Analyse documentaire :
le LASER, un système bouclé auto-oscillant

Pour vous guider dans l'analyse et la compréhension des documents fournis, voici quelques questions auxquelles vous devez pouvoir répondre, en indiquant le ou les passages du texte d'où vous avez extrait l'information :

1. Quel est le processus optique responsable de l'amplification de l'onde électromagnétique dans la cavité LASER ?
2. Quel est le processus optique concurrent, tendant à diminuer l'intensité lumineuse dans la cavité ?
3. En quoi la cavité optique fait-elle penser à l'expérience de la corde de Melde (corde fixée à un bout et excitée à l'autre bout par un vibreur) ?
4. Quelle partie du dispositif optique joue le rôle de chaîne directe ?
5. Quels sont les deux phénomènes qui déterminent la dépendance fréquentielle du gain de la chaîne directe ?
6. Quelle partie du dispositif joue le rôle de chaîne de retour ?
7. Donner la condition d'oscillation du dispositif.
8. Donner la condition de démarrage des oscillations.
9. En électronique, c'est le bruit qui déclenche les oscillations. Dans le cas du LASER, quel est le phénomène physique déclenchant les oscillations ?
10. Qu'est-ce qu'un LASER multimode ?
11. Dans le cas d'un LASER monomode, pourquoi peut-on dire qu'il « est plus monocrhomatique » qu'une raie d'une lampe spectrale ?
12. Après quelques minutes de fonctionnement, la température de la cavité LASER a augmenté de plusieurs degrés. Quel est selon vous l'effet de la dilatation thermique des parois sur la fréquence de la lumière émise ?

Conseils à la lecture :

- Comme lors d'une Analyse de Documents Scientifiques (épreuve d'orale TIPE D), il ne s'agit pas forcément de tout comprendre (tant mieux si vous y parvenez). Après avoir tout lu une fois, il s'agit de repérer les parties du texte qui permettent de comprendre en quoi le LASER est un système bouclé auto-oscillant.

- Sauf si vous sentez qu'ils sont indispensables à la compréhension, ne vous attardez pas trop sur les termes dont vous ne connaissez pas la définition. Soit le texte permet de deviner leur sens, soit le terme en question n'est pas indispensable à la compréhension globale, soit c'est une erreur de ma part.

- Dans tous les cas, vous pouvez me poser des questions sur n'importe quelle partie du texte, même sur des parties non-essentielles

Bibliographie :

- (p.2 - p.5) *Reflets de la Physique* n°21/ *BUP 927*, Octobre 2010
- (p.6 – p.8) Cours ENS Cachan *Systèmes Bouclés* (accessible gratuitement sur le web)

Le laser : principe de fonctionnement

Catherine Schwob[1] (schwob@insp.jussieu.fr) et **Lucile Julien**[2]
(1) Institut des Nanosciences de Paris, UPMC/CNRS, Campus Boucicaut, 140 rue de Lourmel, 75015 Paris
(2) Laboratoire Kastler Brossel, ENS/UPMC/CNRS, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05

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. Il s'agissait d'un laser à rubis, fonctionnant en impulsions dans le rouge. Son inventeur, Theodore Maiman, créait ainsi le premier « maser optique », concrétisant la proposition faite deux ans plus tôt par Arthur Schawlow et Charles Townes de réaliser un oscillateur optique, sur le modèle des masers inventés en 1954 dans le domaine des micro-ondes. Mais passer au domaine optique était loin d'être évident, et de nombreux chercheurs s'y essayaient dans leur laboratoire. Le succès de Maiman fut suivi rapidement de beaucoup d'autres. Le premier laser hélium-néon fut mis au point quelques mois plus tard par Ali Javan aux Bell Labs.

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 courant de la vie quotidienne.

Un faisceau de lumière concentrée et ordonnée

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, dans d'autres il n'est composé que de certaines longueurs d'onde particulières ; cette propriété est la *cohérence temporelle*.

