

DM 3

Fonctionnement d'un oscillateur optique : le LASER

Un laser fonctionne comme un oscillateur, et ce DM propose d'en comprendre le fonctionnement en utilisant les connaissances acquises lors du cours sur les oscillateurs électroniques. Il vous faut répondre aux questions ci-dessous en vous appuyant sur les documents présents, ainsi que sur votre cours et vos réflexions personnelles.

I Questions

- 1 – Qu'est ce que l'on entend par la "cohérence temporelle" d'un laser? Tracer l'allure du spectre d'un laser idéal qui serait monochromatique.
- 2 – Décrire le phénomène physique qui permet l'amplification de la lumière dans un laser.
- 3 – Remplir le tableau suivant qui établit des analogies entre l'oscillateur optique qu'est le laser et l'oscillateur électronique à pont de Wien étudié en cours.

Laser	Oscillateur de Wien
Onde optique	
Milieu amplificateur	
Pompage optique	
Cavité optique	
Condition d'oscillation	
Saturation du milieu amplificateur	

- 4.a – Démontrer l'équivalence des équations 2 et 3.
- 4.b – Il est indiqué juste après ces équations que l'écart en fréquence entre les modes est $\Delta\nu = c/(2L)$. Démontrer cette relation (à l'aide aussi du document 1).
- 4.c – Faire l'application numérique pour $\Delta\nu$ pour le laser pris en photo dans le document 3 (il vous faut prendre des mesures et faire des hypothèses).
Comparer avec les indications du document 4 et dire si votre estimation est raisonnable ou non.
Comparer enfin $\Delta\nu$ à la fréquence ν d'une onde lumineuse dans l'optique et vérifier que le rapport $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ est très petit (ce qui signifie que le laser est très monochromatique).
- 5 – Parmi les fréquences sélectionnées par la cavité, quelles sont celles qui sont susceptibles d'être émises par le laser?

II Documents

Document 1 : ondes planes progressives sinusoïdales

On rappelle qu'une onde plane progressive sinusoïdale à une dimension, se propageant vers les x croissants, peut être écrite sous la forme suivante :

$$e(x, t) = e_0 \cos(\omega t - kx + \varphi). \quad (1)$$

- La pulsation est $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$ avec ν la fréquence et T la période temporelle de l'onde.
- Le vecteur d'onde est $k = 2\pi/\lambda$ avec λ la longueur d'onde (c'est-à-dire la période spatiale de l'onde).

De plus, ω et k sont reliés entre eux par une formule appelée relation de dispersion. Cette relation dépend du type d'onde et du milieu dans lequel se propage l'onde. Pour les ondes électromagnétiques dans le cas du vide, on a $\omega = k \times c$ avec c la célérité de l'onde, donc ici la vitesse de la lumière dans le vide. On prendra la même relation pour l'onde dans la cavité d'un laser.

Document 2 : Le LASER, principe de fonctionnement

L'article qui suit est extrait et adapté de la revue "Reflets de la physique" numéro 21. Son titre original est "Le LASER : principe de fonctionnement".

Résumé : *Cet article a pour objectif d'expliquer le principe de fonctionnement du laser, source lumineuse aux propriétés d'émission bien particulières. Un laser est constitué d'un milieu matériel dans lequel l'amplification de la lumière est possible, d'un système de pompage qui fournit de l'énergie à ce milieu et d'une cavité optique.*

Dans un premier temps, on décrit le processus d'émission stimulée à la base de l'amplification du rayonnement. On présente ensuite la cavité optique, qui permet de passer d'un système qui amplifie la lumière à une source lumineuse. Cette cavité impose au faisceau laser ses caractéristiques spatiales et temporelles, qui le distinguent de la lumière émise par les sources usuelles.

Les lasers fêtent leurs 50 ans

Le premier laser a vu le jour en mai 1960, dans un petit laboratoire industriel à Malibu, en Californie. Dans les années suivantes, une grande variété de lasers vit le jour, fonctionnant avec des milieux et des longueurs d'onde de plus en plus diversifiés. De nos jours, cette "curiosité de laboratoire" est devenue un objet de la vie quotidienne : codes barres, imprimantes laser, stockage et lecture de données, transport d'information dans les fibres optiques, découpage et soudage industriel, mesure de distances, de vitesses, applications thérapeutiques, etc.

