

Compléments théoriques du TP Nd:YAG pompé par une diode laser

— Laser, Matériaux, Milieux Biologiques —

Régimes stationnaires et dynamiques

1 Le laser Nd :YAG

1.1 Spectre d'absorption du barreau de Nd :YAG

Dans le laser à Nd :YAG le milieu amplificateur est solide. La matrice est un cristal de YAG (acronyme d'Yttrium - Aluminium Garnet, en français : grenat d'yttrium et d'aluminium) dopé en ions néodyme Nd^{3+} qui sont le siège des transitions de pompage optique et d'émission stimulée ; ils forment le véritable milieu amplificateur. Les longueurs d'onde les mieux adaptées au pompage du barreau de Nd :YAG, accessibles avec nos diodes laser, sont de 808,4 nm et 804,4 nm.

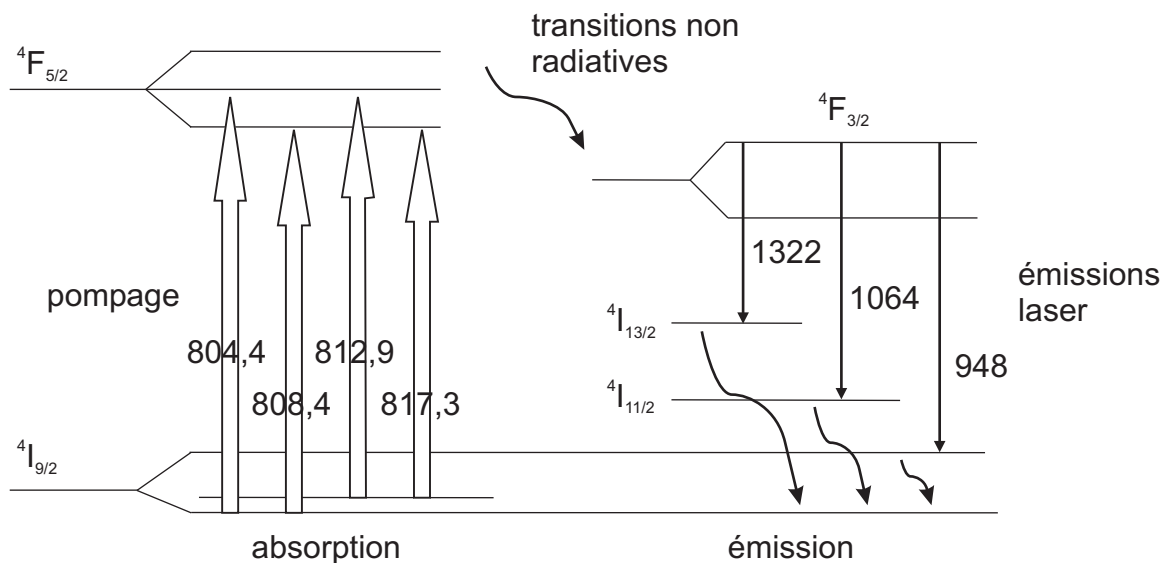


FIG. 1: Niveaux d'énergie de l'ion Nd^{3+} dans un cristal de YAG qui interviennent lors d'un pompage optique par une diode laser autour d'une longueur d'onde de 805 nm. Les longueurs d'onde sont exprimées en nm sur le schéma.

1.2 Pompage par diode laser

Pendant de nombreuses années, le pompage des lasers à Nd :YAG s'est fait presque exclusivement avec des lampes à décharges. De nos jours le pompage par diode laser se généralise. Ceci est dû non seulement à la forte baisse du prix des diodes laser mais surtout à l'efficacité de leur pompage optique. En effet le spectre qu'elles émettent est de faible largeur et s'adapte de plus parfaitement aux niveaux d'énergie du milieu amplificateur Nd :YAG. L'intensité lumineuse émise par les diodes laser est presque entièrement absorbée par le cristal, contrairement à celle fournie par les lampes à décharges dont le spectre d'émission est extrêmement large. L'efficacité du pompage par lampes à décharges est de l'ordre de 1 % à 3 %, tandis qu'elle peut atteindre 50 % avec les diodes laser.

Dans le TP Diode laser , il a été montré (ou il sera montré) que l'on peut faire varier la longueur d'onde moyenne λ_{moy} émise par la diode laser en jouant sur sa température T et le courant I_{alim} que l'on y injecte et que, pour une valeur de I_{alim} fixée et dans les conditions expérimentales habituelles, λ_{moy} varie quasi linéairement en fonction de T . **Il est donc possible d'utiliser ces propriétés de la diode laser pour enregistrer le spectre d'absorption des ions Nd^{3+} en mesurant l'intensité transmise par le cristal en fonction de T .**

2 Oscillations de relaxation

2.1 Introduction à la dynamique du laser YAG

2.1.1 Système à 4 niveaux

Le YAG est un laser à 4 niveaux dont le schéma (figure (2)) vous a été éventuellement déjà présenté dans le complément théorique du TP Hélium-Néon.