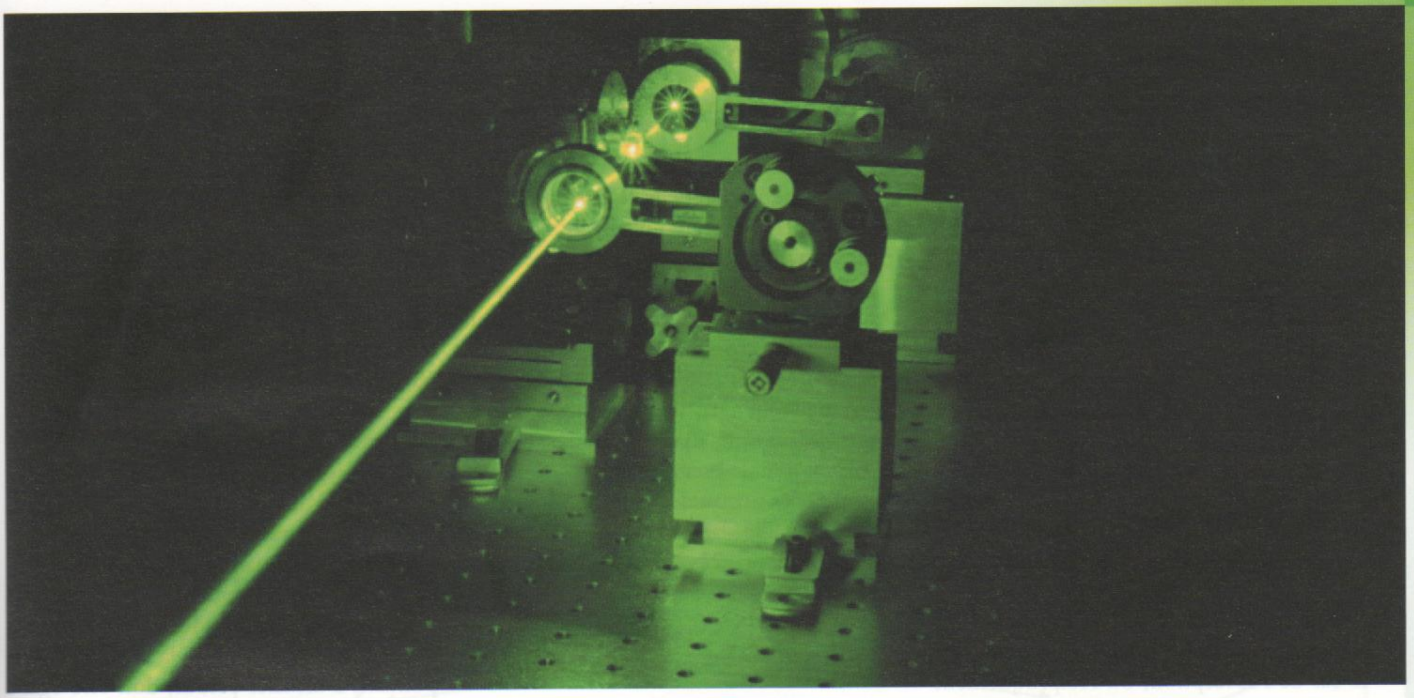
Ces propriétés de cohérence sont celles du champ électromagnétique émis par le laser. Un tel champ est caractérisé par sa fréquence, sa direction de propagation et sa polarisation. Si l'on traite quantiquement ce champ, c'est-à-dire qu'on le décrit en termes de photons, ces caractéristiques définissent ce qu'on appelle un *mode du champ*. Les photons d'un faisceau laser sont donc dans un seul mode du champ ou dans un nombre restreint de modes.

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 masers et des lasers.

L'émission stimulée est un processus d'interaction entre lumière et matière, comme l'absorption et l'émission spontanée (voir encadré 1). Pour décrire ces interactions, nous prendrons ici l'exemple d'un gaz où les processus d'interaction sont individuels : ils concernent un atome isolé et s'accompagnent de l'apparition ou de la

›››

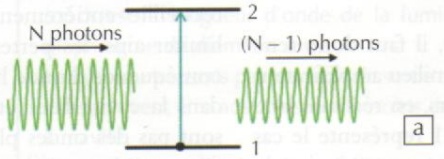


Laser Nd:GdCOB autodoublé, pompé par diode et émettant une puissance de 120 mW vers 530 nm. © CNRS Photothèque / LCFIO / GEORGES Patrick.