Un faisceau de lumière concentré et ordonné

Un faisceau laser se reconnaît du premier coup d'œil, car il est différent de la lumière ordinaire : c'est un faisceau de lumière cohérente, qui se distingue de la lumière émise par les lampes classiques (lampes à incandescence, tubes fluorescents, diodes électroluminescentes). Celles-ci émettent leur lumière dans des directions multiples, ce qui est bien adapté pour éclairer une pièce ou une région de l'espace. Au contraire, le faisceau émis par un laser est un fin pinceau se manifestant, lorsqu'il est arrêté par un obstacle tel qu'un mur, par une tache brillante et presque ponctuelle. Lorsqu'il se propage, même sur de grandes distances, le faisceau laser reste bien parallèle et localisé : cette propriété est la *cohérence spatiale*.

Une autre caractéristique du faisceau laser, qui apparaît dans le domaine visible, est sa couleur bien souvent pure. Dans certains cas, il est quasi monochromatique (son spectre ne contient qu'une seule fréquence ou longueur d'onde) ; cette propriété est la *cohérence temporelle* (temporelle car elle concerne les fréquences contenues dans le rayonnement). Dans d'autres cas, le faisceau n'est composé que de certaines longueurs d'onde particulières et très rapprochées.

L'amplification stimulée de rayonnement

Le mot *laser*, s'il est devenu un terme commun, est à l'origine un acronyme pour "Light amplification by stimulated emission of radiation", c'est-à-dire "Amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement". Comme il apparaît dans cette dénomination, l'émission stimulée – appelée également émission induite – joue un rôle clé dans le fonctionnement des lasers. L'émission stimulée est un processus d'interaction entre lumière et matière, comme l'absorption et l'émission spontanée. Détaillons ces trois processus.

Un laser contient un milieu matériel qui est appelé *milieu amplificateur*, qui peut être un cristal ou un gaz, et qui contient une assemblée d'atomes. Pour simplifier, on peut supposer que ces atomes peuvent être dans deux états d'énergie : un état 1 d'énergie E_1 , et un état 2 d'énergie E_2 supérieure.

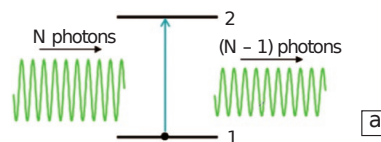
- Un atome dans le niveau 1 peut absorber un photon d'énergie $E_2 - E_1$, et ainsi récupérer cette énergie et passer dans l'état excité 2. Le photon doit avoir une fréquence ν qui vérifie $h\nu = E_2 - E_1$, avec h la constante de Planck.

Le rayonnement incident perd ainsi un photon (schéma a).

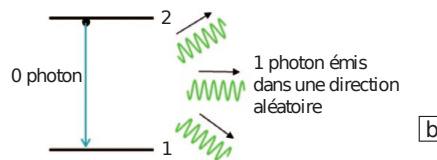
- Un atome dans le niveau 2 peut se désexciter spontanément : en repassant dans l'état 1 il émet un photon d'énergie $E_2 - E_1$, de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$, et de direction aléatoire. Cette émission spontanée a lieu à un temps aléatoire. Voir schéma b.

- Un atome dans le niveau 2, s'il est soumis à un rayonnement incident de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$, peut alors se désexciter en émettant un photon de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$, dans la même direction que le rayonnement incident et avec la même phase exactement. On dit que le rayonnement incident "stimule" la désexcitation de l'atome, et donc l'émission de photons qui sont dans le même état que les photons incidents. C'est pour cela que l'on parle d'émission stimulée.

