

3.1 - Le LASER.

Principes de base et propriétés du faisceau.

Prérequis : Les bases de la physique des vibrations et des ondes. Optique géométrique. Optique physique. Thermodynamique. Physique des vibrations et des ondes. Éléments de physique quantique. Mathématiques pour l'ingénieur : variables et fonctions de variables complexes ; résolution d'équations différentielles du deuxième ordre. Opérations matricielles. Électromagnétisme.

3.1.1 Le laser : un dispositif de transformation d'énergie

Un LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) peut être défini ainsi :

Un générateur de rayonnement électromagnétique dans les domaines IR, Visible et UV, à spectre à spectre étroit, de grande intensité, très directif basé sur le phénomène de l'émission stimulée.

Vu sous un aspect énergétique, un laser transforme de l'énergie 'incohérente' sous la forme électrique ou optique, en un flux cohérent d'énergie rayonnante.

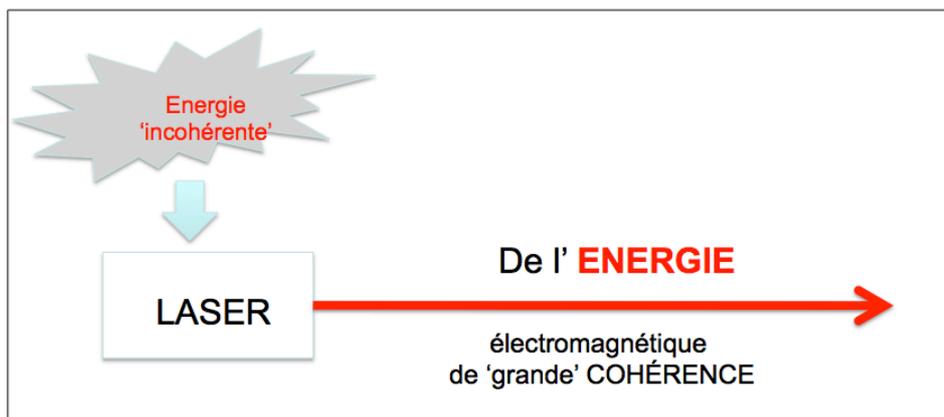


Fig. 3.1-1 : Le laser : un dispositif pour transformer de l'énergie, d'une forme 'incohérente' (ou désordonnée) en un rayonnement électromagnétique 'cohérent'.

Le rendement de conversion d'énergie d'un laser est défini comme le rapport $\eta = \frac{P_{\text{faisceau}}}{P_{\text{fourni}}}$

avec P_{faisceau} , la puissance contenue dans le faisceau émis et P_{fourni} la puissance fournie pour l'excitation du milieu actif. Le rendement dépend du type de laser et se situe entre 50 % pour le plus performant, le laser à semi-conducteur, à une fraction de pourcent pour les lasers à gaz émettant dans le domaine du visible. De façon générale, le rendement diminue lorsqu'on se déplace des grandes longueurs vers les plus courtes. Pour produire de grandes puissances (des kilowatts en continu) il vaut mieux utiliser des lasers offrant un bon rendement. Le laser à CO_2 émettant à $10,6 \mu\text{m}$, a été pendant longtemps le principal laser de puissance avant d'être supplantés par des lasers solides émettant au voisinage de $1 \mu\text{m}$, pompés par des lasers à diode. Cette combinaison de lasers à semi-conducteur utilisés comme sources de pompage et de laser solide, avec une géométrie de guide d'onde (les lasers à fibre) permet d'obtenir des rendements dépassant 20 % avec des puissances émises dépassant la dizaine de kilowatts.

L'énergie de pompage qui n'est pas transformée en énergie rayonnante cohérente, est émise sous forme de rayonnement incohérent ou apparaît sous forme thermique. Ainsi, même à des puissances modestes (quelques watts), un laser doit disposer d'un système de refroidissement. La figure 3.1-2 montre le laser et son environnement.

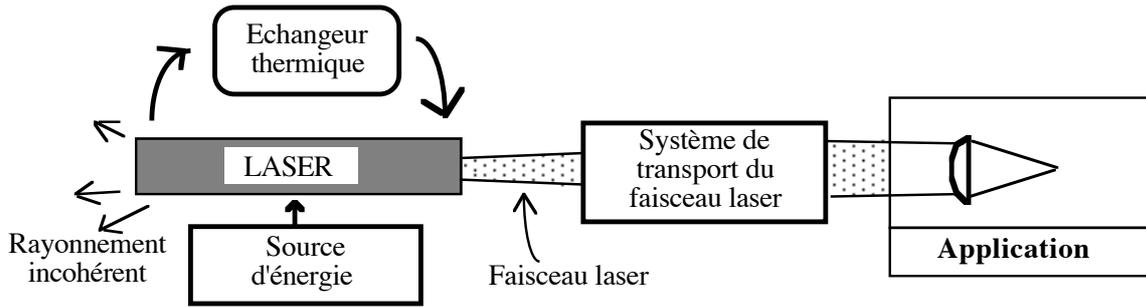


Fig. 3.1-2 : Le laser et son environnement : un dispositif de refroidissement est indispensable pour évacuer la chaleur produite. Le faisceau émis est amené à l'application par un dispositif à base de miroirs ou de fibre optique.

3.1.2 Les trois constituants principaux d'un laser

Pour faire un laser il faut réunir 3 éléments :

- un **matériau 'actif'** judicieusement choisi pour ses propriétés d'émission lumineuse et d'amplification de la lumière produite. Ce matériau peut être un solide, un liquide ou un gaz. Ce milieu transforme en énergie de rayonnement 'cohérent' (ou faisceau laser), l'énergie reçue du milieu extérieur.

- un **dispositif d'excitation** ou de **pompage** de ce matériau, pour lui amener l'énergie qui sera transformée. Il existe plusieurs techniques de pompage, les plus courantes étant le pompage optique pour les lasers solides et la décharge électrique pour les lasers à gaz.

- la **cavité**, composée de deux ou plusieurs miroirs, qui permet de sélectionner et confiner la lumière produite dans une direction choisie. La cavité assure en particulier la fonction de rétroaction grâce à laquelle le dispositif devient un oscillateur. L'un des miroirs est partiellement réfléchissant et laisse passer vers l'extérieur la partie utile du rayonnement; l'autre miroir est totalement réfléchissant. Des miroirs supplémentaires peuvent être utilisés dans les lasers de forte puissance ; ces miroirs servent alors à replier la cavité pour la rendre plus compacte.

Le matériau actif et le dispositif de pompages peuvent prendre différentes formes suivant la nature du matériau actif (solide, liquide ou gazeux). Le schéma général de principe est montré sur la figure suivante.

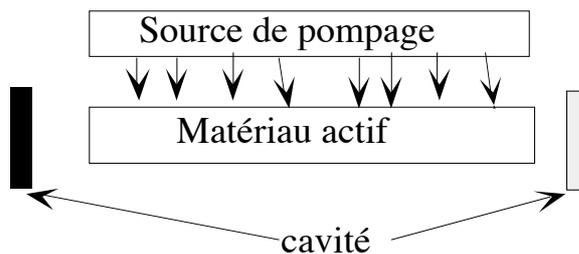


Fig. 3.1-3 : Schéma de principe d'un laser

En plus des 3 éléments indiqués, d'autres composants peuvent être introduits dans la cavité pour contrôler les caractéristiques du faisceau. Les détails sont donnés plus loin.

La figure ci-après montre un exemple de laser dont le matériau actif est un barreau d'un cristal de YAG (grenat d'Yttrium-Aluminium) dopé au Néodyme. L'énergie est amenée sous la forme de la lumière émise par des lampes flash. Le confinement de la lumière émise et amplifiée est assuré par une cavité constituée de deux miroirs placés à chaque extrémité.

Le matériau actif et le dispositif de pompages peuvent prendre différentes formes suivant la nature du matériau actif (solide, liquide ou gazeux). Le schéma général de principe est montré sur la figure suivante.

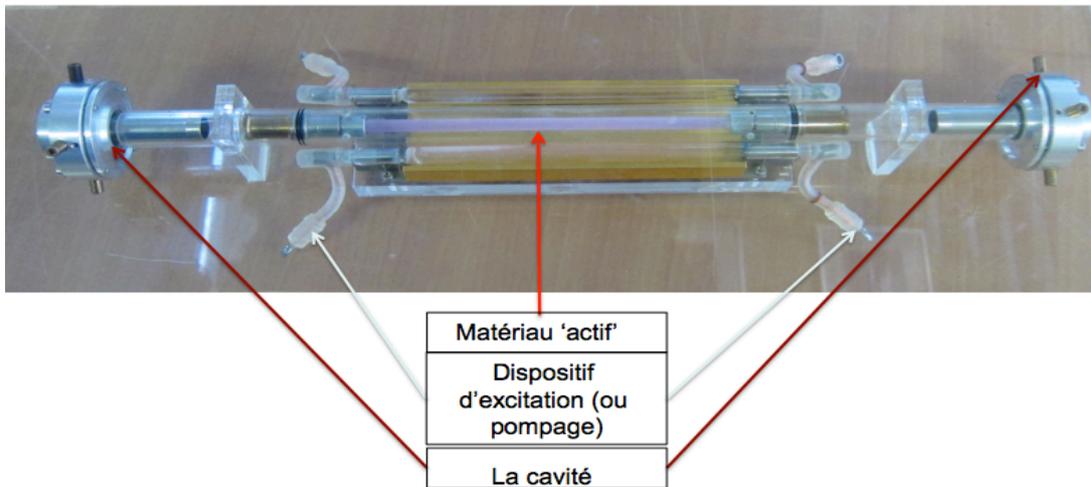


Fig. 3.1-4 : Exemple de laser avec ses 3 constituants : le laser à Nd:YAG.

3.1.3 L'énergie dans le milieu actif

3.1.3.1 Introduction.

Tous les matériaux émettent des ondes électromagnétiques. Que ce soit une étoile, le soleil, ou tout objet qui nous entoure, à commencer par notre propre corps. Les caractéristiques du rayonnement émis (fréquence, intensité, durée, ...) sont fonctions de la nature du matériau, de sa température et de façon générale de l'énergie accumulée sous l'une des formes permises par ses constituants élémentaires (électrons, atomes, ions, molécules, réseau cristallin).

Vouloir expliquer le fonctionnement du laser passe par la description des formes d'échange d'énergie entre la matière et le rayonnement. Et là cela se complique immédiatement, car les phénomènes mis en jeu sont 'incompréhensibles' au sens habituel. Une description peut être donnée, des calculs précis peuvent être effectués, des prévisions peuvent être faites, au moins à l'échelle microscopique, mais la compréhension ordinaire de ces phénomènes n'est pas possible. On entre avec ces descriptions dans le monde de la physique quantique, et pour paraphraser un grand Physicien, Richard Feynmann, on rappellera que "*nobody understands quantum mechanics*" (dans "The Character of Physical Law, The Modern Library edition, 1965). L'approfondissement des notions d'absorption et d'émission de rayonnement au niveau quantique n'apporte pas beaucoup d'aide à l'utilisateur du laser dans la plupart des situations pratiques.

3.1.3.2 L'énergie au sein de la matière

3.1.3.2.1 Les formes d'énergie interne des atomes et molécules

Les trois principales formes de l'énergie dans la matière qui interviennent dans le fonctionnement des lasers sont :

- l'énergie des électrons des couches externes de l'atome,
- l'énergie des vibrations des ions et atomes des cristaux,
- l'énergie de vibration et de rotations des molécules.

La composante principale de l'énergie d'un matériau est l'énergie électronique. Les ions dans les cristaux et les molécules peuvent être en vibration ; leur énergie est alors la somme de l'énergie électronique et de l'énergie de la vibration. Les molécules complexes peuvent en plus entrer en rotation ; des niveaux supplémentaires apparaissent alors dans le diagramme d'énergie. L'énergie d'un échantillon de matière est la somme de toutes les énergies de ses constituants.

Les énergies internes des atomes, ions et molécules sont quantifiées. Un niveau particulier présente les caractéristiques suivantes :

- la valeur de l'énergie E_i ,
- le nombre N_i de particules par unité de volume occupant cette valeur d'énergie, ou densité de population du niveau,
- la durée de vie τ_i du niveau. L'inverse de τ correspond au taux de relaxation $\gamma_i = 1/\tau_i$ du niveau.

3.1.3.2.2 Énergie électronique.

Il s'agit de l'énergie des électrons dans leur mouvement autour du noyau de l'atome. La figure 3.1-5 montre la structure de l'atome suivant le modèle simplifié de Bohr.