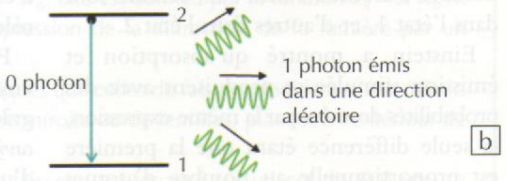
Les trois processus d'interaction résonante atome-rayonnement

Encadré 1

Plaçons-nous dans le cas de la résonance optique, où les atomes interagissent avec un rayonnement accordé sur une transition atomique, c'est-à-dire dont la fréquence ν vérifie la relation $E_2 - E_1 = h\nu$.
À l'époque de Bohr, on ne connaissait que deux processus d'interaction, l'*absorption* et l'*émission spontanée*. Lors de l'absorption, l'atome passe de son état fondamental d'énergie E_1, noté 1, à son état excité d'énergie E_2, noté 2, en absorbant un photon (fig. a) ; un photon a disparu de l'onde et celle-ci se trouve atténuée. Lors de l'émission spontanée, l'atome initialement dans son état excité redescend dans son état fondamental en émettant un photon (fig. b). Ce photon est émis dans une direction aléatoire et au bout d'un temps lui aussi aléatoire, mais dont la valeur moyenne est appelée « durée de vie » de l'état excité. L'émission spontanée, comme son nom l'indique, n'a pas besoin de rayonnement incident pour se manifester.

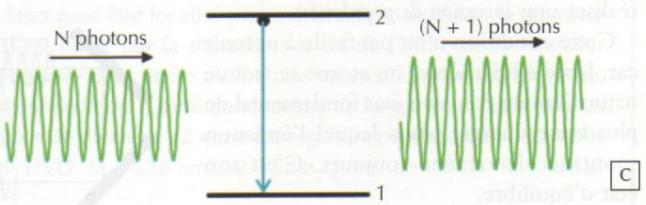


Le processus d'absorption fait disparaître un photon ; l'absorption atténue l'onde incidente.



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

Dans un article publié en 1917, Einstein a introduit un troisième processus, l'*émission stimulée*. Il s'agit du processus inverse de l'absorption, se produisant, comme elle, en présence de rayonnement incident résonant avec la fréquence de transition. Sous l'effet de celui-ci, l'atome passe de son état excité à son état fondamental en émettant un photon (fig. c). Ce processus est cohérent : si les photons incidents sont dans un mode donné du rayonnement, alors le photon émis l'est dans ce même mode. L'onde émise l'est avec la même direction et la même phase que l'onde incidente : celle-ci se trouve donc amplifiée.



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

Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015

>>>

disparition d'un photon (de plusieurs photons dans le cadre de l'optique non linéaire).

En 1913, Bohr a décrit l'interaction entre un atome et le rayonnement de la façon suivante : l'atome peut absorber ou émettre de la lumière lorsqu'il effectue un « saut quantique » entre deux de ses états d'énergie. Si E_1 et E_2 sont les énergies de ces deux états, choisies telles que $E_2 > E_1$, on a la relation $E_2 - E_1 = h\nu$, où h est la constante de Planck et ν la fréquence du rayonnement. Le produit $h\nu$ est l'énergie du photon absorbé ou émis, de sorte que cette relation reflète la conservation de l'énergie dans le processus d'interaction : l'énergie perdue par le rayonnement est fournie à l'atome dans le cas de l'absorption, ou réciproquement dans le cas de l'émission. Il existe trois processus d'interaction entre atomes et rayonnement, décrits dans l'encadré 1. L'émission stimulée introduite par Einstein permet, dans certaines conditions, d'amplifier le rayonnement.

Amplifier la lumière en créant une inversion de population

Si l'émission stimulée a pour effet d'amplifier la lumière, dans le même temps, l'absorption a pour effet de l'atténuer. Peut-on rendre l'émission stimulée prépondérante ?

En pratique, on n'a pas un seul atome en présence du rayonnement, mais un grand nombre d'atomes. Parmi eux, certains sont dans l'état 1, et d'autres dans l'état 2.