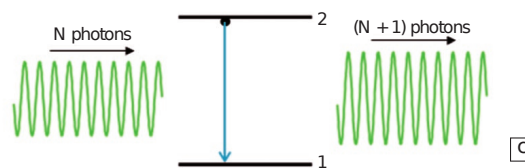
Le rayonnement incident gagne un photon (schéma c).



le processus d'absorption fait disparaître un photon : l'absorption atténue l'onde incidente



Le processus d'émission spontanée fait apparaître un photon : la lumière est émise dans une direction et avec une phase aléatoires



Le processus d'émission stimulée fait apparaître un photon dans le même mode que l'onde incidente, l'onde est amplifiée

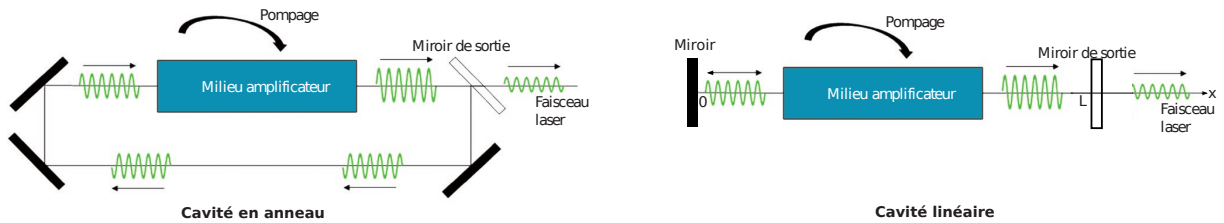
Ainsi, lorsque le milieu amplificateur du laser est éclairé par un faisceau de lumière, l'émission stimulée a pour effet d'amplifier la lumière, alors que l'absorption a pour effet de l'atténuer. Pour que l'émission stimulée soit prépondérante, il faut que le nombre n_2 d'atomes dans l'état 2, susceptibles de se désexciter, soit plus grand que le nombre n_1 d'atomes dans l'état 1, qui eux sont susceptibles d'absorber. Il faut que $n_2 > n_1$: on parle d'*inversion de population*.

Cette condition n'est pas facile à obtenir car, laissé à lui-même, un atome se trouve naturellement dans son état fondamental de plus basse énergie, dans lequel l'émission spontanée le ramène toujours. C'est son état d'équilibre. Pour inverser la population (c'est-à-dire réaliser la condition $n_2 > n_1$), il faut imposer aux atomes d'être dans un état hors d'équilibre. Et pour cela il faut donc leur fournir de l'énergie afin de les porter dans un état excité. C'est ce que l'on appelle une *pompage*. Une partie de cette énergie fournie aux atomes sera restituée sous forme de rayonnement à la fréquence ν . Différentes méthodes de pompage sont possibles : électrique, chimique, optique. De même, des milieux amplificateurs divers peuvent être utilisés : des ions de chrome dans une matrice solide comme c'est le cas pour le laser à rubis, mais aussi, par exemple, des gaz ou des semi-conducteurs.

Les éléments constitutifs d'un laser

Grâce à l'émission stimulée, il est possible par pompage de réaliser une inversion de population, de sorte que les atomes amplifient la lumière. Cependant, un laser est une source de lumière et non pas seulement un amplificateur. Pour réaliser un laser, il faut donc transformer notre amplificateur de lumière en *oscillateur*. Une telle transformation est obtenue couramment dans le domaine de l'électronique : en reliant la sortie d'un amplificateur à l'une de ses entrées (en passant par un filtre si l'on veut ne garder que quelques fréquences), le système se met à osciller. C'est le même principe qui intervient en acoustique dans l'effet Larsen. Dans les deux cas, l'oscillation démarre sur le "bruit" (électrique ou sonore), c'est-à-dire sur des fluctuations de l'environnement. Pour le laser, c'est l'émission spontanée qui jouera le rôle de "bruit". Pour réaliser un laser, il faut donc renvoyer la lumière dans le milieu amplificateur grâce à un jeu de miroirs, en réalisant une *cavité optique*. La figure ci-dessous à gauche représente le cas d'une cavité en anneaux.

La cavité laser la plus simple, et que l'on considérera dans la suite, est constituée de deux miroirs se faisant face (figure ci-dessous à droite). On parle de cavité "Fabry-Perot", bien connue en interférométrie. Dans une telle cavité, l'un des miroirs réfléchit totalement la lumière à la longueur d'onde considérée. L'autre, le miroir de sortie, transmet une petite fraction de la puissance lumineuse présente dans la cavité ; l'onde transmise constitue le faisceau laser.



