons sont cohérents et parallèles. Si on réussit à maintenir l'inversion de population (c-à-d, si plus d'atomes sont pompés que de photons sont émis), on aura une émission continue. L'amplification est réalisée par une cavité optique dans laquelle la lumière est réfléchi. La cavité est composée de deux miroirs séparés d'une distance  $L$ . Le miroir de sortie est semi-transparent pour la fréquence finale du laser. La cavité est plus efficace si la lumière émise forme des ondes stationnaires (résonateur optique); ce sera le cas si la longueur de la cavité correspond à un multiple d'une demi-longueur d'onde,

$$L = m \cdot \frac{\lambda}{2} = m \cdot \frac{c}{2 \cdot \nu} \quad (11.2)$$

avec  $m$  l'ordre du mode longitudinal et  $c$  la vitesse de la lumière dans la cavité. Il y a plusieurs concepts pour la cavité (Fig. 11-1.c). Le plus simple se compose de deux miroirs plans, mais des miroirs convexes sont généralement plus stables.

Dans l'expérience on va utiliser un cristal de Yttrium-Vanadate dopé avec du Neodymium (Nd:YVO<sub>4</sub>). Ce matériel peut être excité à une longueur d'onde de 808 nm. L'émission principale a lieu à 1064 nm avec les raies additionnelles à 914 nm et 1342 nm. Le temps de vie de l'état excité est de 90  $\mu$ s. Le montage contient une diode laser de 808 nm qui est focalisée avec une lentille à gradient d'indice sur le cristal

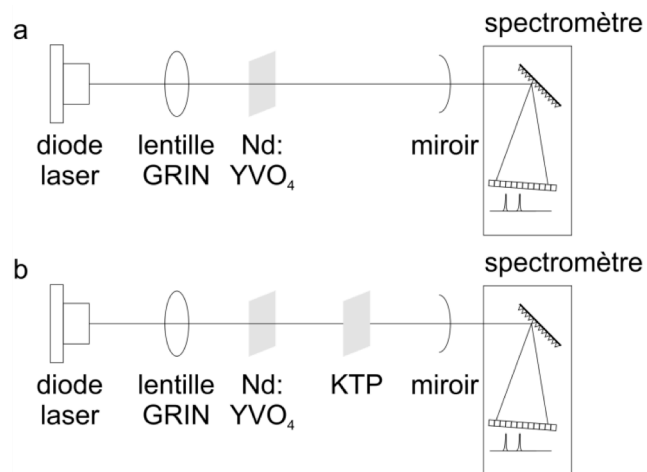


Figure 11-2 : montage

Nd:YVO<sub>4</sub>. La cavité est complétée avec un deuxième miroir. La lumière est analysée avec un spectromètre (Fig. 11-2.a).

### 11.2.3- Génération de seconde harmonique (doublage de la fréquence)

Si la radiation électromagnétique interagit avec un matériel, les électrons les plus externes seront polarisés. Étant donné un champ électrique d'amplitude  $E$ ,

$$E = E_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (11.3)$$

avec  $\omega$  la fréquence angulaire, cette polarisation  $P$  est donnée par,

$$P = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot E_0 \cdot \sin(\omega t) + \epsilon_0 \cdot \chi_2 \cdot E_0^2 \cdot \sin^2(\omega t) + \epsilon_0 \cdot \chi_3 \cdot E_0^3 \cdot \sin^3(\omega t) + \dots \quad (11.4)$$

avec  $\epsilon_0$  la constante diélectrique dans le vide et  $\chi$  la susceptibilité électrique. Typiquement, les perturbations sont assez petites pour qu'on puisse négliger les ordres plus élevés. En conséquence, la polarisation  $P$  est proportionnelle à la force du champ électrique  $E$ ,

$$P = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot E \quad (11.5)$$

Si  $E$  augmente au-delà de  $10^8$  V/m, par exemple quand on utilise la lumière d'un laser, les termes d'ordre plus haut en  $P$  ne sont plus négligeables. On peut alors écrire,

$$P = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot E_0 \cdot \sin(\omega t) + \frac{\epsilon_0 \cdot \chi_2}{2} \cdot E_0^2 \cdot (1 - \cos(2\omega t)) + \frac{\epsilon_0 \cdot \chi_3}{4} \cdot E_0^3 \cdot (3\sin(\omega t) + \sin(3\omega t)) \dots \quad (11.6)$$

Si  $P(E)$  est une fonction impaire, c-à-d si une inversion de la direction de  $E$  inverse simplement la direction de  $P$ , alors les termes pairs disparaissent nécessairement et la fréquence double n'existe pas. Cette situation arrive dans tous les matériaux isotropes. Afin de générer la seconde harmonique, il faut que les cristaux n'aient aucune symétrie d'inversion. C'est typiquement le cas dans les cristaux piézoélectriques.

Il reste le problème que les ondes d'origine (de la fréquence  $\omega$ ) vont continuer de produire les secondes harmoniques ( $2\omega$ ). Généralement la vitesse, ou l'indice de réfraction  $n$ , est une fonction de la fréquence (dispersion). La longueur de cohérence sera très courte et on ne pourra plus produire d'ondes stationnaires. On peut résoudre ce problème en utilisant un cristal biréfringent. On peut trouver une orientation du cristal où les phases de  $\omega$  et  $2\omega$  sont égales (« phase matching »).