Einstein a montré qu'absorption et émission stimulée se produisent avec des probabilités données par la même expression, la seule différence étant que la première est proportionnelle au nombre d'atomes par unité de volume dans l'état 1 (appelé population de l'état 1 et noté n_1), tandis que la seconde l'est à la population n_2 de l'état excité. Pour que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, il faut donc que l'on ait $n_2 > n_1$; c'est ce qu'on appelle réaliser une *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 imposer à l'atome d'être dans un état hors d'équilibre, il faut lui fournir de l'énergie qui le portera dans son état excité afin de réaliser la condition $n_2 > n_1$, soit de façon transitoire, soit de façon permanente. C'est ce que l'on appelle le *pompage*. Une partie de cette énergie fournie aux atomes sera restituée sous forme de rayonnement à la fréquence ν lors de l'amplification. 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, comme détaillé dans l'article de Sébastien Forget *et al.* (pp. 22-23).

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 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, le système se met à osciller. C'est aussi elle 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 1 représente le cas d'une cavité en anneau, constituée de quatre miroirs.

La cavité laser la plus simple est constituée de deux miroirs se faisant face. 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.

La lumière, réfléchie 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. Le chemin optique dans la cavité, correspondant à un aller-retour, doit être égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde. C'est la condition de résonance :

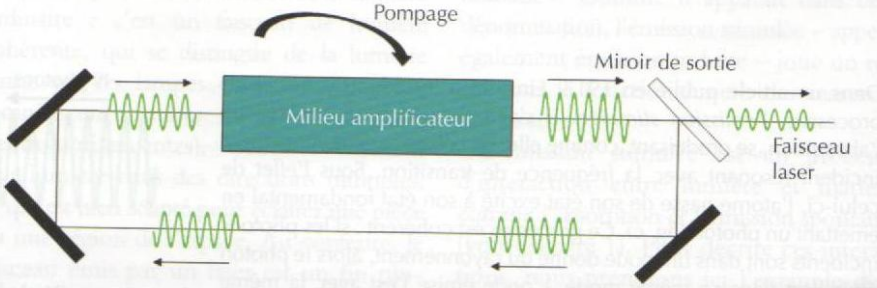
$$2L = p\lambda, \text{ soit } L = p\lambda/2,$$

où L est la distance séparant les deux miroirs, λ la longueur d'onde de la lumière et p un nombre entier. Pour une longueur L fixée, seules les longueurs d'onde vérifiant la relation ci-dessus pourront donc être présentes dans le faisceau laser.

Les modes associés aux différentes valeurs de p vérifiant cette relation sont appelés modes longitudinaux de la cavité. L'écart en fréquence entre deux modes voisins est donné par $\Delta\nu = c/2L$, où c est la vitesse de la lumière.

En pratique, l'un au moins des miroirs de la cavité doit être concave, afin de concentrer la lumière latéralement pour qu'elle soit recueillie entièrement par les miroirs et limiter ainsi les pertes par diffraction. En conséquence, l'onde lumineuse qui circule dans la cavité laser et le faisceau émis ne sont pas des ondes planes, et le rayon du faisceau n'est pas constant au cours de sa propagation (voir encadré 2).

>>>



1. Transformation d'un amplificateur en oscillateur (laser) : un jeu de miroirs renvoie à l'entrée de l'amplificateur la lumière qu'il a émise. Le miroir en haut à droite est partiellement transparent.

Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015

>>>

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 caractéristique 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 spatiales (direction, divergence) et temporelles (spectre de fréquences).

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

Les conditions d'oscillation laser

Dans un milieu absorbant, l'intensité lumineuse est atténuée lors de la propagation, par un facteur de la forme $\exp(-Kl)$, où K est le coefficient d'absorption du milieu, proportionnel à la densité d'absorbant, et l l'épaisseur du milieu traversé.

De la même façon, au sein du laser, le rapport entre l'énergie de l'onde lumineuse après et avant le passage dans le milieu amplificateur, appelé gain de l'amplification, s'écrit : $G = \exp(\alpha l)$, où α est donné par $\alpha = \sigma(\nu)\,(n_2 - n_1)$. La quantité $\sigma(\nu)$ est la section efficace d'interaction entre les atomes et l'onde ; elle dépend de la fréquence ν.

En présence d'inversion de population, $n_2 > n_1$, α est positif et le gain est supérieur à 1.

Pour que l'oscillation laser démarre, il faut que, pour chaque passage dans le milieu amplificateur, ce gain soit supérieur aux pertes de la cavité : c'est ce que l'on appelle la *condition d'oscillation*. La principale cause de pertes est la transmission du miroir de sortie. D'autres pertes, que l'on cherche à minimiser, peuvent également exister dans la cavité : absorption, diffusion, réflexion aux interfaces ou diffraction.