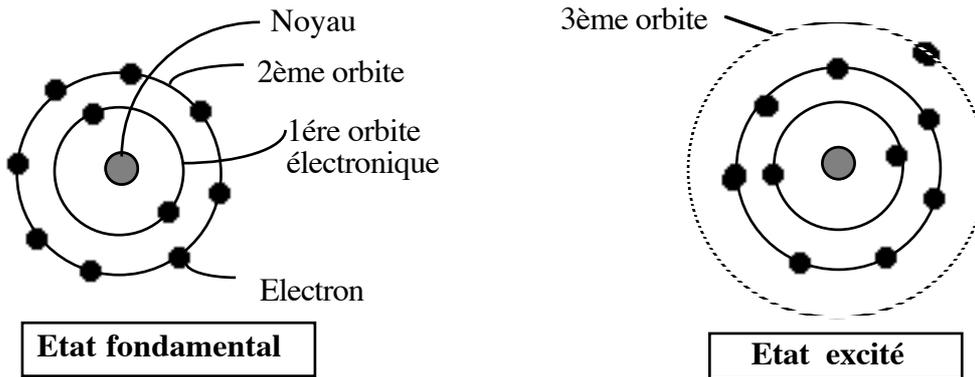


Fig. 3.1-5 : Structure de l'atome. Exemple de l'atome de néon.

État fondamental : Les lois de la Mécanique Quantique imposent aux électrons une répartition par couches (ou orbites) autour du noyau. Chaque couche ne peut comporter qu'un nombre limité d'électrons. A faible température et à l'équilibre les électrons tendent à occuper les couches les plus rapprochées du noyau. Pour l'atome de néon, on trouve 2 électrons sur la première couche et 8 électrons sur la deuxième couche. L'énergie de l'atome est la somme des énergies de tous les électrons et du noyau. En pratique, on compte l'énergie de l'atome à partir de l'énergie fondamentale, celle qu'a l'atome lorsque tous les électrons occupent les niveaux les plus bas.

État excité : Lorsque l'atome reçoit de l'énergie de l'extérieur (collision avec un autre atome, absorption d'un photon), un électron de la couche externe peut passer sur une autre couche. L'atome devient alors dans un état excité. Cette augmentation de l'énergie de l'atome se traduit par une augmentation du volume de l'atome. Si l'énergie reçue est suffisamment grande, l'électron peut quitter l'atome, qui devient alors un ion positif.

3.1.3.2.3 Énergie de vibrations moléculaires.

Dans une molécule, les atomes peuvent subir un mouvement de vibration. L'énergie de cette vibration contribue à augmenter l'énergie totale contenue dans le matériau et s'ajoute aux énergies électroniques mentionnées ci-dessus. La figure ci-après montre un exemple de vibration dans une molécule de gaz carbonique. Dans la molécule de CO₂, il existe 3 modes de vibration, auxquels sont associées des énergies différentes. Le retour de la molécule à l'état d'équilibre peut se faire avec émission d'un photon infra-rouge.



Fig. 3.1-6 : Énergie d'excitation moléculaire : exemple de la molécule de gaz carbonique

- (a) Dans la molécule au repos, les atomes sont fixes les uns par rapport aux autres.
 (b) Après collision avec des électrons, les atomes de la molécule peuvent se mettre en vibration.

3.1.3.2.4 Énergie de rotations de molécules.

Les molécules complexes peuvent subir, en plus des vibrations, un mouvement de rotation qui contribue également à l'énergie totale dans la matière. Les énergies de rotation des molécules sont beaucoup plus petites que les énergies de vibration. Les rotations sur le diagramme des niveaux d'énergie de la molécule, comme des sous-niveaux associés aux niveaux de vibration. Lorsque les sous-niveaux sont nombreux, il y a recouvrement et l'émission et l'absorption photonique se fait sur des bandes spectrales étendues. Les lasers à matériau actif constitué par des molécules complexes (colorants organiques) ont ainsi la propriété d'émettre un rayonnement à longueur d'onde accordable.

3.1.3.2.5 Occupation des niveaux d'énergie

A l'échelle de l'atome, l'ion ou la molécule, les variations d'énergie contenue dans la matière obéissent aux lois de la Mécanique Quantique. C'est ainsi que dans un matériau dans lequel les interactions entre les composants élémentaires de matière (atomes ou molécules) sont négligeables comme dans les gaz et les liquides, les atomes (ou molécules) sont distribués du point de vue énergétique sur un ensemble de niveaux, dont les positions sur l'échelle des énergies sont une caractéristique du matériau considéré. La figure 3.1-7 montre l'allure de cette distribution. A l'équilibre thermodynamique, les populations du niveau i d'énergie E_i et du niveau fondamental noté 0, sont reliées par la relation suivante, établie par Boltzmann :

$$(3.1-1) \quad N_i = N_0 \exp\left(-\frac{E_i - E_0}{kT}\right)$$

où k ($=1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$) est la constante de Boltzmann, T la température du milieu en Kelvin. Dans les atomes isolés et à température ordinaire (300 K), la quantité kT est très petite (environ 0,025 eV) par rapport à la séparation entre le niveau fondamental et le premier excité (d'environ 1 électronvolt). A l'équilibre thermique c'est donc la presque totalité des atomes qui occupent le niveau fondamental.

La différence d'énergie entre deux niveaux électroniques est du même ordre de grandeur que l'énergie d'un photon dans le domaine du visible. Les niveaux de vibration sont séparés par une quantité d'énergie plus faible, 5 fois ou plus. C'est ainsi que les transitions dues à des vibrations moléculaires, comme c'est le cas pour l'azote ou le CO_2 , donnent naissance à un rayonnement dans l'infra-rouge. Les rotations des molécules, ont des énergies encore plus faibles que les vibrations; les rotations contribuent dans les molécules complexes, à élargir les niveaux d'énergie électronique.

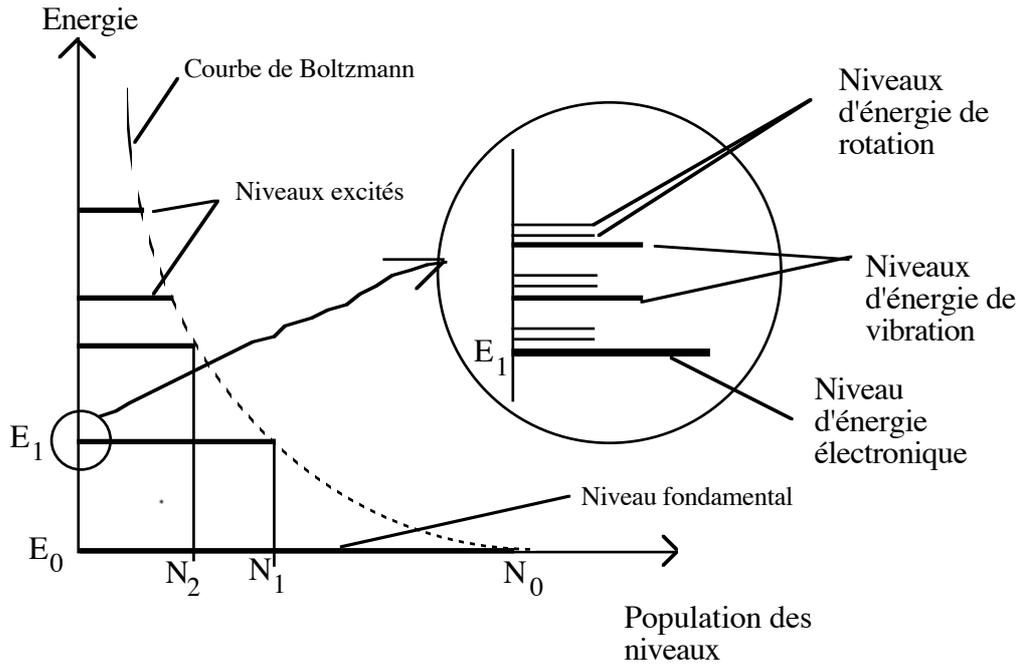


Fig. 3.1-7 : Niveaux d'énergie des atomes, ions et molécules

L'énergie est absorbée ou restituée par la matière sous la forme de quantités discrètes. La composante principale est l'énergie électronique. Les ions dans les cristaux et les molécules peuvent être en vibration; leur énergie est alors la somme de l'énergie électronique et de l'énergie de la vibration. Les molécules complexes peuvent en plus entrer en rotation; des niveaux supplémentaires apparaissent alors dans le diagramme d'énergie.

3.1.3.3 Echanges d'énergie entre rayonnement et matière.

3.1.3.3.1 Les trois formes de l'échange

Les atomes peuvent échanger de l'énergie avec un rayonnement en effectuant un 'saut quantique'. L'échange se fait par quantité discrète $\Delta E = E_j - E_i$ où E_j et E_i sont des niveaux d'énergie permis pour l'atome (ion ou molécule) considéré. Quand l'échange se fait avec un rayonnement, les trois processus mis en jeu sont l'**absorption**, l'**émission spontanée** et l'**émission stimulée**. A l'échelle des très faibles valeurs d'énergie, un rayonnement de fréquence ν peut être assimilé à un flux de photons ou particules élémentaires sans masse, d'énergie $h\nu$, où h est la constante de Planck égale à $6.62 \cdot 10^{-34}$ J.s. Le photon est la quantité élémentaire d'énergie rayonnante qui peut être absorbée ou émise par la matière. L'existence de l'émission stimulée rend possible l'**amplification** d'un rayonnement par un matériau et donc la réalisation d'un laser.

L'absorption de lumière par une population d'atomes à l'échelle élémentaire de l'atome et du photon correspond à l'interaction d'un photon d'énergie $E_{\text{phot}} = h\nu$ et d'un atome dont deux des niveaux d'énergie diffèrent d'une quantité proche de celle du photon incident. L'échange se traduit par la disparition du photon et de l'augmentation de l'énergie de l'atome. En pratique, cela correspond l'éloignement de l'un des électrons (on peut évoquer une orbite de plus grand rayon) ; l'atome passe ainsi dans un **état excité**.

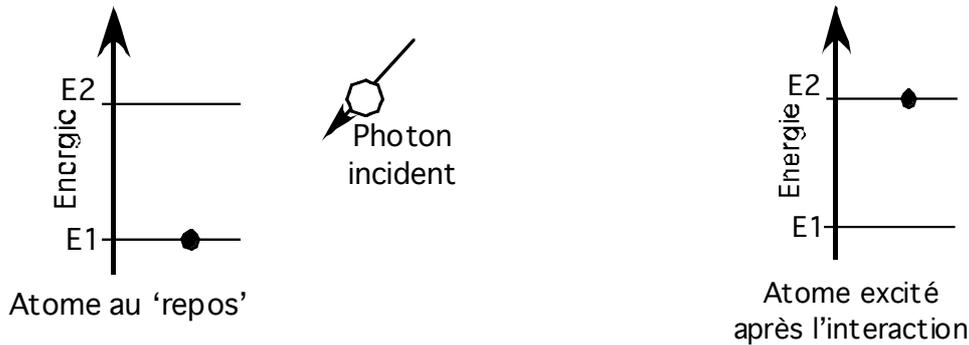


Fig. 3.1-1 : Absorption de rayonnement dans un milieu à 2 niveaux. L'absorption se produit si le photon a une énergie égale à $\Delta E = E_2 - E_1$

Un atome (ou molécule) dans un état excité demeure dans cet état pendant un temps limité. Au bout d'un temps correspondant sensiblement à la durée de vie du niveau occupé, l'atome perd son énergie en retournant à son état antérieur et en émettant un photon. Le photon émis emporte l'énergie précédemment absorbée ; les autres caractéristiques, en particulier la direction, sont aléatoires. Il s'agit alors d'une **émission spontanée**.

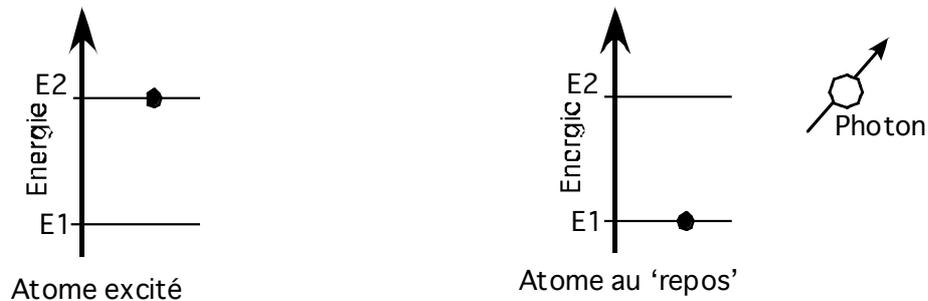


Fig. 3.1-2 : Émission spontanée d'un photon par un atome « excité ».