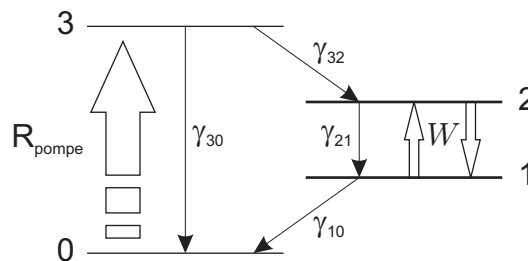


FIG. 2: Transitions dans un système à 4 niveaux.

La transition laser a lieu entre les niveaux 1 et 2. On appelle N_i la densité de population du niveau i et γ_{ij} ($\gamma_{ij} = 1/\tau_{ij}$) correspond au taux de désexcitation spontanée du niveau i vers le niveau j . Il s'exprime en s^{-1} . τ_{ij} est le temps de relaxation du niveau i vers le niveau j . Dans le cas présent, γ_{32} est très grand devant tous les autres temps de relaxation si bien qu'on peut négliger la relaxation du niveau 3 vers le niveau 0. La relaxation de 1 vers 0 est aussi très rapide, si bien qu'on peut considérer que la relaxation γ_{\parallel} de l'inversion N ($N = N_2 - N_1$) de population entre les niveaux 2 et 1, est égale à γ_{21} . Pour le YAG, $\tau_{\parallel} = 1/\gamma_{\parallel} = 230 \mu s$. Rappelons que l'inversion de population N est proportionnelle au gain.

Les atomes sont pompés du niveau fondamental 0 vers le niveau 3 avec un taux de pompage par unité de volume R_{pompe} (en $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$) tandis que W correspond au taux d'émission stimulée.

2.1.2 Laser de classe B

Le laser YAG est un laser de la classe B : ses équations d'évolution sont régies par l'inversion de population N et le nombre de photons n dans la cavité. Quand le laser fonctionne en continu, l'inversion de population et l'intensité intra-cavité ont une valeur stationnaire N_{th} et n_{ss} .

Dans certaines conditions, l'évolution du laser peut être dynamique. L'intensité et l'inversion de population ne prennent pas leurs valeurs stationnaires et l'intensité émise dans le laser peut être beaucoup plus importante que celle obtenue en continu.

Nous étudierons dans ce TP deux types de fonctionnement dynamique : nous commencerons par étudier les oscillations de relaxation du laser. Par la suite nous le ferons fonctionner en impulsions par un déclenchement actif des impulsions.

2.1.3 Équations d'évolution des populations

Les équations de populations vérifient :

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= K n(t)N(t) - \gamma_c n(t) \\ \frac{dN}{dt} &= R_{\text{pompe}} - K n(t)N(t) - \gamma_{\parallel} N(t)\end{aligned}$$

où K est un coefficient de couplage qu'on ne cherchera pas ici à déterminer et γ_c correspond au taux de décroissance de la cavité. On définit ce taux γ_c tel qu'en absence de gain les pertes de la cavité font chuter l'intensité selon $I(t) = I_0 e^{-\gamma_c t}$.

Pour une cavité de longueur 8 cm, calculer le temps t_{AR} d'un aller-retour dans la cavité. Connaissant la réflectivité du miroir de sortie, en déduire le taux de décroissance γ_c et le temps τ_c de stockage dans la cavité.

2.2 Oscillations de relaxation

2.2.1 Principe

Lorsque le taux de décroissance γ_{\parallel} qui régit l'inversion de population est beaucoup plus petit que le taux de décroissance γ_c de la cavité, il est possible d'observer à l'allumage du laser une succession d'oscillations dans l'intensité du laser, avant que celle-ci n'atteigne sa valeur stationnaire.

Plus précisément, lorsque le paramètre de pompe d'un tel laser est commuté brusquement d'une valeur située en dessous du seuil d'oscillation à une valeur située au-dessus du seuil d'oscillation, le laser ne répond pas instantanément à cette commutation. L'inversion de population N et le nombre n de photons intracavité oscillent autour de leur valeur stationnaire en continu, N_{th} et n_{ss} , en convergeant vers cette valeur.

Ces oscillations sont représentés sur la figure (3) et peuvent être séparées en deux phases :

1. Dans un premier, on observe une série de pics (aussi appelés « spikes » en anglais, littéralement « clous »), comme celui représenté figure (3.a). Ce régime est hautement non linéaire et régit par les équations de populations ci-dessus.
2. Ensuite s'installe un régime linéaire constitué d'oscillations quasi-sinusoidales amorties.