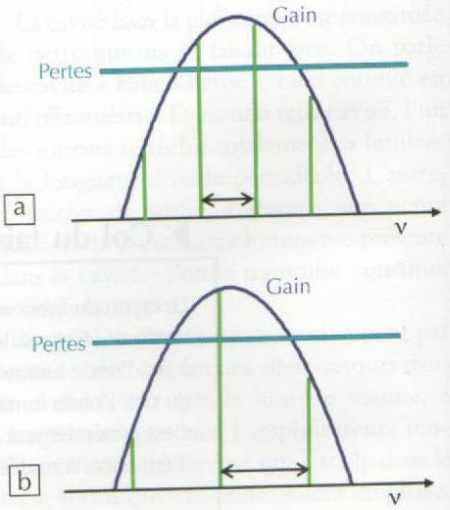
En considérant, comme ci-dessus, une cavité formée de deux miroirs, dont l'un seul n'est pas totalement réfléchissant, le gain global sur un tour complet dans la cavité est le produit du gain G et du coefficient de réflexion R de ce miroir. Pour que l'oscillation démarre, il faut que $G \times R \geq 1$. L'égalité donne le *seuil d'oscillation*. En dessous du seuil, l'intensité de l'onde dans la cavité est négligeable ; au-dessus du seuil, un faisceau laser est émis. Cependant, l'intensité lumineuse dans la cavité, et donc l'intensité émise par le laser à travers son miroir de sortie, ne croissent 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.

La condition d'oscillation dépend (i) de la longueur d'onde par l'intermédiaire du gain du milieu amplificateur, l'amplification par émission stimulée n'étant possible que dans la gamme de fréquences caractéristique du milieu, et (ii) des coefficients de réflexion des miroirs. De plus, la cavité optique n'est résonante que pour certaines longueurs d'onde bien particulières, associées aux modes longitudinaux de la cavité. On va donc éventuellement avoir plusieurs modes vérifiant la condition « gain supérieur aux pertes », chacun pour sa longueur d'onde. On dit dans ce cas que le laser fonctionne en multimode : il émet plusieurs fréquences voisines, séparées de $c/2L$. Si, au contraire, un seul mode vérifie la condition, le laser fonctionne en monomode et n'émet qu'une seule fréquence (fig. 2).

Pour certaines applications, il est nécessaire de disposer d'un laser monomode. Pour passer de la configuration multimode à la configuration monomode, on peut sélectionner un mode en insérant à l'intérieur de la cavité laser un élément optique sélectif en fréquence, par exemple une « sous-cavité » plus courte de type Fabry-Perot (une simple lame de verre peut jouer ce rôle) ; ceci revient à imposer une nouvelle condition de résonance, qui n'est satisfaite que par un seul mode.

Une grande variété de réalisations et d'applications

Depuis la mise au point du premier laser en 1960, des dispositifs lasers de toutes sortes ont été réalisés. Ils utilisent des milieux amplificateurs qui peuvent être gazeux, liquides ou solides, et des méthodes de pompage variées. On trouve en outre de multiples variantes dans la géométrie des cavités. Enfin, leur fonctionnement peut être continu ou en impulsions (relaxé, déclenché ou à modes bloqués) et l'on sait maintenant produire des impulsions femtosecondes ($1\ \text{fs} = 10^{-15}\ \text{s}$), de durée comparable à la période de l'oscillation de l'onde électromagnétique.



2. Gain du milieu amplificateur en fonction de la fréquence (courbe bleu foncé) **et modes de la cavité** (traits verts), les pertes du système (ligne turquoise) étant supposées constantes. (a) Si la condition « gain supérieur aux pertes » est vérifiée pour plusieurs modes de la cavité, le laser fonctionne en multimode. (b) Si cette condition n'est vérifiée que pour un seul mode, le laser fonctionne en monomode.

