

Optique non-linéaire

Résumé

Répetition
est ok!

L'optique non-linéaire explique plusieurs phénomènes intéressants qui sont inexpliqués par l'optique conventionnelle. Le but de ce travail sera d'explorer l'optique non-linéaire, tout en se familiarisant avec le principe du laser. Tout d'abord, une diode laser a été utilisée avec un cristal de Nd:YVO₄, une lentille à gradient d'indice et des miroirs pour construire une cavité laser à 1064nm. Le ratio de l'intensité de l'émission à 1064nm et 808nm a ensuite été mesuré en fonction du courant dans la diode. Ce ratio s'est avéré varier linéairement avec le courant. Ensuite, en insérant un cristal biréfringent de KTP, la seconde harmonique du Nd:YVO₄ a été mesurée à 531.8±0.2nm. Finalement, à l'aide d'un laser vert à 532nm et d'une lampe blanche à large spectre, des mesures de photoluminescence et d'absorption sur des solutions de rhodamine B d'une concentration de 1mM dans de l'eau et de l'octanol ont été prises. La polarité du solvant a joué un rôle très important en élargissant les spectres d'absorption et en déplaçant les spectres de photoluminescence vers le rouge. Le déplacement de Stokes pour la solution dans l'eau a été mesuré à 27.3±0.5nm et celui pour l'octanol à 24.6±0.5nm.

trop long
5 à 10 lignes

1 Introduction

S.A s'applique à l'exp.

La lumière est un phénomène électromagnétique qui est étudié depuis très longtemps par les scientifiques de partout autour du monde. L'optique conventionnelle, dite linéaire, est la branche de la physique qui se penche sur la compréhension de la lumière et de son interaction avec la matière. Par contre, certains phénomènes restent inexpliqués si l'on se restreint à l'optique linéaire. Le présent travail portera sur l'exploration de l'optique non-linéaire et de la familiarisation avec le principe du laser, de génération de seconde harmonique, de l'absorption et de la photoluminescence. L'utilisation d'une diode de GaAs/AlGaAs à 808nm, d'un cristal de Nd:YVO₄, d'une lentille à gradient d'indice, d'un cristal de KTP, d'un laser à 532nm et d'un spectromètre a été requise pour les manipulations [1]. En premier lieu, le cristal de Nd:YVO₄ a été pompé avec la diode à 808nm pour obtenir de l'émission à 1064nm par effet laser. Le rapport d'intensité de l'émission à 1064nm sur l'émission à 808nm a donc pu être mesuré en fonction du courant dans la diode. Ensuite, un cristal de KTP a été introduit dans la cavité afin de générer la seconde harmonique du laser à 1064nm. De plus, le laser à 532nm a été utilisé pour mesurer le spectre d'émission d'une solution de Rhodamine B dans l'eau et dans l'octanol. Finalement, les spectres d'absorption pour les mêmes solutions ont été pris. Le travail débutera avec une section théorique, puis suivra d'une section décrivant les manipulations et le montage utilisé. Les résultats seront ensuite présentés et une courte conclusion clouera le travail.

2 Théorie

L'outil de base qui sera utilisé pour ce travail est le laser qui se base sur le principe de l'émission stimulée. L'émission stimulée est un processus qui se produit lorsque l'on perturbe un système à l'équilibre thermodynamique avec un bain de photon. Lorsqu'un faisceau de photons vient perturber le système, s'il excite plus de la moitié du système dans un état excité, il y aura alors une inversion de population entre l'état fonda-