On considère donc une cavité linéaire. La lumière, réfléchié successivement par les deux miroirs, fait des allers-retours dans la cavité. Pour que la lumière vienne, à chaque passage dans l'amplificateur, renforcer l'onde lumineuse qui circule dans le laser, il faut que ces ondes soient en phase. C'est cette condition qui fait que la cavité optique joue le rôle du filtre de l'oscillateur. Détaillons pourquoi seules certaines radiations, possédant une certaine longueur d'onde λ , peuvent se propager. Considérons une onde plane progressive monochromatique, de la forme $e(x, t) = e_0 \cos(\omega t - kx)$, qui est envoyée vers la droite depuis le premier miroir.

- Sur le premier miroir ($x = 0$), le champ vaut $e(0, t) = e_0 \cos(\omega t)$. (On choisit une phase nulle ici.)
- Cette onde est envoyée sur le second miroir, elle s'y réfléchit, puis elle revient. Elle a donc parcouru en tout une distance $2L$. Sa phase a donc progressé de $-k \times 2L$. L'onde de retour sur le premier miroir a donc pour expression $\cos(\omega t - k \times 2L)$.
- Pour que la somme $e_0 \cos(\omega t) + \cos(\omega t - k \times 2L)$ soit maximale, il faut que les deux valeurs soient identiques : on dit alors que l'onde revient en phase. Il faut donc que $\cos(\omega t) = \cos(\omega t - k \times 2L)$, soit dans le cas particulier $t = 0$:

$$k \times 2L = 2p\pi, \quad p \text{ entier naturel.} \quad (2)$$

Ceci est équivalent à :

$$2L = p\lambda, \quad \text{ou encore :} \quad \lambda = \frac{2L}{p}. \quad (3)$$

Seules les radiations de longueur d'onde λ vérifiant précisément cette condition seront amplifiées, les autres n'arriveront pas en phase après un aller-retour, ne "s'ajouteront pas à elle-même", et resteront très faibles. Ces radiations amplifiées sont appelées les *modes* de la cavité.

L'écart en fréquence entre deux modes est $\Delta\nu = c/(2L)$, où c est la vitesse de la lumière.

Pour résumer, les éléments constitutifs d'un laser sont donc :

- Un *milieu amplificateur*, pompé dans un état où il peut émettre de la lumière par émission stimulée, et ceci dans une gamme de fréquences caractéristiques du milieu.
- Une *source d'énergie* assurant le pompage du milieu amplificateur.
- Une *cavité optique* qui permet le bouclage du dispositif et impose au faisceau émis ses caractéristiques temporelles (spectre de fréquences) et spatiales (direction du faisceau).

Une partie de l'énergie lumineuse présente dans la cavité s'échappe : c'est l'émission du faisceau laser.

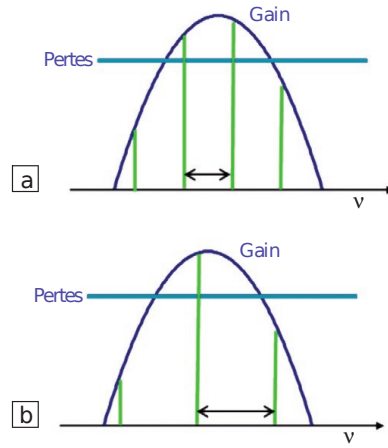
La condition d'oscillation

Après un aller-retour dans la cavité optique, la lumière a parcouru une distance $L_{\text{tot}} = 2L$. L'intensité du faisceau a alors été multipliée d'un facteur $G = \exp[\alpha(\nu)(n_2 - n_1)L_{\text{tot}}]$ (avec $\alpha(\nu) > 0$), qui est plus grand que 1 seulement s'il y a une inversion de population $n_2 > n_1$. Mais il y a également des pertes lors de cet aller-retour, notamment lorsque le second miroir laisse un peu de lumière s'échapper vers l'extérieur. Notons R le coefficient de perte. Ainsi, après un aller-retour, l'intensité du faisceau est multipliée par $G \times R$. La *condition d'oscillation* est donc $G \times R \geq 1$.

Cependant, tout comme pour un oscillateur électrique, l'intensité émise par le laser ne croît pas indéfiniment au cours du processus d'amplification. En effet, lorsque l'intensité augmente, des phénomènes de saturation ont pour effet de diminuer le gain de l'amplification. En régime stationnaire, le point de fonctionnement du laser est atteint pour une intensité lumineuse dans la cavité telle que le gain est égal aux pertes.