Un troisième type d'échange, l'**émission stimulée** (ou **induite**), a été mis en évidence, dans un cadre théorique, par A. Einstein. L'atome excité, en interagissant avec un photon d'énergie égale à la différence entre l'énergie du niveau occupé et l'énergie du niveau inférieur, a une certaine probabilité d'émettre un photon aux propriétés identiques à celle du photon incident. Lorsqu'un tel événement se répète en grand nombre, un flux photonique traversant le milieu, peut être amplifié.



Fig. 3.1-3 : Émission stimulée (ou induite) : le photon émis a les mêmes propriétés que le photon incident. L'atome retrouve le niveau d'énergie inférieur.

L'émission stimulée est très difficile à observer. Lors de l'interaction entre un flux photonique et un matériau dans les conditions favorables aux échanges d'énergie, les trois types d'échange se produisent simultanément.

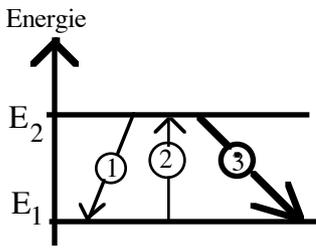


Fig. 3.1-4 : Échange d'énergie entre un rayonnement et un milieu à 2 niveaux.

L'échange d'énergie entre un rayonnement et un milieu à 2 niveaux E_1 et E_2 , avec des photons d'énergie $E_2 - E_1$ se fait par l'action simultanée de l'absorption (2), l'émission spontanée (1), et l'émission stimulée de photons (3).

La théorie quantique nous enseigne que si on désigne par

A_{21} , le coefficient de probabilité d'émission spontanée d'un photon d'un atome passant d'un niveau d'énergie E_2 vers un niveau inférieur E_1 ,

B_{21} , le coefficient de probabilité d'émission stimulée sur la même transition

B_{12} , le coefficient de probabilité d'absorption d'un photon incident d'énergie équivalente,

on a les relations suivantes :

$$(3.1-2) \quad B_{21} = B_{12} \quad \text{et} \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$$

Cela signifie qu'un photon arrivant au voisinage d'un atome excité a la même probabilité d'être absorbé ou d'entraîner la production d'un deuxième photon identique. Il est donc impossible d'obtenir un effet amplificateur dans un milieu en ne faisant intervenir que deux niveaux d'énergie. Il est indispensable de trouver des situations dans lesquelles, les combinaisons de durée moyenne de vie des niveaux permettent d'obtenir une **inversion de populations** entre deux niveaux.

La deuxième expression ci-dessus signifie qu'il est plus facile de faire fonctionner un laser dans le domaine infra rouge que dans le visible ou l'ultra-violet. Et en pratique on observe effectivement que les premiers faisceaux lasers de puissance ont été obtenus dans l'infra rouge. L'évolution de la technologie a permis par la suite d'obtenir des faisceaux laser sur une large plage de longueurs d'ondes allant principalement de $10 \mu\text{m}$ à $0,1 \mu\text{m}$. La loi de décroissance de l'efficacité de l'effet laser avec la diminution de longueur d'onde (ou augmentation de la fréquence) reste globalement observée.

3.1.3.3.2 L'inversion de populations atomiques : une situation inhabituelle

Il est difficile de créer une situation dans laquelle l'émission stimulée domine. On peut montrer que la probabilité d'absorption et celle d'une émission stimulée sont identiques. Il en résulte que pour réaliser un amplificateur, il faut créer une situation d'inversion des populations atomiques sur les différents niveaux. La thermodynamique nous apprend que les populations atomiques évoluent rapidement vers une situation d'équilibre lorsque leur énergie augmente ou diminue.

En prenant en considération les processus présentés plus haut, pour qu'un milieu soit amplificateur de rayonnement, il faut que parmi les niveaux d'énergie dont disposent ses atomes, il y ait deux niveaux qui soient tels que la population du niveau supérieur soit plus grande que la population du niveau inférieur. Uniquement à cette condition, trouvera-t-on dans le milieu plus d'atomes susceptibles de donner des photons au rayonnement incident, que d'atomes susceptibles d'absorber des photons et donc d'atténuer le rayonnement introduit dans le milieu. Cette situation inhabituelle est appelée **inversion de populations**.

Einstein a montré que la probabilité pour qu'un atome excité émette un photon d'énergie $E_{ph} = \Delta E$ par émission stimulée, est égale à la probabilité pour que ce même atome dans son état fondamental absorbe un photon de même énergie. Cela signifie que les photons émis par les atomes excités sont susceptibles de se faire absorber par les atomes non excités. Dans ces conditions, en présence de deux niveaux d'énergie uniquement, il n'est pas possible d'obtenir une population du niveau supérieur, plus grande que la population du niveau bas de la transition considérée. Il faudrait en pratique pouvoir trier les atomes, mettre d'un côté ceux susceptibles de fournir un photon à un rayonnement (amplification) et de l'autre ceux qui, se trouvant sur le niveau bas, sont susceptibles d'absorber un photon du même rayonnement (atténuation). Une telle séparation physique n'est pas réalisable. L'inversion de population ne peut donc être obtenue que dans des situations particulières où le matériau présente plusieurs niveaux, dont certains sont métastables, c'est-à-dire qu'ils sont caractérisés par une durée d'occupation suffisamment longue par l'atome.

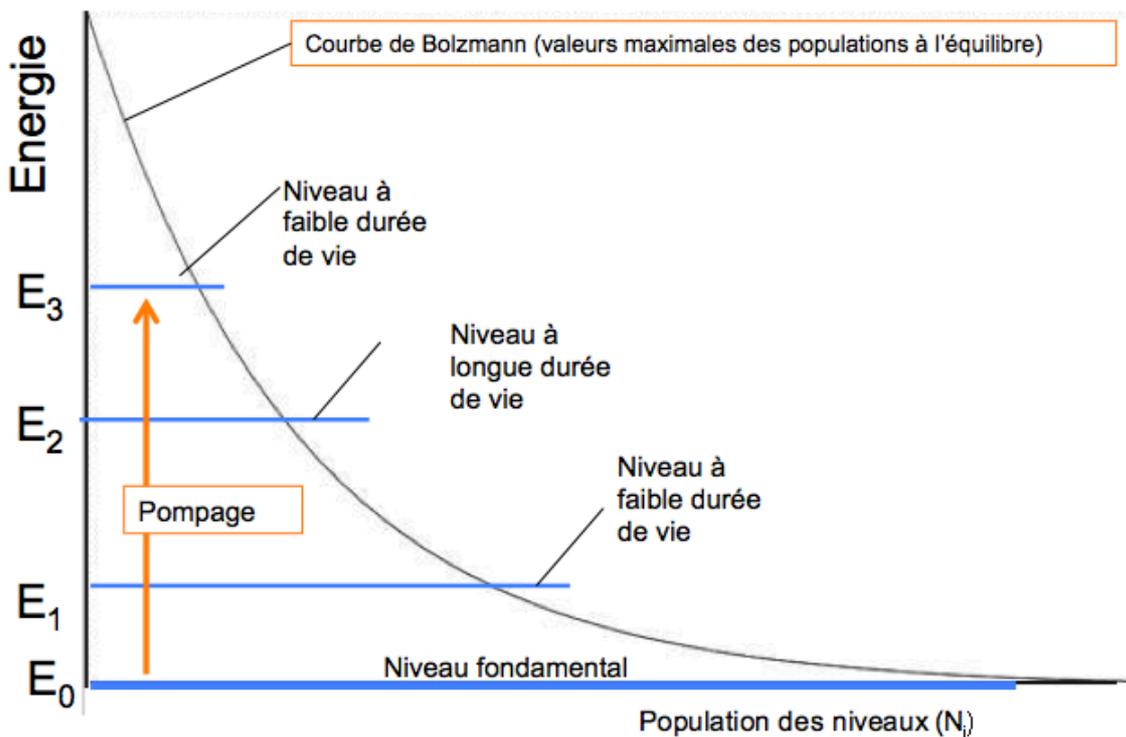


Fig. 3.1-5 : Distribution des populations atomiques à l'équilibre thermodynamique.

Sur l'exemple présenté, l'inversion de population peut être obtenue entre 2 et 1 en présence d'un pompage suffisamment intense qui ferait passer les atomes de 0 à 3, le passage de 3 à 2 se faisant par émission spontanée.

La figure ci-dessus montre un système à 4 niveaux d'énergie dans lequel l'inversion de population est possible. Le niveau 0 est le niveau fondamental. Le niveau supérieur 2 est métastable; les atomes qui arrivent sur ce niveau y séjournent pendant un temps relativement long (microsecondes à millisecondes). Le niveau noté 3 est caractérisé par une durée de vie courte (quelques nanosecondes). On sait qu'à l'équilibre thermique, pratiquement tous les atomes se trouvent sur le niveau fondamental. Si on dispose d'un moyen pour faire passer les atomes du niveau fondamental noté 0, au niveau noté 3 (**pompage**), ceux-ci vont se retrouver rapidement sur le niveau 2; si le taux de transition de 0 vers 3 est suffisamment grand, la population du niveau 2 va s'accroître progressivement jusqu'à devenir supérieure à la population du niveau 1. Le milieu est alors actif: un rayonnement de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ passant à travers ce milieu est amplifié. La transition 2 \rightarrow 1 peut se faire avec émission de photons, mais aussi par d'autres processus comme les collisions avec d'autres atomes ou les parois du récipient dans le cas d'un gaz.

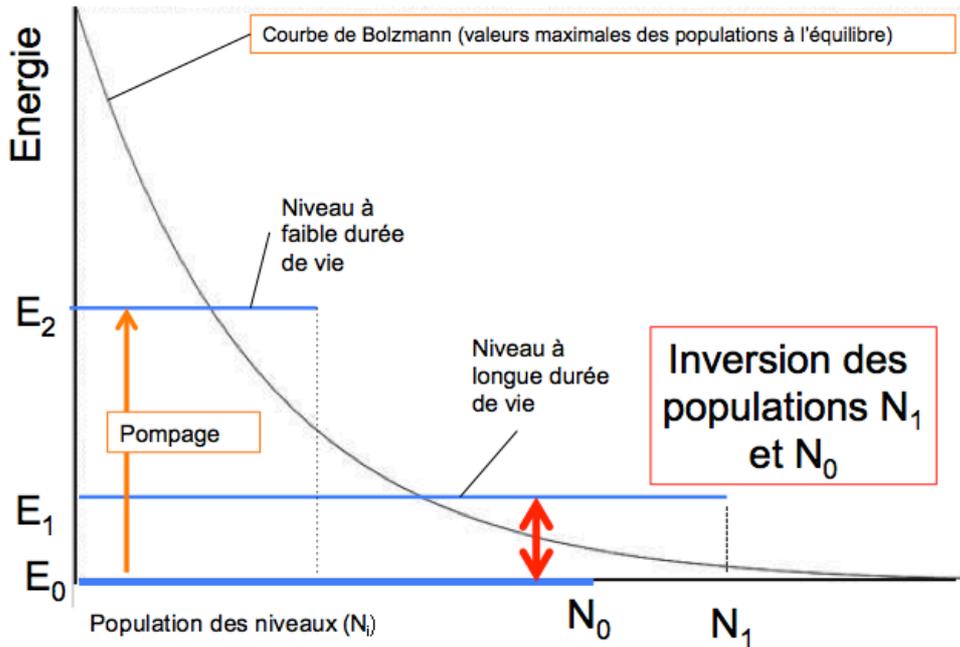


Fig. 3.1-6 : Inversion de population dans un système à 3 niveaux.

A l'équilibre thermique, les atomes sont répartis sur les différents niveaux d'énergie suivant la loi de Boltzmann. Un mécanisme extérieur (collisions dans une décharge électrique, absorption d'un rayonnement incident) peut introduire de l'énergie dans le système et entraîner une redistribution des populations des différents niveaux. Si le processus externe s'arrête, le milieu revient rapidement dans son état d'équilibre. Le mécanisme extérieur d'excitation ou pompage, cause, s'il est suffisamment intense, une augmentation significative des populations des niveaux supérieurs. Dans le système considéré ici, les atomes s'accumulent sur le niveau 1, caractérisé par une durée de vie plus grande que celle du niveau 2. En présence d'un pompage très intense, la population du niveau 1 peut dépasser celle du niveau 0, ce qui correspond à une inversion de leurs populations. Dans ce cas le milieu est devenu amplificateur d'un rayonnement dont le spectre serait centré autour de la fréquence ν telle que $\nu = \Delta E / h$.