Les propriétés remarquables des faisceaux laser font qu'ils sont utilisés dans de nombreuses applications. Des codes-barres aux imprimantes laser, du stockage à la lecture et au transport d'information, les lasers ont transformé notre vie quotidienne. Dans le bâtiment et l'industrie ils sont des outils universels pour aligner, percer, découper et souder. Ils permettent de mesurer les traces de polluants, les distances et les vitesses. En médecine, ils sont des instruments thérapeutiques sélectifs et précis. Les lasers sont déjà à la base de nombreuses avancées de la recherche fondamentale ; ils seront encore bien présents à l'avenir pour sonder la matière, contrôler la fusion nucléaire, détecter les ondes gravitationnelles, et auront certainement bien d'autres applications que nous ne soupçonnons pas encore… Un grand nombre de ces sujets est traité dans les autres articles de ce numéro spécial. ▮

Pour en savoir plus

- L. Dettwiller, *Les lasers et leurs applications*, Ellipses (1998).
- B. Cagnac et J.-P. Faroux, *Lasers, Interaction Lumière-Atomes*, EDP Sciences, collection Savoirs Actuels (2002).
- D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé, *Les Lasers*, 2e édition, Dunod (2004).
- C. Delsart, *Lasers et Optique Non-linéaire*, Ellipses (2008).

Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015

III.3.1. Etats d'énergie d'un atome et émission de lumière.

Considérons E_1 et E_2, deux des niveaux d'énergie d'un atome, avec $E_2>E_1$.

En présence d'un grand nombre d'atomes de ce type, à l'équilibre thermique à température T, le rapport du nombre N_1 d'atomes dans l'état E_1 sur le nombre N_2 d'atomes dans l'état E_2 est donné par la relation

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{\frac{-(E_2-E_1)}{k.T}} \quad (k = 1{,}38.10^{-23}\ J.K^{-1} \text{ constante de Boltzmann})$$

A l'équilibre thermodynamique, il y a donc plus d'atomes dans les états d'énergie faibles que dans ceux d'énergie élevée. Si l'atome passe de l'état d'énergie E_2 à l'état d'énergie E_1, la transition se fera avec l'émission d'un photon de fréquence ν, telle que

$$E_2 - E_1 = h.\nu \quad (h=6{,}62.10^{-34}\ J.s, \text{ constante de Planck})$$

Cette émission peut être spontanée. Dans ce cas, l'émission est fortement influencée par les interactions entre atomes et elle est fortement aléatoire.

Mais l'émission peut aussi être induite par une onde incidente. Dans ce cas, l'onde incidente influe fortement sur le processus d'émission qui devient moins aléatoire que dans le cas précédent. L'onde émise devient alors plus cohérente. C'est à ce type d'émission que correspond le fonctionnement d'un laser.

III.3.2. Structure et fonctionnement d'un laser à gaz (type He-Ne par exemple).

Dans un laser à gaz, une onde lumineuse incidente induit dans un matériau une émission de lumière. Cette nouvelle émission est assimilable à une amplification du faisceau incident d'où le nom de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations ». Pour que le système fonctionne, on va imposer à l'onde amplifiée de repasser plusieurs fois dans le milieu chargé de l'émission stimulée. C'est pourquoi, ce milieu sera inséré dans une cavité constituée de deux surfaces réfléchissantes qui se comportera comme un interféromètre de Fabry-Pérot.

• *Inversion de population dans le milieu amplificateur et saturation de gain..*

Considérons un type d'atome dans lequel on étudiera la transition entre le niveau E_2 et le niveau E_1 ($E_2>E_1$). Une onde incidente de fréquence ν, égale à $[E_2-E_1]/h$, qui traverse le milieu constitué de ces atomes, qui se propage dans la direction repérée par z, verra son intensité I évoluer avec la distance parcourue z afin que

$$I = I_O.e^{-\mu.z}$$

Le coefficient μ est proportionnel à N_1-N_2, si N_1 et N_2 représente respectivement la population d'atomes dans l'état d'énergie E_1 et E_2. Dans un matériau qui n'est pas stimulé, μ est donc positif et l'onde va s'amortir en pénétrant dans le matériau.

Si on veut une amplification et donc une intensité I qui augmente avec z, il va falloir que μ soit négatif, ce qui demande que N_2 soit supérieur à N_1. Pour cela, Il va falloir mettre le matériau hors d'équilibre en augmentant N_2, au moyen d'une excitation extérieure. Cette opération, appelée pompage, consiste à amener des atomes dans un niveau E_3 très légèrement supérieur à E_2 afin de permettre, par une transition sans rayonnement de surpeupler le niveau E_2 par rapport à l'état d'équilibre. Un pompage suffisant va permettre de réaliser une inversion de population et donc une amplification de toute onde incidente dans le matériau, en particulier d'une transition spontanée entre E_2 et E_1.