mental et l'état excité. Pour retourner à l'équilibre, s'il y a un photon de la bonne énergie qui interagit avec le système, celui-ci provoquera l'émission d'un photon de la même énergie, polarisation, phase et direction de propagation c'est l'émission stimulée [2]. Une diode de GaAs/AlGaAs consiste d'une hétérojonction double dans laquelle des électrons et des trous provenant du AlGaAs sont injectés dans le GaAs. Les électrons et les trous se recombinent dans la région active, le GaAs, pour émettre à la longueur d'onde de la bande d'interdite du GaAs. Comme le AlGaAs et le GaAs n'ont pas le même indice de réfraction, les photons seront ainsi confinés dans la structure, permettant alors l'ajustement de la longueur d'onde d'opération de la diode en variant la grosseur de la région active, tout en favorisant l'émission stimulée [3]. Afin d'augmenter l'efficacité de la cavité, celle-ci devrait mesurer un entier d'une demi-longueur d'onde afin de créer une onde stationnaire dans la cavité. Cette émission laser pourra être utilisée pour pomper un cristal de Nd:YVO₄, un système à quatre niveaux [4]. La diode pompera une bande d'états électroniques du Nd:YVO₄ qui se désexciteront non radiativement, via l'interaction avec les phonons du cristal, vers un état métastable qui lui émettra à 1064nm. Les électrons retomberont ensuite rapidement dans l'état fondamental. La puissance qui sera émise par la diode est donnée par l'équation suivante [5].

$$P_{out} = \eta \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad (1)$$

où η est un facteur d'efficacité de la cavité, $h\nu$ l'énergie du photon, q la charge de l'électron, I le courant dans la diode et I_{th} est le courant minimal pour avoir de l'effet laser. Cette équation est aussi valide pour l'émission à la sortie de la cavité contenant le Nd:YVO₄ et la diode, sauf que le pompage du cristal est optique au lieu d'électrique. Lorsque l'on mélange deux ondes dans un matériau où le $\chi^{(2)}$ n'est pas nul, il y aura alors un des termes de la réponse non linéaire qui donnera lieu à un champ électrique oscillant à l'addition des deux fréquences. Ce champ évoluera dans le matériau sur une

séparer en sous-sections!

→ mettre l'équation

But?

distance L et sont intensité à la sortie sera [6],

$$|\mathcal{E}_3(L)|^2 = \left(2 \frac{\omega_3 \chi^{(2)}}{n_3 c}\right)^2 |\mathcal{E}_1|^2 |\mathcal{E}_2|^2 \left(\frac{\sin(\Delta k \cdot L/2)}{\Delta k}\right)^2 \quad (2)$$

où les \mathcal{E}_i sont les l'amplitude des champs, n_3 l'indice de réfraction à la fréquence ω_3 et $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$. Pour notre cas, comme $\omega_1 = \omega_2$, ce processus s'appelle la génération de seconde harmonique. Pour une certaine longueur de cristal L , l'intensité à ω_3 sera maximal plus Δk est petit. Cette condition d'accord de phase Δk , peut être réécrit comme $n(\omega_3) = n(\omega_1) + n(\omega_2)$, ce qui est impossible dans un matériau dispersif où n est une fonction croissante de ω . C'est pourquoi on utilise un cristal biréfringent, comme le KTP, où l'indice de réfraction est différent selon la polarisation, alors l'accord de phase peut être respecté. Le KTP est alors utilisé pour générer la seconde harmonique du laser à 1064nm donnant de l'émission à 532nm. Lorsqu'un photon interagit avec une molécule comme de la rhodamine B, si son énergie est suffisante, il pourra exciter la molécule dans un état électronique supérieur. Comme la molécule peut aussi vibrer, elle a aussi des états de vibrations disponibles. Si en se désexcitant, la molécule relâche de l'énergie thermique, le photon émit aura une énergie plus basse que la transition électronique. Le processus inverse est l'absorption. Si le photon excite la molécule en plus d'injecter de l'énergie thermique, le photon absorbé aura donc une énergie plus grande que la transition électronique. Donc théoriquement, dans les spectres d'émission et d'absorption, il devrait avoir des plusieurs raies séparées par la différence d'énergie entre chacun des niveaux vibrationnels. C'est le principe de Franck-Condon. Par contre à haute température, comme il y a énormément de niveaux vibrationnels disponibles, il y aura seulement un spectre continu de photoluminescence et d'absorption plus ou moins large. Les intensités des pics sont directement liées au chevauchement entre les états vibroniques considérés. La position des pics est aussi reliée à l'environnement dans lequel les molécules baignent. Un environnement plus polaire aura comme effet de "redshift" l'émission, car les molécules du solvant vont rapidement se réorienter pour minimiser l'énergie du système [7][8]. La séparation entre les maximums d'émission et d'absorption est nommée le déplacement de Stokes [9].