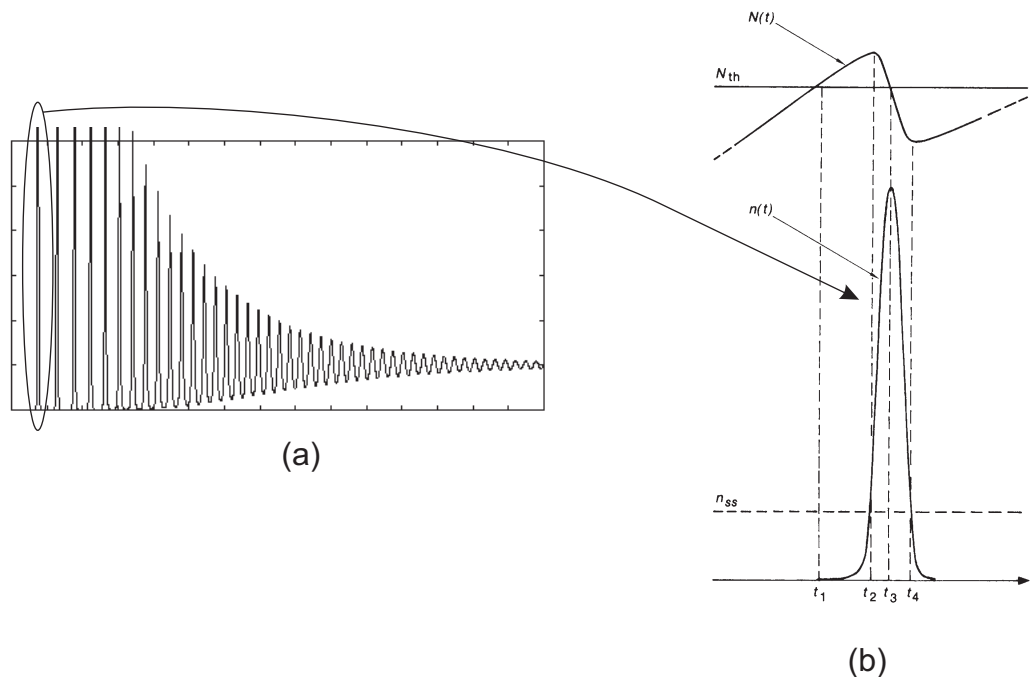


FIG. 3: (a) forme générale des oscillations de relaxation. On distingue un régime d'impulsions, puis un régime d'oscillations quasi-sinusoidales amorties. (b) Évolution de l'inversion de population $N(t)$ et du nombre de photons intra-cavité $n(t)$ en fonction du temps lors dans le régime d'impulsions des oscillations de relaxation.

Expliquer à l'aide du schéma de la figure (3.b) l'origine physique des oscillations de relaxation. Il faudra détailler ce qui se passe pour le gain et la population à chaque temps t_i et expliquer leur évolution entre deux temps t_i et t_j successifs.

Il précisera en particulier à quel moment exactement le gain est égal aux pertes de la cavité. Il sera aussi important de comprendre pourquoi l'impulsion met un certain temps à se construire et pourquoi le gain diminue à partir de t_2 .

Préciser ensuite comment le système évolue vers un régime stationnaire. En particulier, que peut-on dire de l'amplitude des pics successifs ?

2.2.2 Paramètre de pompage

De manière plus quantitative, si $P_{\text{seuil, YAG}}^{\text{diode}}$ correspond à la puissance de diode pompe nécessaire pour que le laser YAG soit au seuil de fonctionnement, et si P^{diode} correspond à une puissance de la diode pour laquelle on fait fonctionner le laser YAG, on définit le paramètre de pompage r comme le rapport $r = P^{\text{diode}} / P_{\text{seuil, YAG}}^{\text{diode}}$.

On appellera dans la suite I^{alim} , le courant d'alimentation de la diode laser dans les conditions de travail, $I_{\text{seuil, diode}}^{\text{alim}}$ le courant d'alimentation nécessaire pour atteindre le seuil de la diode laser et $I_{\text{seuil, YAG}}^{\text{alim}}$ le courant d'alimentation nécessaire permettant une puissance de diode pompe suffisante pour atteindre le seuil du laser YAG. On considérera qu'au delà du seuil, la puissance des deux lasers évoluent linéairement avec le courant d'alimentation.

Représenter sur un même graphe l'évolution de la puissance de la diode et du YAG en fonction du courant d'alimentation. On y représentera particulièrement $I_{\text{seuil, diode}}^{\text{alim}}$, $I_{\text{seuil, YAG}}^{\text{alim}}$ et $P_{\text{seuil, YAG}}^{\text{diode}}$. En déduire le paramètre de pompage r en fonction de $I_{\text{seuil, diode}}^{\text{alim}}$, $I_{\text{seuil, YAG}}^{\text{alim}}$ et $P_{\text{seuil, YAG}}^{\text{diode}}$.