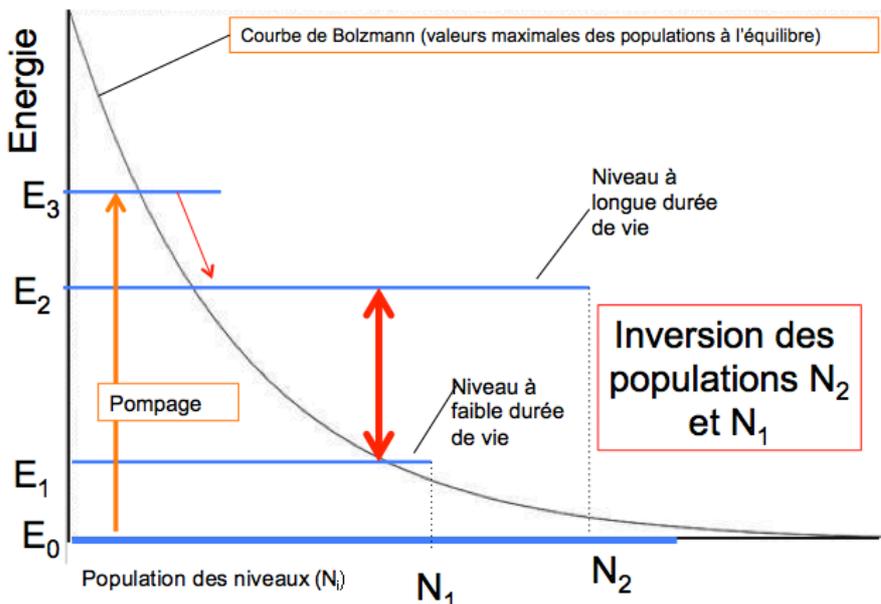


Fig. 3.1-7 : Inversion de populations dans un système à 4 niveaux

Le pompage fait passer les atomes ou molécules du niveau 0 au niveau 3. En présence d'un pompage peu intense l'équilibre thermique est peu perturbé et les populations des différents niveaux obéissent à la distribution de Boltzmann. Lorsque le pompage est suffisamment intense, la population du niveau métastable 2 augmente rapidement, jusqu'à dépasser celle du niveau 1. L'inversion de population est plus rapidement obtenue que dans le cas d'un système à 3 niveaux, puisque le niveau 1 est ici normalement peu peuplé.

Certains matériaux offrent la possibilité de réaliser une inversion de populations en faisant intervenir quatre niveaux d'énergie. C'est le cas du CO₂ et du néodyme. En général, l'inversion de population est plus facile à obtenir avec quatre niveaux qu'avec trois niveaux. Le niveau bas de la transition n'est en effet pas le niveau fondamental dont la population est toujours très importante.

3.1.3.4 Les conditions nécessaires à l'amplification d'un rayonnement

3.1.3.4.1 Coefficient de gain de petit signal

Les considérations sur les phénomènes qui se produisent à l'échelle des constituants élémentaires de la matière montrent qu'un matériau est capable d'amplifier un flux lumineux si les conditions suivantes sont remplies :

- 1- une inversion des populations a été obtenue et peut être maintenue entre deux des niveaux énergétiques des constituants du matériau (atome, ions, molécules) ;
- 2- il existe une 'bonne' probabilité d'émission de photons par émission stimulée par échange entre les deux niveaux d'énergie pour lesquels une inversion a été obtenue ;
- 3- le matériau est traversé par un flux de photons dont l'énergie $h\nu$ est sensiblement égale à la différence d'énergie des deux niveaux.

La condition (1) est obtenue par le pompage (ou excitation) du matériau. Ceci pourra être obtenu par illumination ou décharge électrique suivant le cas.

La condition (2) est intrinsèque au matériau. Il convient de choisir le 'bon' matériau.

La condition (3) est obtenue en dirigeant vers le matériau un flux lumineux constitué de photons avec une énergie égale ou très proche de l'énergie des photons émis par la transition du matériau sur laquelle l'inversion de population a été obtenue.

Un bilan sur les échanges d'énergie entre un rayonnement et un matériau excité montre que le coefficient par lequel le flux photonique est amplifié est donné par l'expression suivante (*annexe 1*) :

$$(3.1-3) \quad \gamma_0(\nu) = \Delta N \sigma_{em\ st}(\nu)$$

$\gamma_0(\nu)$ (exprimé en cm^{-1} ou m^{-1}) est appelé coefficient de gain de petit signal.

ΔN est la différence de population entre les deux niveaux d'énergie entre lesquels se fait l'échange.

$\sigma_{em\ stim}(\nu)$ est la section efficace de l'émission stimulée et correspond à la probabilité avec laquelle l'émission stimulée de photons se produit.

Considérons (figure 3.1-8) un milieu excité dans lequel une inversion de population a pu être obtenue entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 . En supposant que la transition quantique entre les deux niveaux se fait par émission stimulée avec une bonne probabilité, le milieu est amplificateur pour un rayonnement constitué de photons de la 'bonne' énergie, c'est-à-dire telle que $E_{phot} = h\nu = E_2 - E_1$.

L'intensité du rayonnement varie d'une quantité dI , sur une distance de propagation dz . En appelant $\gamma_0(\nu)$ le coefficient de gain par unité de longueur, on peut écrire :

γ est un coefficient qui décrit la variation de l'irradiance de l'onde au cours de sa propagation dans le milieu. En négligeant l'émission spontanée, on trouve pour α :

$$(3.1-10) \quad \gamma = B_{ij} (N_i - N_j) \frac{h\nu_0}{c}.$$

N_i et N_j sont les densités de population atomique des niveaux i et j .

Lorsque le milieu est à l'équilibre le niveau supérieur est moins peuplé que le niveau inférieur ($N_j < N_i$) ; dans ce cas l'onde est atténuée par propagation dans le milieu. Si une inversion de population est réalisée dans le milieu ($N_j > N_i$) le milieu devient amplificateur et l'irradiance de l'onde augmente avec la distance de propagation dans le milieu.

Inversion de populations dans les milieux à niveaux multiples.

Nous avons vu précédemment que l'absorption et l'émission stimulée se produisent avec la même probabilité. Ceci rend impossible l'inversion des populations dans un milieu où seulement deux niveaux d'énergie seraient occupés. En pratique il faudra considérer au moins 3 niveaux d'énergie pour décrire l'interaction entre le milieu et l'onde dans un laser. Dans certains cas l'interaction se fera avec les populations de 4 niveaux d'énergie du matériau. Les systèmes à 4 niveaux seront en général plus efficaces, car l'inversion se fait sur une transition dont le niveau inférieur est normalement peu peuplé.

b) Modèle un peu plus réaliste : L'onde est monochromatique (approximation justifiée dans la mesure où, dans le cas d'un faisceau généré par un laser, la largeur de spectre est souvent beaucoup plus faible que celle de la transition considérée) - L'élargissement de la transition est considéré - L'émission spontanée est négligée.

Soit un rayonnement monochromatique de densité ρ_ν ($J \cdot m^{-3}$) introduit dans un milieu à 2 niveaux.

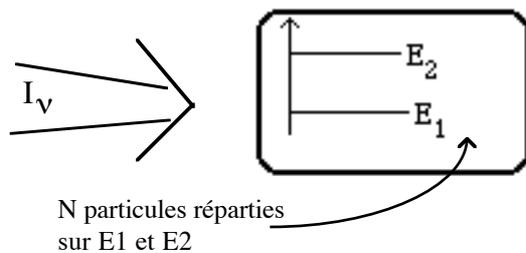


Fig. 3.1-9 : Interaction rayonnement – milieu à 2 niveaux d'énergie

Un rayonnement de densité ρ_ν est introduit dans un milieu à 2 niveaux d'énergie E_1 et E_2 tels que

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

Si on néglige l'émission spontanée (approximation justifiée pour un rayonnement dont l'irradiance serait celle d'un faisceau laser, même de faible puissance) La population du niveau E_2 varie suivant la relation :

$$(3.1-11) \quad \frac{dN_2}{dt} = -N_2 B_{21} g(\nu) \rho_\nu + N_1 B_{12} g(\nu) \rho_\nu.$$

En passant de la densité de rayonnement à l'irradiance I_ν ($W \cdot m^{-2}$) du faisceau

($I_\nu = c \rho_\nu$), et en tenant compte des relations entre les coefficients d'Einstein, on obtient :

$$(3.1-12) \quad \frac{dN_2}{dt} = -A_{21} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} (N_2 - N_1) g(\nu) \frac{I_\nu}{c} = -A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi} (N_2 - N_1) g(\nu) \Phi_\nu$$

(3.1-13) $\Phi_\nu = \frac{I_\nu}{h\nu}$ est le flux photonique (nombre de photons par seconde et par unité de surface) introduit dans le milieu.

3.1.3.4.3 Amplification (ou atténuation) d'un rayonnement dans un milieu à 2 niveaux.

Considérons un rayonnement d'irradiance I_ν passant à travers un milieu à 2 niveaux, d'épaisseur Δz . L'absorption de photons du rayonnement incident par le milieu va perturber la distribution des atomes sur les 2 niveaux d'énergie.

Question : quel serait le signal reçu par un détecteur placé dans le faisceau à la sortie du milieu ? Le détecteur ne reçoit que les photons émis autour de la direction du faisceau incident, dans une bande passante de largeur $\Delta\nu$ centré sur la fréquence incidente, et de même polarisation que le faisceau incident polarisé linéairement.

Le bilan photonique de l'interaction permet d'obtenir une expression pour la variation de l'irradiance du rayonnement :

$$(3.1-14) \quad \frac{dI_\nu}{dz} = \left[\frac{h\nu}{c} (B_{21}N_2 - B_{12}N_1) \right] I_\nu + \frac{1}{2} \left[h\nu A_{21}N_2 g(\nu) \Delta\nu \frac{d\Omega}{4\pi} \right]$$

Si on néglige le dernier terme de l'expression ci-dessus qui correspond au 'bruit' de l'émission spontanée, on peut écrire la variation de l'irradiance du rayonnement sous la forme :

$$(3.1-15) \quad \frac{dI_\nu}{dz} = \gamma_0(\nu) I_\nu.$$

Le coefficient $\gamma_0(\nu)$ (cm^{-1} ou m^{-1}), appelé coefficient de gain de petit signal est obtenu par l'expression :

$$(3.1-16) \quad \gamma_0 = A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi} g(\nu) (N_2 - N_1)$$

Le coefficient de gain est parfois représenté en fonction de la section efficace d'émission stimulée :

$$(3.1-17) \quad \gamma_0(\nu) = \Delta N \sigma_{em\ st}(\nu)$$

avec :

$$(3.1-18) \quad \Delta N = N_2 - N_1 \quad \text{et} \quad \sigma_{em.stim}(\nu) = A_{21} \frac{\lambda^2}{8\pi} g(\nu)$$

Remarque : L'absorption peut être caractérisée par une section efficace $\sigma_{abs}(\nu)$ qui est reliée à $\sigma_{em\ st}(\nu)$ par :

$$(3.1-19) \quad \sigma_{abs}(\nu) = \sigma_{em\ st}(\nu).$$

Comme nous l'avons noté plus haut, le milieu est amplificateur si une inversion de population a été réalisée dans le milieu ($\Delta N > 0$). La bande passante de cet amplificateur est fixée par la largeur de la transition de E_2 à E_1 .

Connaissant le coefficient de gain de petit signal, il devient possible d'écrire une expression pour $I(z)$:

$$(3.1-20) \quad I_\nu(z) = I(0) \exp(\gamma_0(\nu) z)$$

Le coefficient d'amplification de petit signal d'un milieu d'épaisseur z s'écrit :

$$(3.1-21) \quad G_0(\nu) = \exp[\gamma_0(\nu) z].$$

3.1.4 Le pompage

3.1.4.1 Introduction

Nous avons vu que l'inversion de population, condition nécessaire à l'amplification d'un rayonnement, ne pouvait être obtenue que par une excitation sélective des atomes ou molécules du matériau. La technique d'excitation (ou pompage) à utiliser dépend de la nature du matériau actif. Pour les gaz, c'est une décharge électrique qui est utilisée alors que pour les solides, le pompage est optique. D'autres techniques existent dans des cas particuliers comme le pompage par injection de porteurs de charges dans la jonction p-n d'un laser à semi-conducteur.