3 Montage et méthodes de mesure

Le montage expérimentale qui a été utilisé est présenté sur la figure 1.

L'émission de la diode à 808nm est focalisée sur un cristal de Nd :YVO₄ à l'aide d'une lentille à gradient d'indice. Ensuite, l'émission du cristal à 1064nm a servi à pomper un cristal de KTP où la seconde harmonique a été générée. Le tout est enfermé dans une cavité, afin d'augmenter l'effet laser, et monté sur un banc op-

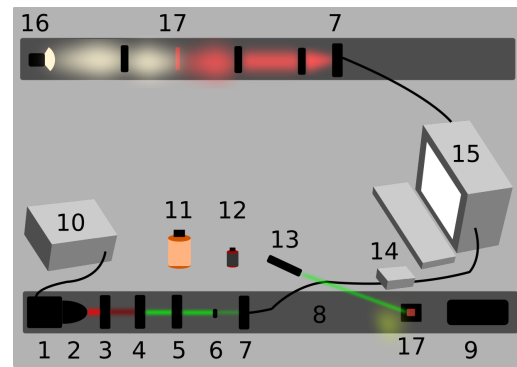


FIGURE 1 Schéma du montage utilisé lors de l'expérience. 1. Diode laser à 808nm 2. Lentille à gradient d'indice 3. Cristal de Nd :YVO₄ 4. Cristal de KTP 5. Miroir de cavité 6. Filtre ND3 7. Fibre optique 8. Banc optique 9. Laser d'alignement à 632.8nm 10. Contrôleur pour la diode laser 11. Octanol 12. Rhodamine B 13. Laser vert à 532nm 14. Spectromètre 15. Ordinateur pour l'analyse 16. Lampe blanche 17. Échantillon de rhodamine.

correcte!

tique. De plus, un laser vert à 532nm a été monté selon une géométrie permettant de récupérer la photoluminescence d'un échantillon de rhodamine B dans l'eau et l'octanol. Une lampe blanche à large spectre a aussi été utilisée pour déterminer le spectre d'absorption de nos échantillons. Finalement, la lumière de la cavité, de la photoluminescence et des mesures d'absorption a été récupérée avec une fibre optique et un spectromètre. Au début des manipulations, il a d'abord été nécessaire d'aligner les éléments un à un sur le banc optique à l'aide du laser d'alignement. Ensuite, l'émission laser à 1064nm a été maximisée en modifiant l'orientation et la position de la diode à 808nm, du cristal Nd :YVO₄ et du miroir de fin de cavité. On a débuté avec le miroir collé sur le cristal afin de faciliter l'alignement, ensuite on l'a éloigné petit à petit tout en optimisant le signal. Après avoir maximisé le signal, c'est-à-dire que le spectromètre saturait même avec un filtre ND3 qui atténue d'un facteur 1000, les mesures du rapport d'intensité entre les raies laser à 808nm et 1064nm ont été prises en variant le courant dans la diode de 315mV à 400mV. Par la suite, le miroir de fin de cavité a été retiré pour permettre l'alignement du cristal de KTP à l'aide du laser. Pour faire la génération de seconde harmonique, il a été nécessaire d'essayer plusieurs orientations pour le cristal de KTP afin de satisfaire à la condition d'accord de phase. À chaque nouvelle orientation, le signal à 1064nm a d'abord été optimisé, ensuite le KTP a légèrement été déplacé afin de trouver la position où l'accord de phase était satisfait. Des échantillons d'une concentration de 1mM de rhodamine B dans l'eau et l'octanol ont été préparé et analysé par des mesures de photoluminescence et d'absorption. Comme la seconde harmonique n'était pas assez stable, un laser à 532nm a été utilisé. Le la-

faire plus de références au schéma

ser a d'abord été envoyé sur l'échantillon, qui est dans un petit récipient en plastique de 1cm de profondeur, avec un angle d'environ 45 degrés, puis l'émission a été recueillie à l'aide du spectromètre avec un angle d'environ -45 degrés. Finalement, quelques gouttes de solution ont été insérées entre deux lamelles de plastique pour les mesures d'absorption. L'utilisation de lamelles en plastique a permis d'obtenir un meilleur signal qu'avec le récipient en plastique. La lumière passant au travers de la solution a été recueillie par un spectromètre.