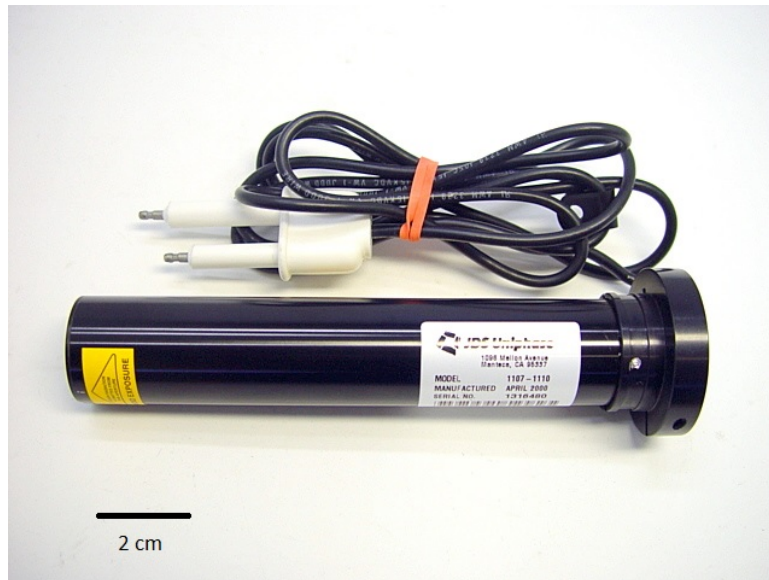
Le gain lui-même dépend de la fréquence ν (courbe en cloche sur la figure de droite). Et il ne faut pas oublier qu'en plus, la cavité ne sélectionne que quelques modes, ceux vérifiant l'équation 3 (traits verticaux sur la figure de droite). Parmi ces modes, seuls ceux dont la fréquence vérifie la condition d'oscillation $G(\nu) \times R(\nu) \geq 1$ seront amplifiés et émis par le laser.

On voit donc sur les figures qu'il peut y avoir un ou plusieurs modes qui sont amplifiés. On parle alors de laser monomode ou multimode.



Gain du milieu amplificateur en fonction de la fréquence (courbe en cloche), et modes de la cavité (traits verticaux).
a - La condition "gain supérieur aux pertes" est vérifiée pour plusieurs modes de la cavité, le laser fonctionne donc en "multimode".
b - La condition n'est vérifiée que pour un seul mode, le laser fonctionne en "monomode".

Document 3 : photographie du laser 1107/P (JDS Uniphase)



Document 4 : Spécifications des lasers He-Ne de la série 1100, JDS Uniphase

Specifications

Parameter	1101/P	1103/P	1107/P	1108/P	1122/P	1125/P	1135/P	1137/P	1144/P	1145/P	Unit
Optical											
Min. output power (TEM ₀₀)	1.5	2.0	0.8	0.5	2.0	5.0	10.0	7.0	15.0	22.5/21.0	mW
Wavelength	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	632.8	nm
Mode purity (TEM ₀₀)	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	>95	%
Beam diameter (1/e ² points, ±3%, TEM ₀₀)	0.63	0.63	0.48	0.48	0.63	0.81	0.68	0.81	0.70	0.70	mm
Beam divergence (TEM ₀₀ , ±3%, mrad- full angle)	1.3	1.3	1.7	1.8	1.3	1.0	1.2	1.0	1.15	1.15	mrad
Polarization ratio (minimum, P versions)	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	-
Longitudinal mode spacing (nominal)	730	730	1090	1090	730	435	320	435	257	257	MHz
Maximum noise (rms, 30 Hz to 10 MHz)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	1.0	0.2	0.5	0.5	%
Max. drift (mean power measured over 8 hours)	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±2.5	±3.0	±2.5	±2.0	±2.0	%
Max. mode sweeping contribution	3	3	10	20	3	2	2	2	1	1	%
Max. warm-up time (minutes to 95% power)	10	10	10	10	10	10	15	10	20	20	min.
Beam pointing stability (from cold start, 25 °C)	N/A	N/A	N/A	N/A	<0.10	<0.10	<0.10	<0.10	<0.20	<0.20	mrad
Beam pointing stability (after 15 minutes warm-up)	N/A	N/A	N/A	N/A	<0.10	<0.10	<0.02	<0.02	<0.03	<0.03	mrad