On montre que si le paramètre de pompage r est proche de 1, c'est à dire si le paramètre de pompage est commuté brusquement d'une valeur en-dessous du seuil à une valeur au-dessus mais proche du seuil, alors la pulsation ω_{relax} des oscillations quasi sinusoïdales de relaxation du laser est telle que :

$$\omega_{\text{relax}} = \sqrt{(r - 1)\gamma_c \gamma_{\parallel}}$$

3 Q-switch actif

3.1 Principe

Un Q-switch est un élément optique que l'on place dans une cavité laser pompée en continu, afin qu'il y produise des impulsions lumineuses (répétitives ou non). Le mot anglais « Q-switch » est habituellement traduit en français par « Modulateur de gain ». Mais mot à mot, il se traduit par la locution très explicite d'*Interrupteur de Coefficient de surtension* ou de qualité, coefficient que l'on note Q de manière usuelle pour tout oscillateur.

Il existe des Q-switches passifs dont le fonctionnement est basé sur l'insertion dans la cavité laser d'un absorbant saturable; ce type de Q-switch n'est étudié dans ce TP. Dans les Q-switches actifs, les pertes dans la cavité sont gérées par un système extérieur à celle-ci selon un fonctionnement en deux temps. Dans un premier temps, les pertes sont maintenues à un niveau très élevé de façon à obtenir dans le milieu amplificateur une inversion de population maximale puis dans un deuxième temps, celles-ci sont réduites de façon quasi instantanée. Le laser fournit alors une impulsion de lumière dont la puissance crête est très supérieure à celle que donne le même laser lorsqu'il fonctionne en continu.

Jusqu'à la fin on considérera, comme pour les oscillations de relaxation, que **le taux de décroissance γ_{\parallel} qui régit l'inversion de population est plus petit que le taux de décroissance γ_c de la cavité. On suppose de plus que le temps nécessaire pour réduire les pertes est très petit devant τ_c et donc τ_{\parallel} .**

À partir de l'étude qui a été faite sur les oscillations de relaxations et du graphe ci-dessus, expliquer physiquement le fonctionnement d'un laser « Q-switché ». On expliquera les différentes étapes dans la construction et l'émission de l'impulsion. En particulier, il faudra expliquer ce qui se passe lorsque le gain est commuté, pourquoi l'impulsion met un certain temps à se construire et la durée de l'impulsion.

Quelles sont les différences et similitudes avec les oscillations de relaxation. Quels temps caractéristiques sont en commun dans les deux systèmes ?

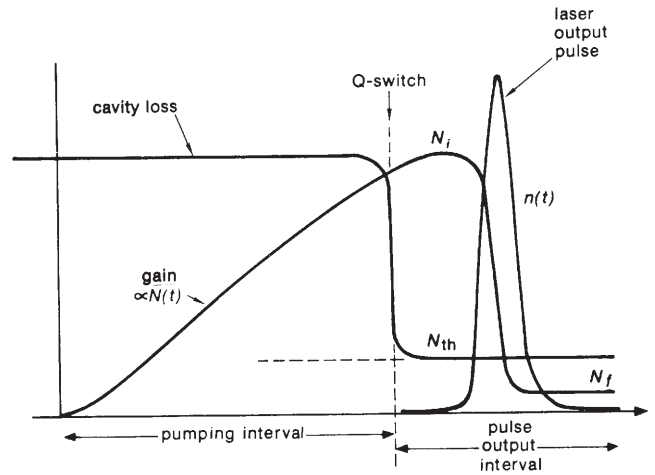


FIG. 4: Évolution des pertes dans la cavité, de l'inversion de population $N(t)$ et du nombre de photons intracavité $n(t)$ en fonction du temps dans un laser « Q-Switché ».

3.2 Modulateur acousto-optique

On utilise la diffraction optique pour éjecter de l'énergie lumineuse hors de la cavité et pour réguler les pertes. Pour cela, on crée dans un cristal transparent inséré dans la cavité, un réseau d'indice qui est engendré par des ondes ultrasonores progressives. La lumière est diffractée et les pertes dans la cavité sont importantes. Lorsque l'on supprime les ondes sonores, il n'y a plus de diffraction dans le cristal, la cavité est alignée et les pertes faibles.

Sous quel angle serait diffracté à l'ordre 1, par un modulateur acousto-optique à 30 MHz, un faisceau laser de 1064 nm de longueur d'onde ? On supposera le réseau plan et normal au faisceau ; la vitesse du son dans la silice est de l'ordre de 6 km/s.