4 Résultats

4.1 Ratio d'intensité entre 808nm et 1064nm

Le rapport d'intensité entre les raies d'émission à 1064nm et 808nm a été mesuré en variant le courant dans la diode entre 315mV à 400mV. (voir figure 2)

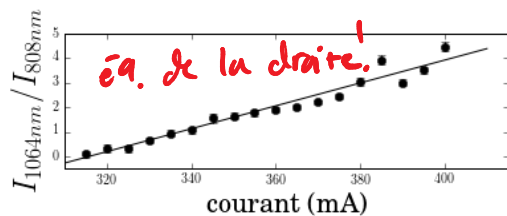


FIGURE 2 Ratio de l'intensité de la raie à 1064nm sur la raie à 808nm en fonction du courant dans la diode.

On peut remarquer que les données suivent une droite linéaire, ce qui est attendu par la théorie. En regardant l'équation (1), on peut voir que la puissance qui sort de la cavité pour $I=I_{th}$ vaut 0, ce qui signifie qu'il n'y a pas d'effet laser, donc toute la puissance qui sort de la cavité provient de 808nm. Au-dessus de I_{th} , la puissance émise à 1064nm commence à augmenter linéairement avec le courant, faisant ainsi diminuer la puissance à 808nm proportionnellement. Comme la puissance émise dépend linéairement du nombre de photons émis, le ratio augmente donc linéairement. En ajustant une droite linéaire, le I_{th} a été calculé à $I_{th}=315\pm 1mV$, ce qui correspond à la valeur obtenue. Cette mesure du courant I_{th} est une indication directe de la qualité de l'alignement de la cavité. Plus l'alignement est de qualité, plus les gains dépassent les pertes, donc une puissance plus élevée est mesurée à la sortie. Sur la figure 3, on peut voir un exemple de spectre obtenu.

Les mesures du ratio des raies ont été prises avec un temps d'intégration de 1ms et avec une moyenne de 20 spectres, afin de limiter les fluctuations. Malgré cela, une incertitude de 2000 sur les comptes a dû être insérée pour tenir compte de ces fluctuations. L'incertitude sur I_{th} provient de l'ajustement linéaire.

4.2 Génération de seconde harmonique

Afin d'obtenir la génération de seconde harmonique du laser à 1064nm, le courant de la diode laser a été augmenté à 450mV. De cette façon, le signal à 532nm

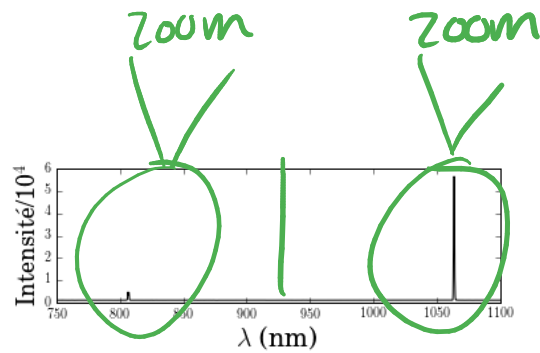


FIGURE 3 Spectre d'intensité en fonction de la longueur d'onde pour un courant de 410mV.

sera plus facile à isoler du bruit. En suivant la méthode décrite dans la section sur la méthodologie, la seconde harmonique du laser à 1064nm a été obtenue. (voir figure 4)

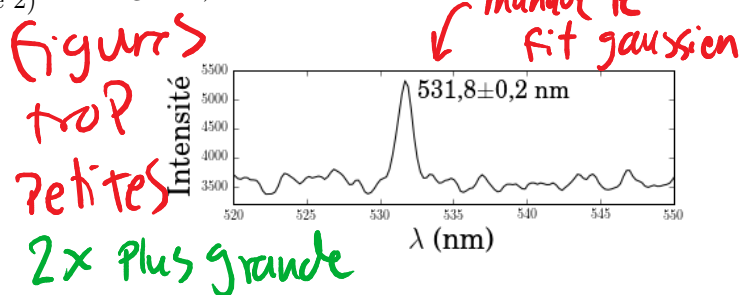


FIGURE 4 Spectre d'intensité de la raie à $531.8\pm 0.2nm$ en fonction de la longueur d'onde.