Dans le matériau stimulé, μ est donc négatif ce qui signifie que l'intensité augmente avec la distance parcourue. Cependant, ce gain va décroître avec l'intensité du faisceau. Tant que l'intensité reste assez faible, on pourra définir G_o constante telle que

$$I = I_o.e^{G_o.z}$$

Mais dès que I prend des valeurs plus importantes, la croissance de l'intensité avec la distance parcourue sera moins rapide et finira par saturer ce qui explique qu'il n'y ait pas de divergence de l'intensité émise.

Le milieu dans lequel on crée l'inversion de population apparaît donc comme un milieu amplificateur de l'intensité lumineuse. L'amplification est non linéaire et présente une saturation ce qui permet de stabiliser l'amplitude du faisceau émis.

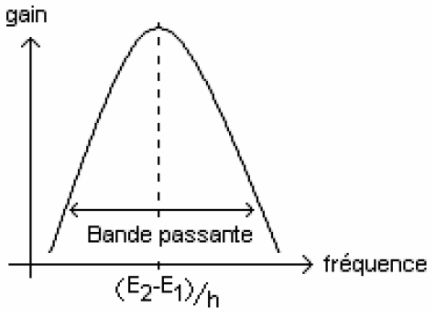
Dans le cas d'un laser He-Ne, les niveaux E_2 et E_1 sont respectivement les niveaux 3s2 et 2p4 du néon. Le niveau E_3 qui sert au pompage est soit le niveau 2s3 soit le niveau 2s1 de l'hélium, niveaux métastables atteints par les atomes d'hélium grâce à l'application d'un champ électrique extérieur.

• *Pouvoir d'amplification du milieu en fonction de la fréquence.*

La bande passante du milieu amplificateur est égale à la largeur de raie de transition entre les niveaux E_2 et E_1. Cette largeur est due à l'effet Doppler résultant des collisions entre particules se déplaçant suivant des distributions complexes de vitesses. Elle est centrée sur la fréquence correspondant exactement à $(E_2-E_1)/h$. Si on

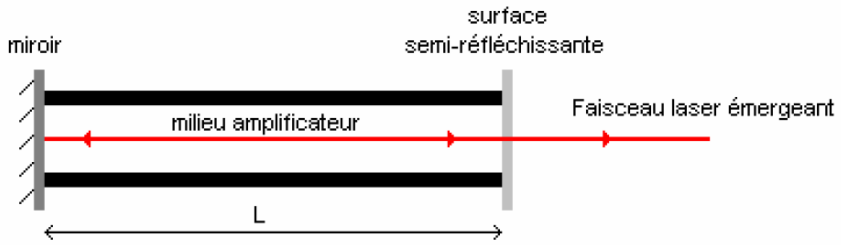
Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015

représente le gain pour un aller simple dans la cavité en fonction de la fréquence, on obtient la courbe d'allure suivante :



• *Rôle de la cavité.*

Si une onde issue d'une transition spontanée, traverse un milieu dans lequel on a réalisé une inversion de population, elle sera donc amplifiée, en conduisant à une émission stimulée. Pour démultiplier cet effet, on va faire en sorte que l'onde traverse un grand nombre de fois le milieu dans lequel on a réalisé le pompage afin de maintenir une intensité importante dans le milieu, malgré l'émission d'une partie de l'onde vers l'extérieur… ce qui est l'objectif de ce type de dispositif… Pour cela, on peut utiliser la structure suivante :



Entre les deux miroirs, seules certaines ondes, interférant constructivement pourront avoir une amplitude notable. Pour cela, il faudra que la longueur d'onde λ du rayonnement vérifie

$$2.L = k.\lambda \quad (k \text{ entier})$$

d'où, en terme de fréquence ν, la relation $\nu = k.\dfrac{c}{2.L}$ où c est la célérité de la lumière dans le milieu.