Les niveaux d'énergie du milieu actif dont la population est modifiée par le pompage dépendent de leurs propriétés physiques. Suivant le cas, trois ou quatre niveaux participent à l'absorption et à l'émission de photons. Dans certains mélanges gazeux (Hélium-Néon ou CO₂-Azote-Hélium) l'efficacité du pompage est améliorée par transfert résonnant d'énergie d'une espèce à une autre. Dans cette technique on utilise un gaz intermédiaire qui est plus facilement excité que le gaz actif par les collisions électroniques. L'énergie d'excitation est transférée d'un gaz à l'autre au moment des collisions. Le transfert a lieu quand l'atome récepteur possède un niveau d'énergie égal ou légèrement inférieur au niveau de l'atome donneur. Le laser à hélium-néon fonctionne avec cette technique de pompage.

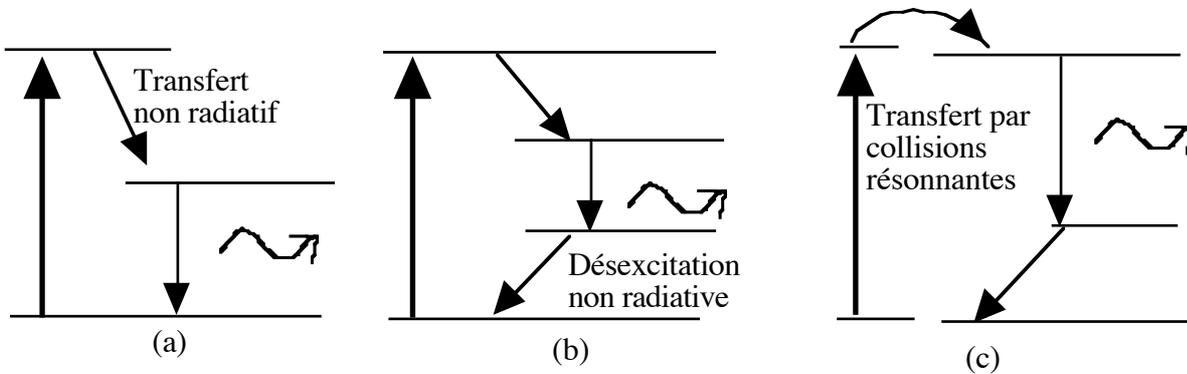
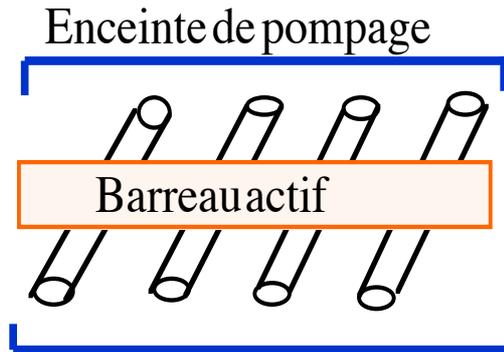


Fig. 3.1-10 : Les niveaux d'énergie concernés par le pompage et l'émission cohérente.

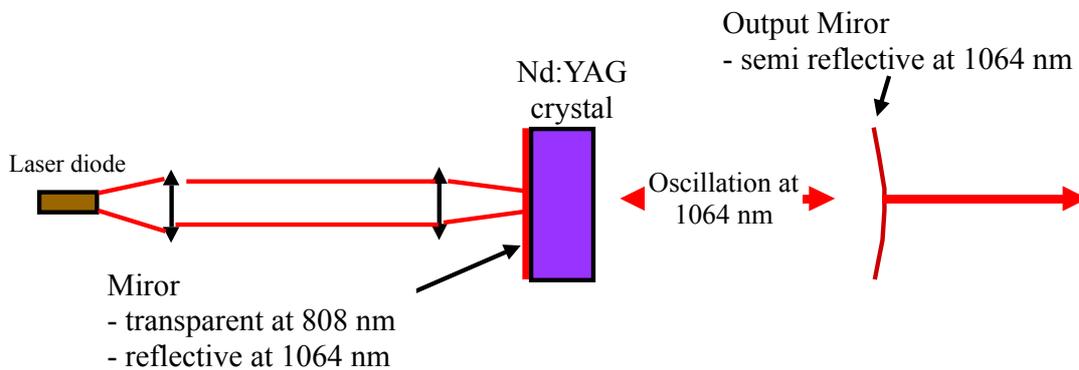
(a) Système à 3 niveaux, (b) Système à 4 niveaux, (c) Pompage par collisions résonnantes.

3.1.4.2 Le pompage optique.

Le matériau est activé par la lumière d'une lampe à décharge. Les atomes transitent vers les niveaux d'énergie supérieurs par absorption des photons du rayonnement incident. La technique du pompage optique est utilisée pour les lasers à matériau actif solide comme le rubis ou le YAG dopé au néodyme ou liquide comme les colorants organiques en solution. Dans les gaz, les bandes d'absorption sont trop étroites pour que le pompage optique puisse être utilisé avec un rendement satisfaisant.



Pompage optique incohérent : une lampe flash ordinaire est utilisée pour exciter le matériau. La lumière doit être confinée à l'aide d'une enceinte de pompage de forme appropriée.



Pompage optique cohérent. La lumière de la diode peut être facilement collimatée puis focalisée sur le cristal actif placé dans une cavité résonante.

3.1.4.3 Le pompage électronique.

Cette technique, utilisée pour l'excitation des gaz, consiste à injecter et à accélérer des électrons dans un tube rempli de gaz sous faible pression. Les atomes ou les molécules du gaz sont excités par collision avec les électrons. La décharge doit être suffisamment intense pour que la condition d'inversion de population s'établisse. Deux électrodes placées aux extrémités du tube créent le champ nécessaire à l'accélération des électrons. Le gaz étant pratiquement neutre à température ambiante, des électrons sont produits par un filament chauffé placé en proximité de la cathode.

Plusieurs configurations de pompage par décharge électrique sont utilisées.

- la décharge axiale continue. Les électrodes sont placées aux extrémités de la cavité. Dans le cas des lasers de forte puissance, la cavité comprend plusieurs sections de décharge.

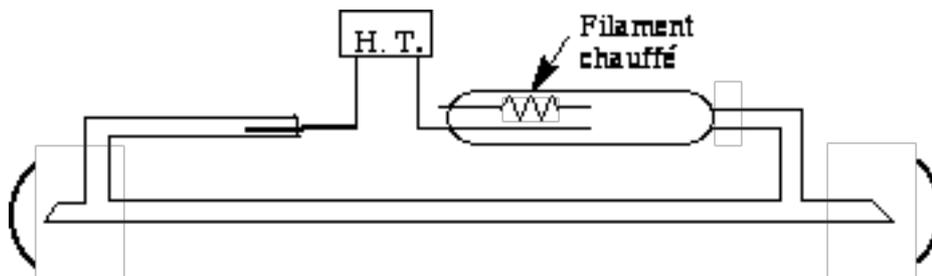


Fig. 3.1-11 : Pompage par décharge continue

- la décharge transverse continue. Les électrodes sont disposées parallèlement à l'axe de la cavité ; cette configuration est utilisée pour les lasers de forte puissance.

- la décharge impulsionnelle transverse. Les électrodes sont axiales et le champ appliqué se situe dans le domaine des fréquences 'radio'(MHz).

Le pompage électronique peut être également obtenu par irradiation du gaz à l'aide d'un faisceau d'électrons.

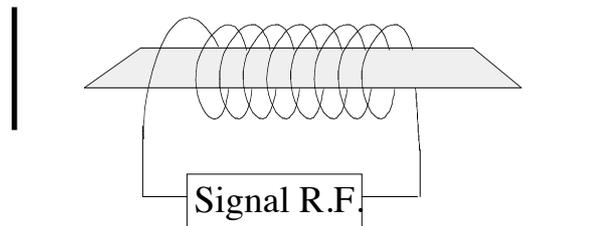


Fig. 3.1-12 : Pompage par décharge Radiofréquence

3.1.4.4 Autres techniques de pompage.

Deux configurations particulières peuvent être mentionnées, mais n'ont pas d'intérêt pratiques :

- le « [gas dynamic laser](#) » dans lequel l'inversion de populations est obtenue par l'expansion supersonique d'un mélange CO₂-azote à la sortie d'une chambre de combustion. L'énergie a été amenée par chauffage mais l'inversion apparaît dans le jet de gaz en relation avec une différence de temps de relaxation des différents états excités.

- le pompage chimique dans lequel l'énergie d'excitation apparaît lors d'une réaction chimique entre deux espèces qui sont mélangées à l'intérieur de la cavité résonnante.

3.1.5 La cavité

La cavité à l'intérieur de laquelle le matériau actif est introduit, joue un rôle essentiel dans l'obtention d'un 'bon' faisceau laser, ces qualités étant définies dans le chapitre "Propriétés du faisceau". Cette cavité est constituée de deux miroirs, dont l'un est semi-transparent pour laisser passer une partie du rayonnement émis vers l'extérieur. Les trois fonctions assurées par la cavité sont :

- la rétroaction nécessaire à l'oscillation,
- une sélection spatiale et
- une sélection spectrale des photons émis.

3.1.5.1 Oscillation laser.

3.1.5.1.1 Seuil d'oscillation

Pour obtenir un générateur de rayonnement à partir d'un amplificateur, il faut introduire une rétroaction et imposer une condition sur le gain de l'amplificateur. Pour un rayonnement électromagnétique aux fréquences optiques, la rétroaction est assurée par 2 miroirs dont l'un est totalement réfléchissant et l'autre semi-réfléchissant (coefficient de réflexion choisi en fonction de la rétroaction nécessaire à l'entretien de l'oscillation).

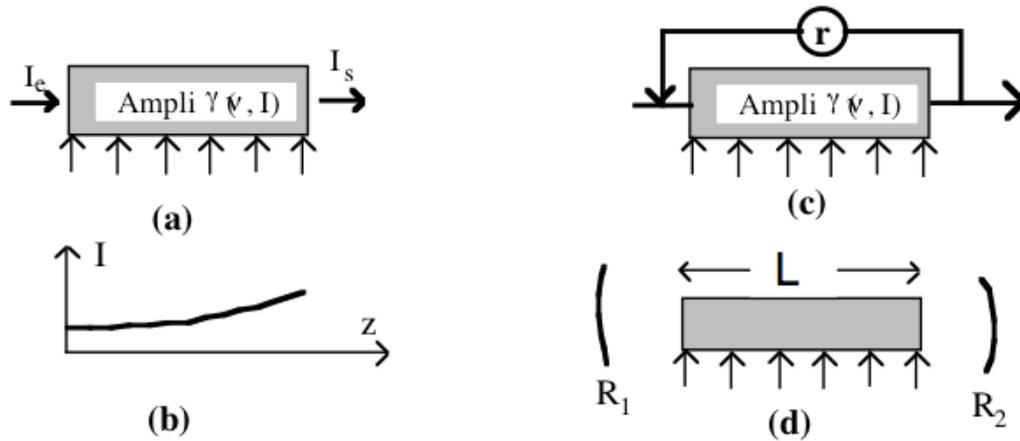


Fig. 3.1-13 : De l'amplificateur de rayonnement au laser

(a) Amplification d'un rayonnement dans un milieu excité. (b) Variation de l'irradiance du rayonnement dans l'amplificateur. (c) Oscillateur : Une partie du signal de sortie est réintroduit dans l'amplificateur; le système peut alors osciller. (d) Aux fréquences optiques, un oscillateur est obtenu en plaçant un miroir de chaque côté du milieu amplificateur. Un laser est donc un générateur de rayonnement cohérent et pas seulement un amplificateur comme son nom l'indique.