Une fonction gaussienne a été ajustée sur la raie d'émission afin de trouver sa valeur centrale de $531.8\pm 0.2nm$. L'erreur provient de l'ajustement de la fonction. Comme l'intensité de la seconde harmonique était très faible, le temps d'acquisition qui a été choisi pour la figure 3 est de 300ms. Il n'a malheureusement pas été possible d'obtenir un plus fort signal, car celui-ci a été perdu lors de la tentative d'optimisation. De plus, les mesures de l'intensité de l'émission à 532nm, 808nm et 1064nm en fonction de la puissance de la diode et de l'orientation du cristal de KTP n'ont pu être effectuées. On peut tout de même prédire ces résultats. En regardant l'équation (2), on peut s'attendre à un comportement quadratique de l'intensité de la raie à 532nm en fonction de la puissance de la pompe. On s'attend aussi à ce que l'intensité à 532.8nm varie de façon sinusoïdale en fonction de l'angle de rotation du cristal, car la fraction de la pompe qui sera polarisée de façon à respecter condition d'accord de phase, variera de cette façon. Plusieurs raisons peuvent expliquer la difficulté à obtenir un signal de qualité. La première est que le cristal de KTP n'était pas fixé sur le banc optique, rendant ainsi son alignement très difficile. La deuxième est la grande précision nécessaire qu'il faut avoir pour réussir à respecter la condition d'accord de phase.

4.3 Photoluminescence et absorption

Pour cette section, un laser vert à 532.8nm a été utilisé au lieu de la seconde harmonique du Nd:YVO₄. En

Pas besoin de section dédiée aux incertitudes

Annoncer le bonus par titre de sous-section

suivant la méthode décrite dans la section des manipulations, les spectres de photoluminescence et d'absorption ont été mesurés pour la rhodamine B dans l'eau et l'octanol. (voir figure 5)

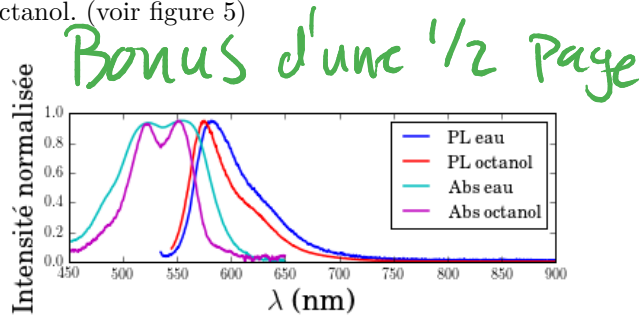


FIGURE 5 Spectre d'absorption et de photoluminescence normalisé pour la rhodamine B en solution dans de l'eau ou de l'octanol.