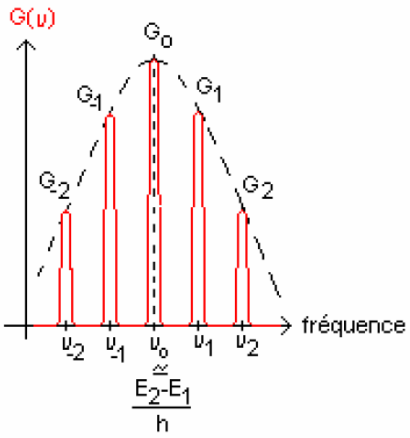
L'écart entre deux fréquences successives pour lesquelles on a interférences constructives est appelé intervalle spectral libre.

Le laser est donc susceptible d'émettre sur des fréquences discrètes déterminées par la taille de la cavité. Ces différentes fréquences sont les modes du laser. La largeur des raies des modes dépend notamment du coefficient de réflexion sur les surfaces réfléchissantes de la cavité (Cf interféromètre de Fabry-Pérot). Suivant la longueur d'onde considérée, l'amplitude sera définie par la courbe du paragraphe précédent.

• *Structure du laser ; modélisation comme oscillateur à boucle de réaction.*

Nous allons supposer que le coefficient de réflexion R est le même sur les deux miroirs pour simplifier, sachant qu'en réalité, il doit être légèrement inférieur sur la surface semi-réfléchissante afin de laisser une partie du faisceau s'échapper vers l'extérieur.

On appellera $G(\nu)$ le gain pour un aller simple du faisceau dans la cavité. Compte tenu du pouvoir d'amplification du milieu avec la fréquence, et des propriétés de la cavité de Fabry Pérot, $G(\nu)$ se présente sous la forme suivante :

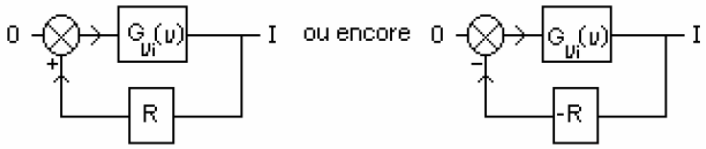


Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015

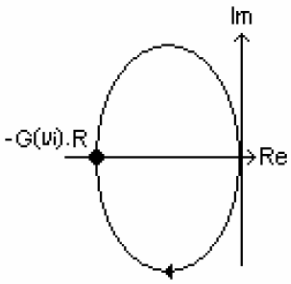
Pour simplifier l'étude, nous allons considérer séparément les différents extréma de G aux fréquences ν_i (i allant de -2 à +2 sur la figure précédente). Nous allons supposer que le milieu amplificateur se comporte comme un filtre passe-bande autour de chaque fréquence ν_i. Nous noterons $G_{\nu i}$ le gain autour de la fréquence ν_i.

Le faisceau subit une succession de séquences d'amplification dans le milieu (Gain $G_{\nu i}(\nu)$) immédiatement suivies de réflexion sur un miroir.

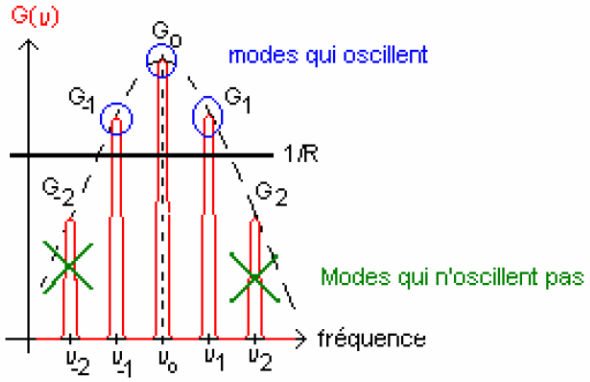
Pour un très grand nombre d'aller-retour on peut représenter le système par le schéma bloc suivant :



Le lieu de Nyquist de la fonction de transfert en boucle ouverte au voisinage de ν_i présente une allure de forme suivante :



Le système est susceptible d'osciller autour de la fréquence ν_i si $G(\nu_i) > 1/R$. Finalement, seuls les modes pour lesquels le gain du milieu amplificateur est supérieurs à 1/R vont osciller.



Le laser fonctionne aléatoirement et successivement sur les différents modes susceptibles d'osciller. Quand plusieurs modes sont autorisés, le laser est dit multimodes. Chaque mode peut être traité indépendamment des autres.

Sylvain Moreggia – PSI 2014-2015