Considérons une onde d'irradiance I_e à l'entrée d'un amplificateur de longueur L de gain unitaire $\gamma_0(\nu)$. A la sortie de l'amplificateur l'irradiance de l'onde a été multipliée par un coefficient G_0 tel que

$$(3.1-22) \quad G_0 = e^{\gamma_0(\nu) L}.$$

En réalité, l'amplification est accompagnée de phénomènes d'atténuation qui se traduisent un coefficient de pertes internes par unité de longueur du matériau actif qu'on peut désigner par le symbole α_{pi} . Il faut donc plutôt exprimer le gain net par une expression de la forme :

$$(3.1-23) \quad G_0 = e^{[\gamma_0(\nu) - \alpha_{pi}] L}.$$

Si le milieu amplificateur se trouve à l'intérieur d'une cavité constituée de miroirs de coefficients de réflexion respectifs ρ_1 et ρ_2 , un Aller-Retour à l'intérieur de la cavité correspond à une variation de l'intensité égale à :

$$(3.1-24) \quad G_{AR} = \rho_1 \rho_2 e^{[\gamma_0(\nu) - \alpha_{pi}] 2L}.$$

Le démarrage de l'oscillation est possible lorsque l'intensité augmente sur un aller-retour dans la cavité. Il existe donc un seuil qui dépend du gain offert par le milieu. Ce seuil s'exprime comme suit :

$$(3.1-25) \quad G_{AR} = \rho_1 \rho_2 e^{[\gamma_0(\nu) - \alpha_{pi}] 2L} > 1.$$

On en déduit une condition sur le gain de petit signal à atteindre pour le dispositif se transforme en oscillateur et donc générateur de rayonnement :

$$(3.1-26) \quad \gamma_0(\nu)_{seuil} = \alpha_{pi} + \frac{\ln\left[\frac{1}{\rho_1 \rho_2}\right]}{2L}.$$

Le seuil est atteint en ajustant le taux de pompage du matériau, c'est-à-dire le flux d'énergie arrivant de l'extérieur.

3.1.5.1.2 Bande passante d'oscillation

La condition de seuil fixe une limite au spectre du rayonnement qui pourra osciller dans la cavité. Cette seule considération n'est cependant pas suffisante pour décrire les caractéristiques spectrales de l'onde qui oscillera. Les coefficients de réflexion ρ_1 et ρ_2 ont une réponse spectrale limitée; de plus d'autres composants de la cavité peuvent restreindre la bande passante. Il faudra tenir compte aussi de la condition de résonance de la cavité. Le coefficient de gain du matériau étant une fonction de la fréquence et de l'irradiance, les composantes spectrales au voisinage du centre de ligne seront privilégiées. Les propriétés spectrales de la cavité et les caractéristiques du spectre émis sont détaillées dans un chapitre particulier.

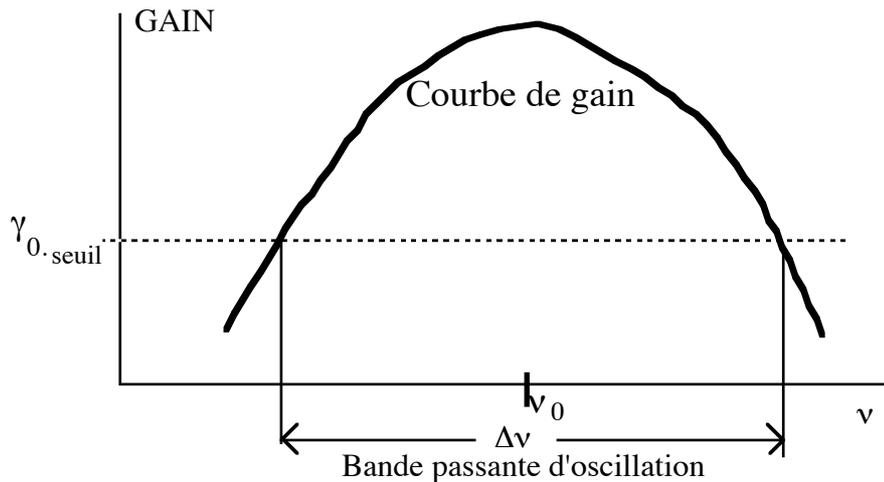


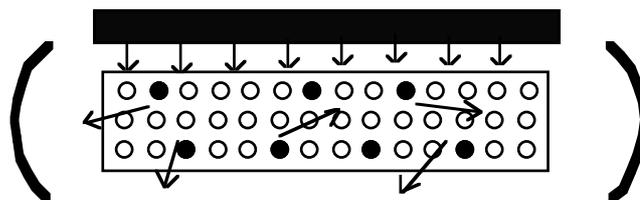
Fig. 3.1-14 : Bande passante de l'oscillation dans une cavité laser.

Seules peuvent osciller les composantes spectrales pour lesquelles le gain est supérieur au gain de seuil.

3.1.5.2 Rétroaction.

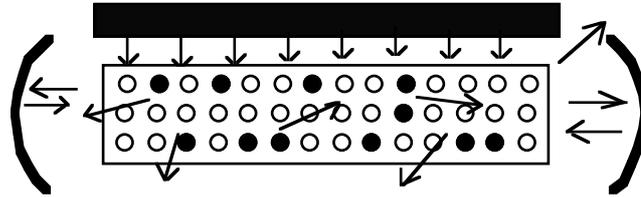
La rétroaction qui permet d'obtenir la génération de rayonnement est constituée de la partie de l'onde renvoyée vers le milieu actif par les miroirs placés de chaque côté. La rétroaction a lieu alors uniquement le long de l'axe matérialisé par les deux miroirs. L'amplification par émission stimulée profite donc essentiellement au rayonnement se propageant suivant cette direction. Il en résulte un faisceau émis avec une très faible divergence.

La figure 3.1-15 illustre l'évolution de l'interaction entre le milieu excité et la lumière émise jusqu'à l'apparition du rayonnement laser.

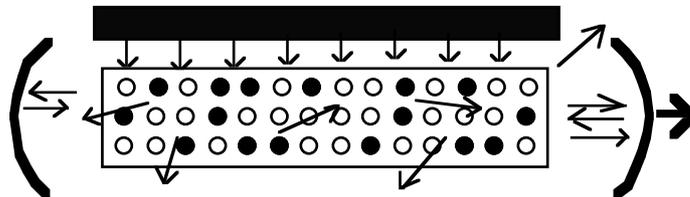


a : Pompage modéré. Un cercle vide représente un atome dans l'état fondamental; un cercle plein représente un atome excité. Les flèches aléatoires symbolisent l'émission stimulée.

Le pompage est faible, la proportion d'atomes excités reste négligeable. Les photons émis par émission spontanée sont peu nombreux; leurs phases, polarisations et directions de propagation sont aléatoires.



b -Le pompage est plus intense. Les atomes excités, et donc susceptibles d'émettre un photon, sont plus nombreux. Les photons émis sont pour la plupart réabsorbés par les atomes non excités. Les photons qui s'échappent vers l'extérieur forment une onde renvoyée partiellement vers le milieu par les miroirs de la cavité résonnante. Le phénomène d'émission stimulée tend à amplifier cette onde, mais les pertes par absorption et diffraction restent supérieures au gain. Le seuil d'oscillation n'est pas encore atteint.



c. Le pompage est très intense et l'oscillation laser a commencé. L'oscillation est possible lorsqu'il y a en moyenne dans le milieu plus d'atomes excités que d'atomes à l'état fondamental. En effet, les atomes du niveau bas absorbent les photons avec la même probabilité que les atomes du niveau haut en émettent par émission stimulée. Le rayonnement émis par émission stimulée compense alors exactement les pertes. Une fraction du rayonnement en oscillation est transmise à travers le miroir semi-transparent.

Fig. 3.1-15 : Interaction rayonnement – matériau actif dans une cavité.

3.1.5.3 Confinement du rayonnement en oscillation

La cavité du laser doit assurer une oscillation stable du rayonnement; un léger déplacement de l'un des miroirs ne doit pas causer une variation brutale de la puissance émise. Les cavités les plus utilisées en pratique sont formées par 2 miroirs de rayons de courbure respectifs R_1 et R_2 , séparés par une distance L . Une telle cavité est dite stable s'il existe une famille de rayons qui, par réflexions sur les miroirs, restent indéfiniment à l'intérieur de la cavité. Si, exception faite du rayon axial, de tels rayons n'existent pas, la cavité est dite **instable**. Dans ce dernier cas, l'intérêt pour la réalisation d'un laser n'existe que dans les rares cas de matériaux à grand gain.

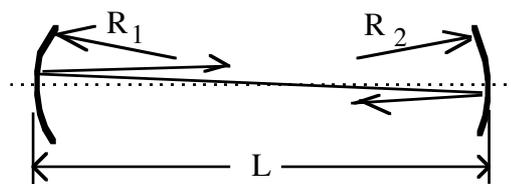
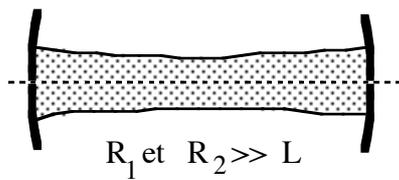


Fig. 3.1-16 : Cavité optique formée par deux miroirs sphériques de rayons de courbure R_1 et R_2 , séparés par une distance L .

On montre en utilisant le formalisme de l'optique matricielle qu'une cavité constituée de 2 miroirs sphériques de rayons de courbure R_1 et R_2 , séparés d'une distance L vérifie la condition de stabilité si la relation suivante est vérifiée :

$$(3.1-27) \quad 0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1.$$

Il en résulte qu'une cavité constituée de 2 miroirs plans ne confine pas bien le faisceau. En pratique, la cavité est le résultat d'un compromis entre une stabilité satisfaisante et un volume intérieur occupé par le faisceau compatible avec le matériau actif utilisé et la puissance souhaitée en sortie.



Cette cavité présente :

- une bonne stabilité;
- un bon compromis entre le taux de remplissage et la stabilité;

Fig. 3.1-17 : Cavité laser typique utilisée pour les lasers de faible et moyenne puissance.

Remarque : Nous avons mentionné ci-dessus des cavités formées par deux miroirs. Les lasers de grande puissance nécessitent l'emploi de cavités très longues. Afin de limiter leur encombrement, ces cavités sont en général repliées à l'aide de miroirs intermédiaires.

3.1.5.4 Sélection spectrale du rayonnement en oscillation

Le matériau actif placé à l'intérieur d'une cavité optique génère un rayonnement dont le spectre est une caractéristique du matériau. Nous avons vu que le rayonnement est émis lors de transition d'atomes d'un niveau d'énergie à un autre. La transition entre deux niveaux est caractérisée par une ligne (ou raie) spectrale de largeur finie. La largeur de la raie dépend de la transition considérée, mais aussi de phénomènes comme les collisions entre atomes dans un gaz ou le décalage de fréquence dû à l'effet Doppler lorsque l'émission a lieu sur un atome en mouvement. Une raie d'émission atomique a une largeur d'environ 10^9 Hz.

Le rayonnement apparaissant dans la cavité est d'abord celui du matériau actif. Cependant, les composantes spectrales qui participent effectivement à l'oscillation lorsque l'équilibre est atteint sont celles pour lesquelles les multiples réflexions entre les deux miroirs de la cavité, sont en phase et donnent par superposition une onde de grande amplitude. Cette condition de phase s'écrit :

$$\text{Déphasage sur 1 AR} = 2 k d = q 2\pi$$

$$(3.1-28) \quad \frac{\omega}{c} 2L = q 2\pi \quad \text{ou} \quad L = q \frac{\lambda}{2} \quad q \text{ nombre entier.}$$

Si la cavité contient un matériau d'indice n , il convient de remplacer L par le chemin optique nL .

La condition (3.1-28) dite condition de **résonance**, définit les **modes axiaux** (ou longitudinaux) de la cavité. La séparation spectrale entre deux modes adjacents est égale à $\frac{c}{2L}$, soit environ 300 MHz pour une cavité de 50 cm de longueur. Lorsque le spectre du rayonnement émis par le matériau est beaucoup plus étendu que la distance intermode, plusieurs modes axiaux peuvent osciller simultanément. Le spectre du rayonnement laser a alors l'allure indiquée sur la figure 3.1-18.

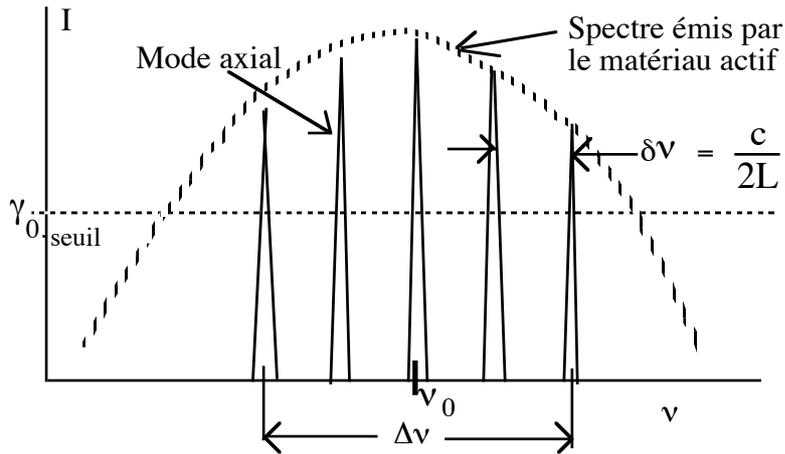


Fig. 3.1-18 : Spectre d'émission d'un laser lorsque le spectre du rayonnement émis et amplifié est plus large que la séparation entre modes axiaux de la cavité.