Dans l'expérience, on va utiliser un cristal de potassium-titanyl-phosphate (KTiOPO<sub>4</sub>; KTP), qui est introduit à l'intérieur de la cavité (Fig. 11-2.b).

### 11.2.4- Fluorescence

Lorsque les matériaux fluorescents sont excités avec une certaine longueur d'onde  $\lambda_1$ , ils émettent de la lumière d'une longueur d'onde plus longue  $\lambda_2$ . La différence entre les deux, appelée déplacement de Stokes, est générée par les niveaux de vibration. Le fluorophore est excité de l'état de base de  $S_0$  à un état vibrationnel de  $S_1$  (Fig. 11-3). L'énergie vibrationnelle est rapidement dissipée à l'environnement, de sorte que le fluorophore se retrouve au niveau de base de  $S_1$ , et il retourne ensuite (après 1-5 ns) à un état de vibration de  $S_0$  par l'émission d'un photon. Le fluorophore pourrait donc agir comme matériel du laser dans les lasers à colorants organiques (« dye lasers »). Si la densité de photons est assez grande, on peut aussi exciter les fluorophores avec deux photons ayant le double de la longueur d'onde (« 2-photon excitation »).

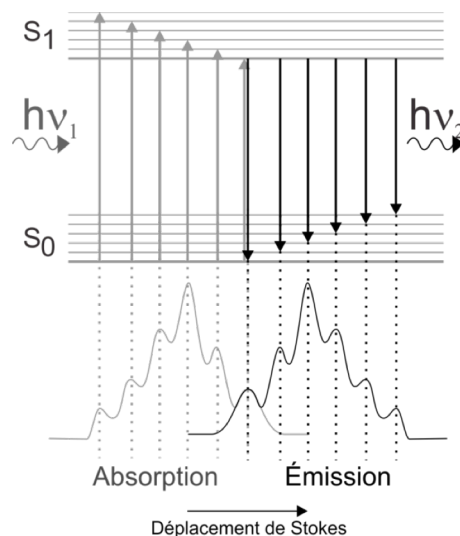


Figure 11-3 Fluorescence

### 11.3- MATÉRIEL

- banc optique
- diode laser de 808 nm (~500 mW)
- lentille à gradient d'indice (GRIN) (lié au laser diode)
- laser rouge (632.8nm, 1.5 mW)
- contrôleur pour la diode laser (0-500 mA)
- cristal Nd :YVO<sub>4</sub> (3 x 3 x 1 mm<sup>3</sup>)
- cristal KTP (2 x 2 x 5 mm<sup>3</sup>)
- miroir (R = 50 mm, diamètre 6 mm),
- spectromètre couplé avec fibre optique
- cuvette (1 cm longueur de chemin)
- fluorophore Rhodamine B (MW 479.8 g/mole)

### ATTENTION

Les lasers de 808 nm et 1064 nm (Nd:YVO<sub>4</sub>, ≤ 500 mW) ne sont pas visibles mais assez puissants. La personne qui effectue les manipulations pendant que les lasers sont allumés doit porter les lunettes de protection. Enlever tous les anneaux et les montres (réflexions!).

**11.4- MANIPULATIONS**

1. Alignez le laser rouge en utilisant l'ouverture. Le rayon du laser doit passer à travers l'ouverture à toutes les positions sur le banc optique. Le laser définit l'axe optique pour tout l'alignement.
2. Alignez la diode laser (808 nm) avec la lentille GRIN. La réflexion du laser rouge sur la lentille doit passer à travers l'ouverture.
3. Ajoutez le cristal  $\text{NdYVO}_4$  sur le banc optique. La lentille GRIN a une distance focale de 2-3 mm. La lumière de la diode devrait être focalisée dans le cristal afin de maximiser l'efficacité. Le cristal devrait être aligné tel que la réflexion passe par l'ouverture.
4. Finalement, la cavité du laser est complétée avec un miroir. Placez le miroir sur le banc optique. Alignez le miroir en utilisant l'ouverture.
5. Fermez le laser rouge et allumez la diode (808 nm). **Ne Jamais faire passer un courant de plus de 470 mA à travers la diode.**
6. Placez la fibre optique du spectromètre sur le banc optique. Optimisez et déterminez les intensités de 808 nm et 1064 nm pour les différentes distances.
7. Déterminez le ratio entre 808 nm et 1064 nm en fonction du courant de la diode.
8. Ajoutez le cristal KTP (enlever le miroir et faire l'alignement pour le KTP et le miroir).
9. Déterminez l'intensité à 808 nm, 1064 nm et 532 nm en fonction de la longueur de la cavité.
10. Déterminez l'intensité à 808 nm, 1064 nm et 532 nm en fonction de l'orientation du cristal KTP.
11. Déterminez l'intensité à 808 nm, 1064 nm et 532 nm en fonction de la puissance de la diode.
12. Préparez une solution de concentration 1 mM de Rhodamine B dans l'eau et dans l'octanol.
13. Pour les deux solutions, déterminez le spectre d'émission avec excitation à 532nm (filtre vert).