Le spectre de photoluminescence pour la solution dans l'eau et dans l'octanol se comporte environ de la même façon, mais celui de l'eau est centré à plus haute longueur d'onde, $581.9 \pm 0.2 \text{ nm}$ au lieu de $575.4 \pm 0.2 \text{ nm}$ pour l'octanol. Ce comportement est attendu, car l'eau a une polarité supérieure à celle de l'octanol [8]. Lorsque la molécule est dans un état excité, sa distribution de charge change, ce qui déstabilise la structure. Par contre, lorsque la molécule est dans un solvant plus polaire, les molécules environnantes se réorientent de façon à stabiliser la molécule et minimiser l'énergie, ce qui déplace l'émission vers les longueurs d'onde plus haute. L'absorption, elle aussi, est assez semblable pour les deux solvants, mais le maximum du spectre de l'eau est encore à un peu plus haute longueur d'onde. Le maximum du spectre d'absorption pour la rhodamine B dans l'eau est de $554.6 \pm 0.2 \text{ nm}$ et celui de l'octanol de $550.8 \pm 0.2 \text{ nm}$. De plus, le spectre de l'eau est visiblement plus large que celui de l'octanol. L'interaction du moment dipolaire du solvant avec celui de la molécule a comme conséquence de modifier ses niveaux d'énergie. Donc, les niveaux près en énergie seront moyennés, résultant en un élargissement des raies [10]. Il semble aussi qu'il y a deux états qui contribuent plus à l'absorption que les autres, car il y a deux pics d'absorptions bien distincts. Ce sont probablement les mêmes états qui contribuent le plus pour les deux échantillons. Le déplacement de Stokes a pu être calculé pour les deux échantillons. Pour l'échantillon dans l'eau le déplacement de Stokes est de $27.3 \pm 0.5 \text{ nm}$, ce qui est légèrement supérieur à la valeur pour l'échantillon dans l'octanol qui est de $24.6 \pm 0.5 \text{ nm}$. L'incertitude sur la mesure du déplacement de Stokes provient de la résolution du spectromètre. Les sources d'erreur pour les mesures d'absorption proviennent principalement du fait que l'échantillon n'était pas tout à fait homogène. De plus, la concentration des échantillons a été mesurée très grossièrement, ce qui peut changer les résultats d'absorption et de photoluminescence.

5 Conclusion

Pour conclure, une diode laser à 808nm a été utilisée pour pomper un cristal de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ dont l'émission à 1064nm a ensuite été doublée en fréquence à l'aide d'un cristal de KTP. Le ratio de l'intensité à 1064nm sur celle à 808nm a été mesuré en fonction du courant dans la diode. Il s'est avéré que la variation était linéaire, comme le prédisait la théorie. Ensuite, la seconde harmonique du $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ a été mesurée à $531.8 \pm 0.2 \text{ nm}$, mais n'a pu être pleinement optimisée. Par la suite, des échantillons d'une concentration de 1mM de rhodamine B ont été préparés et solubilisés dans de l'eau et de l'octanol. Des mesures de photoluminescence et d'absorption ont été effectuées avec un laser vert à 532nm sur ces échantillons. La photoluminescence de l'échantillon dans l'eau est un peu "red-shift" par rapport à celle dans l'octanol, à cause de la plus grande polarité de l'eau. Les mesures d'absorption démontrent qu'il y a deux états qui participent principalement à l'absorption. Tout comme pour la photoluminescence, la polarité a aussi un effet sur l'absorption, c'est-à-dire d'élargir les raies d'émission. Puisque la température permet aux molécules d'être dans des états de vibration de plus haute énergie, il aurait été pertinent de vérifier l'effet de la température sur les propriétés d'émission et d'absorption de la rhodamine B.

Références

- [1] Université de Montréal. *Notes de laboratoire*.
- [2] Michael P. Marder. *Condensed Matter Physics*.
- [3] Laser diodes, an introduction. <http://www.laserdiodesource.com/laser-diode-technical-overview-two>.
- [4] M. Wakaki. *Optical Materials and Applications*.
- [5] Laser diodes. http://ece.colorado.edu/~bart/book/book/chapter4/pdf/ch4_10.pdf.
- [6] Aspect Fabre Grynberg. *Introduction to quantum optics*.
- [7] Franck-Condon principle. https://en.wikipedia.org/wiki/Franck-Condon_principle. 16-11-2015.
- [8] Rafed A. Ali. Study the spectroscopic characteristics of Rhodamine B Dye in Ethanol and Methanol mixture and Calculation the Quantum Efficiency. *Baghdad Science Journal*, 9(1998), 2012.
- [9] Stokes shift. https://en.wikipedia.org/wiki/Stokes_shift. 14-10-2015.
- [10] Electronic spectroscopy : Interpretation. http://chemwiki.ucdavis.edu/Physical_Chemistry/Spectroscopy/Electronic_Spectroscopy/Electronic_Spectroscopy%3A_Interpretation.

même style de référence

Répetition

répétition

trop long

le bonus peut s'écrire du sujet