Le nombre total de modes en oscillation dans la cavité d'un laser dépend donc de la longueur L de la cavité et de la largeur de la courbe de fluorescence du milieu actif. Les phénomènes de saturation du gain au voisinage du centre de la ligne de fluorescence influent également sur la largeur du spectre. Pour certaines applications comme en métrologie, il est souhaitable que le spectre du rayonnement soit aussi étroit que possible; dans ce cas il est possible de réduire le spectre en introduisant un étalon de Fabry-Perrot dans la cavité pour limiter l'oscillation à un seul mode axial, réduisant ainsi le spectre à quelques mégahertz.

3.1.6 Le faisceau laser et ses propriétés

3.1.6.1 La liste des caractéristiques courantes

Le faisceau de lumière émis par un laser diffère de la lumière d'une source ordinaire par une directivité surprenante, une étendue spectrale très faible, une grande homogénéité dans la répartition spatiale de l'énergie. La répartition spatiale, spectrale et temporelle dépend du matériau actif et de la cavité. A cette répartition, il faut ajouter la polarisation. Ces propriétés diffèrent d'un laser à l'autre, et parfois entre deux lasers du même type mais de fabricants différents, ou mettant en œuvre des technologies différentes. Divers composants peuvent être utilisés à l'intérieur ou à l'extérieur de la cavité afin de modifier les caractéristiques du faisceau pour l'adapter à une application particulière. Les caractéristiques principales du faisceau laser peuvent être classées comme ci-après.

☐ - Propriétés spatiales :

- la divergence,
- l'étendue transverse du faisceau en sortie de source,
- la répartition d'irradiance dans une section transverse
(les modes spatiaux)

☐ - Propriétés spectrales :

- le domaine spectral d'émission (longueurs d'onde centrales des principales lignes d'émission),
- la nature du spectre : en multiraies, en monoraie, en monomode axial,
- l'accordabilité (éventuelle) en longueur d'onde,
- l'étendue du spectre (largeur à mi-hauteur).

☐ - Propriétés temporelles du faisceau :

- la durée des impulsions (plage de variation),
- la fréquence des impulsions,
- la forme des impulsions.

☐ - Polarisation.

Le faisceau peut présenter

- une polarisation aléatoire (faisceau non polarisé) ou
- une polarisation rectiligne. Dans ce cas il est facile, à l'extérieur de la cavité de transformer cet état de polarisation en polarisation circulaire ou elliptique.

☐ - Propriétés énergétiques du faisceau :

Pour une émission continue,

- la puissance (valeur maximale et plage de variation),
- la stabilité de la puissance émise.

Pour une émission impulsionnelle :

- l'énergie par impulsion,
 - la puissance crête (dans une impulsion),
 - la puissance moyenne.

La lumière laser présente une grande **cohérence**. Cette notion de cohérence s'applique à l'onde électromagnétique de façon générale et est associée à la distribution plus ou moins régulière dans

l'espace et dans le temps de l'amplitude et de la phase de l'onde. C'est en réalité une conséquence de l'ensemble des autres caractéristiques du faisceau. La cohérence sera décrite en fin de chapitre.

3.1.6.2 Composants de contrôle des propriétés du faisceau

Les propriétés d'un faisceau laser dépendent d'abord du matériau actif placé dans la cavité, mais aussi des composants annexes qu'on introduit dans cette cavité. La figure ci-après montre une cavité laser avec les principaux composants de contrôle qui peuvent y être introduits.

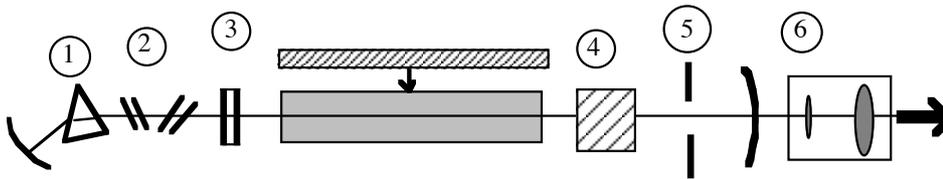


Fig. 3.1-19 : Composants intracavité de contrôle des propriétés du faisceau.

1 - Prisme de sélection de ligne d'émission. 2 - Lame transparente inclinées à l'angle de Brewster. 3 - Étalon Fabry-Perot. 4 - Q-switch. 5 - Diaphragme. 6 - Expandeur de faisceau (souvent placé à l'extérieur).

Les composants de contrôle de faisceau sont essentiellement :

- ☐ - pour le contrôle des caractéristiques spatiales :
 - Diaphragme de sélection du mode transverse fondamental ;
 - Position des miroirs de la cavité;
 - Expandeur de faisceau, souvent placé à l'extérieur.
- ☐ - pour le contrôle des caractéristiques spectrales :
 - Les miroirs de cavité dont le pouvoir réfléchissant est sélectif ;
 - Prisme ou réseau ;
 - Étalon Fabry-Perot pour sélectionner un mode axial ;
 - Piézo-électrique sur un miroir pour stabiliser la fréquence.
- ☐ - pour le contrôle des caractéristiques temporelles :
 - Répartition temporelle de l'énergie de pompage;
 - Q-switch;
 - Verrouilleur de modes.
- ☐ - pour le contrôle de la polarisation :
 - Fenêtres de Brewster, à l'extrémité du matériau actif ou sous forme de lames transparentes inclinées à l'angle de Brewster;
- ☐ - pour le contrôle de la puissance émise :
 - réglage de la puissance de pompage

3.1.6.3 Les propriétés spatiales

3.1.6.3.1 Propagation et divergence. Limite liée à la diffraction.

La propagation d'une onde dans un milieu infini et homogène, dans une direction donnée, s'accompagne d'un étalement transverse qui va en augmentant : l'onde diverge naturellement d'autant plus que sa dimension transverse est limitée. Ce phénomène est la diffraction qui se manifeste de façon particulière quand l'onde interagit avec un obstacle, comme une ouverture dans un obstacle qui l'empêche de continuer.

Considérons le cas d'une onde plane de longueur d'onde λ (amplitude constante dans un plan infini perpendiculaire à la direction de propagation). On montre qu'une telle onde, en passant à travers une ouverture circulaire de diamètre D , continue après l'obstacle avec une divergence donnée par la relation :

$$\sin \theta \approx \theta = 2,44 \frac{\lambda}{D}$$

Cette formule s'applique à toute onde générée par une vibration qui se produit de façon uniforme sur une section de diamètre D ; l'onde qui part de la surface est divergente et se propage donc en balayant un cône d'angle total au sommet égal à θ . Dans le cas d'un faisceau généré par un laser, le profil transverse d'intensité n'est pas uniforme et la divergence est inférieure à cette valeur. Le cas idéal correspond à un faisceau à profil gaussien ; si on appelle D_0 le diamètre à $1/e_2$ du maximum d'intensité, dans la section la plus étroite, alors le faisceau diverge avec un angle θ donné par :

$$\theta = 1,27 \frac{\lambda}{D_0}$$

Ce cas correspond à un cas limite de divergence minimale pour un faisceau de ce diamètre. Un laser qui produit un tel faisceau est dit « limité par la diffraction ».

En pratique un laser peut ne pas être parfait du point de vue de la diffraction. Dans ce cas il convient de préciser le diamètre du faisceau dans sa section la plus étroite (ce qui correspond approximativement à sa section juste en sortie, juste après le miroir de cavité) ainsi que l'angle de divergence. Le **produit $D_0 \cdot \theta$** constitue un critère de qualité du faisceau produit.

Les informations sur le diamètre en sortie D_s (peu différent de D_0) et l'angle de divergence θ_0 suffisent à évaluer la taille du faisceau à une distance z de la source :

$$D(z) = D_s + 2z \operatorname{tg} \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

Dans certaines situations, il peut être utile de préciser également la dérive angulaire sur l'orientation de l'axe du faisceau ou **incertitude de pointage $\Delta\alpha$** . $\Delta\alpha$ est en général de l'ordre du micro radian alors que θ est de l'ordre du milliradian.

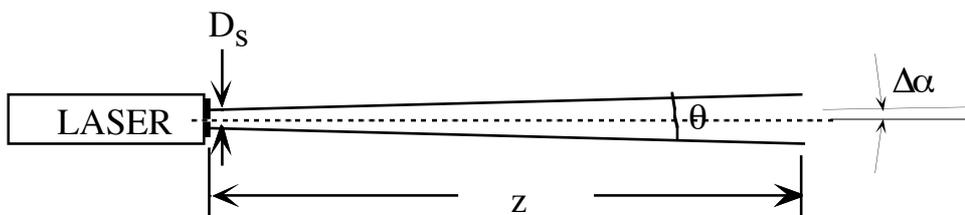


Fig. 3.1-20 : Caractéristiques spatiales d'un faisceau laser.

Les caractéristiques spatiales d'un faisceau laser sont définies en 1ère approximation par le diamètre de sortie D_s et la divergence θ . Pour des distances de visée importantes, la dérive angulaire de l'axe ($\Delta\alpha$) doit être précisée.

3.1.6.3.2 – Mode transverse : Le faisceau gaussien (ou monomode spatial, ou TEM00)

Rayon du faisceau gaussien

L'analyse du champ en oscillation dans une cavité laser montre que seules certaines distributions transverses sont possibles. La configuration la plus simple, souvent recherchée dans les applications et en particulier en usinage de matériaux, est celle du faisceau gaussien, caractéristique des miroirs sphériques dont l'irradiance $I(r)$ le long d'un rayon, est décrite par la relation:

$$(3.1-29) \quad I(r) = I_0 \exp\left(-2\left(\frac{r}{W}\right)^2\right).$$

I_0 est l'irradiance au centre du faisceau ; W est le rayon à e^{-2} , défini comme la distance entre le centre du faisceau et le lieu des points où l'irradiance est égale à I_0/e^2 ($\approx 13.5\%$ de la valeur maximale au centre), ce qui correspond à un champ électrique $E = E_0/e$ ($\approx 37\%$ de la valeur maximale). La lettre W vient du mot "waist" utilisé en anglais pour désigner le **col** du faisceau, section la plus étroite observée à l'intérieur de la cavité ou à l'extérieur après une optique de focalisation.

Distribution d'irradiance dans le faisceau gaussien

Un faisceau gaussien conserve le même profil énergétique pendant sa propagation. La densité de flux au centre du faisceau dépend évidemment de la position de la section par rapport au laser. Dans une section de rayon W , à la distance z du col, la densité de flux ou irradiance $I(r=0)$ sur l'axe d'un faisceau transportant une puissance P , est donnée par la relation :

$$(3.1-30) \quad I(r=0, z) = \frac{2P}{\pi W^2} \text{ [W.cm}^{-2}\text{]}.$$

L'intensité en un point (r,z) quelconque de la section z est donnée par :

$$(3.1-31) \quad I(r, z) = \frac{2P}{\pi W(z)^2} \exp\left(-2\frac{r^2}{W(z)^2}\right).$$

En supposant que l'énergie est contenue entièrement dans une section de diamètre $D=2W$, on trouve que l'irradiance dans le faisceau est donnée par la relation :

$$(3.1-32) \quad I_{moy} = \frac{P}{\pi W^2}.$$

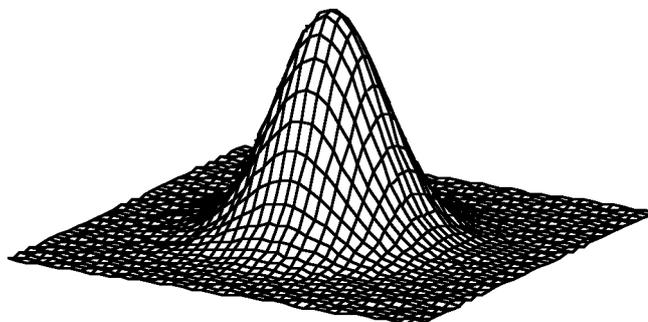


Fig. 3.1-21 : Distribution d'irradiance dans un faisceau gaussien (ou TEM00).

A l'intérieur d'une cavité stable, le mode transverse fondamental passe par une section minimale ou col (le 'waist' mentionné plus haut) dont le rayon à e^{-2} est désigné par le symbole W_0 (Fig. 3.1-22). Le rayon de col est déterminé par la géométrie de la cavité et la longueur d'onde. Sa valeur théorique est donnée par la formule suivante :

$$(3.1-33) \quad W_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi} \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}}$$

g_1 et g_2 sont les paramètres de cavité définis dans le chapitre III ($g_1 = 1 - L/R_1$ et $g_2 = 1 - L/R_2$, $R_{1,2}$ étant les rayons de courbure des miroirs et L la distance qui les sépare). La position du col à l'intérieur de la cavité dépend également de la géométrie de la cavité. Par exemple, si la cavité comprend un miroir plan, le col est localisé sur ce dernier.

En dehors du col, le mode TEM₀₀ est contenu à l'intérieur d'une enveloppe définie comme le lieu des points où l'irradiance est égale à $I_0(r=0, z)/e^2$. En réalité le faisceau laser n'a pas de contour bien défini. Il convient donc de préciser le critère utilisé dans la définition du rayon ou diamètre : à e^{-2} ou à 0,1. Le **rayon à e^{-2}** dans la section z est égal à :

$$(3.1-34) \quad W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right)^2} = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}.$$

Le rayon de courbure de l'onde dépend de la position considérée sur l'axe du faisceau. Au col le front d'onde est plan. Lorsqu'on s'éloigne du col, la section du faisceau augmente et le rayon de courbure diminue jusqu'à passer par un minimum dans une section située à une distance z_R , appelée distance de Rayleigh, donnée par

$$(3.1-35) \quad z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}.$$

A la distance z_R du col, le rayon du faisceau est tel que

$$(3.1-36) \quad W_R = \sqrt{2} W_0,$$

ce qui signifie que la section a doublé par rapport à la section minimale.

De chaque côté du col, sur une distance de z_R , la variation du rayon n'est pas linéaire comme l'indique la formule ci-dessus. Cette zone est appelée champ proche ou région de Rayleigh. Au-delà de cette zone, le faisceau est contenu à l'intérieur d'un cône d'angle au sommet donné par :

$$(3.1-37) \quad \theta = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{W_0} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{D_{0,e-2}}$$

$D_{0,e-2}$ étant le diamètre à e^{-2} du faisceau dans la section du col. Le diamètre du faisceau varie alors linéairement avec la distance axiale suivant l'expression :

$$(3.1-38) \quad D_{Ch.L.} \approx z \theta, \quad (Ch.L. = \text{Champ lointain}).$$

Lorsque la position du col du faisceau ($z=0$) n'est pas connue avec précision, on peut évaluer le diamètre à une distance h de la sortie du laser, par la relation :

$$(3.1-39) \quad D \approx h\theta + D_S,$$

D_S étant le diamètre du faisceau à la sortie de la source. θ et D_S sont deux caractéristiques du faisceau qui peuvent être mesurées ou qui sont fournies par le fabricant.

On peut montrer que l'onde ém correspondant au mode TEM₀₀ présente un front d'onde de forme sphérique, avec un rayon de courbure donné par :

$$(3.1-40) \quad R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right]$$

Il apparaît des relations ci-dessus que le volume occupé par le mode fondamental dans une cavité laser est défini essentiellement par la géométrie de la cavité. Le matériau actif qui y est introduit doit occuper un volume comparable à celui du mode TEM₀₀ si on souhaite favoriser celui-ci. Un compromis acceptable entre puissance émise et pureté du mode est obtenu en respectant les limites suivantes :

$$(3.1-41) \quad 1,75 \leq \frac{R_{\min}}{W(R_{\min})} \leq 2 ;$$

R_{min} est le rayon du composant le plus petit à l'intérieur de la cavité, W(R_{min}) est le rayon du mode TEM₀₀ à l'endroit où ce composant est placé.

Le mode fondamental présente la divergence la plus faible qu'il est possible d'obtenir pour une étendue transverse donnée. Lorsqu'un gaz est utilisé comme matériau actif, la divergence du faisceau est proche de la limite théorique fixée par la diffraction. En pratique l'angle θ a une valeur comprise entre 0,8 mrad et 1,5 mrad. Dans le cas des lasers solides, les inhomogénéités du milieu tendent à augmenter la divergence : jusqu'à 8 à 10 mrad pour un laser à Nd:YAG de forte puissance.

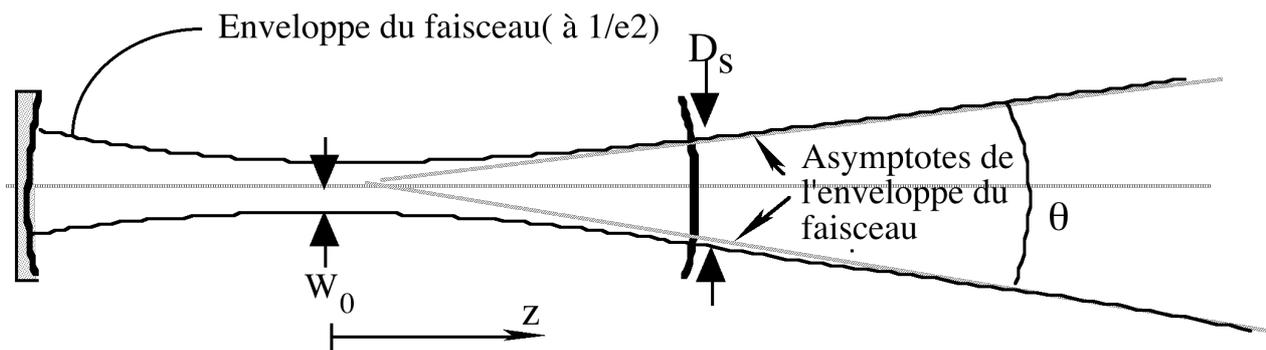


Fig. 3.1-22 : Coupe longitudinale de l'enveloppe du mode fondamental transverse d'une cavité stable.

W₀ est le rayon du mode dans sa section la plus étroite, qui se trouve au centre de la cavité si celle-ci est symétrique. θ est l'angle de divergence totale du faisceau en sortie du laser. D est le diamètre du faisceau en sortie de cavité. D et θ sont les deux paramètres que l'on trouve en général dans les notices des lasers.

Propagation des faisceaux gaussiens

Il est possible de regrouper les caractéristiques d'un faisceau gaussien en un paramètre unique, le paramètre q défini par :

$$(3.1-42) \quad \frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)}$$

La propagation du faisceau de paramètre q à travers un système optique caractérisé par une matrice [A, B, C, D] est alors décrite par la relation :

$$q_s = \frac{A q_e + B}{C q_e + D} \text{ où } q_e \text{ et } q_s \text{ sont les paramètres du faisceau respectivement à l'entrée et en sortie du système considéré.}$$

Remarque : La représentation matricielle d'un composant optique est décrite dans le paragraphe II.3.4 de ce cours.

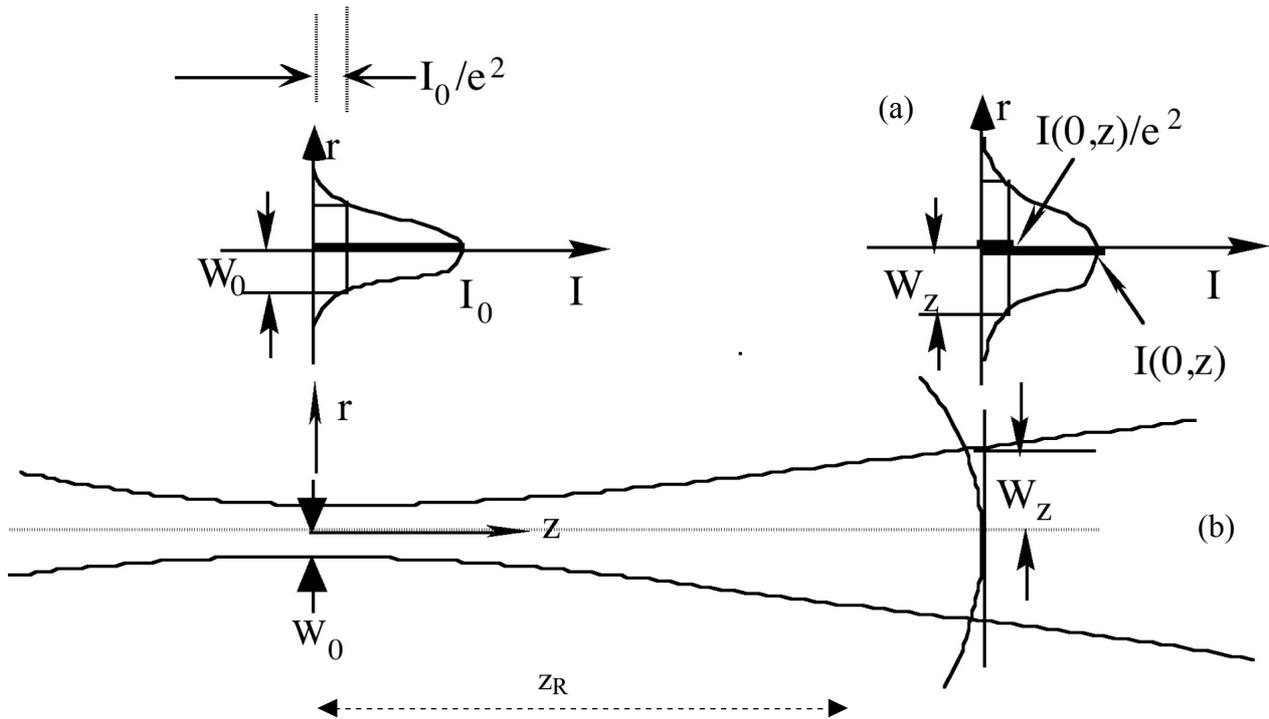


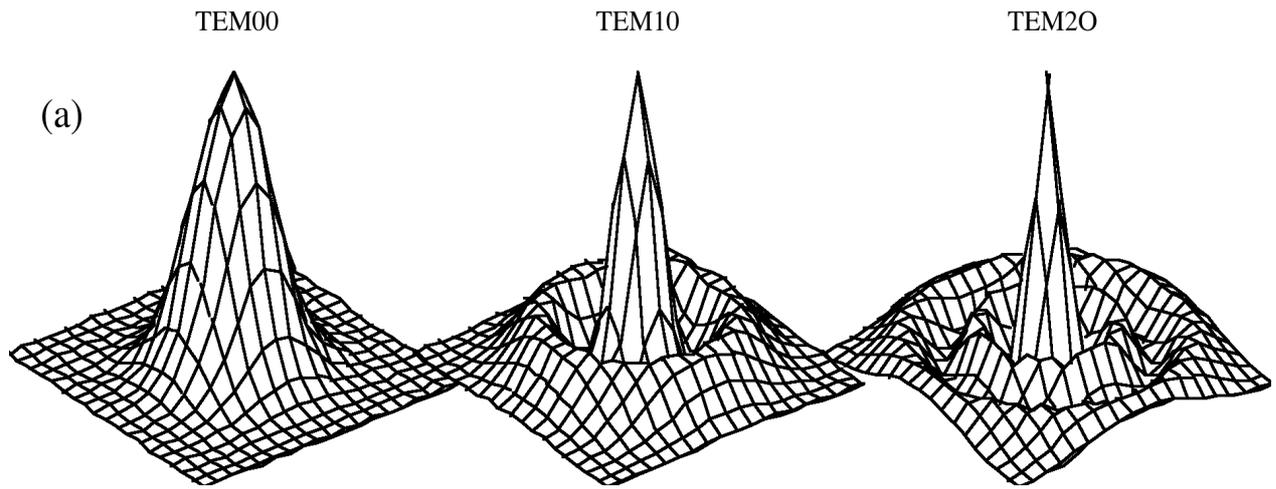
Fig. 3.1-23 : Evolution de la distribution de l'irradiance dans un faisceau gaussien.

Au cours de la propagation dans l'espace libre la forme de répartition de l'irradiance dans un faisceau gaussien ne varie pas. La distribution d'irradiance dans une section minimale (le col ou 'waist') est représentée sur le dessin (a). A une distance z de la section minimale, on retrouve la même forme pour $I(r,z)$ (b). L'irradiance au centre de la section passe de I_0 à une valeur inférieure $I(0,z)$. Le rayon à $1/e^2$ est passé de W_0 dans la section la plus étroite (où on prend $z=0$) à $W(z)$. A la distance $z_R = z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$ (appelée aussi distance de Rayleigh) du col, le rayon de courbure de l'onde est minimum. Au-delà, le rayon de courbure et le rayon du faisceau augmentent linéairement avec z . A grande distance le faisceau est contenu à l'intérieur d'un cône dont le sommet coïncide avec le centre du col.

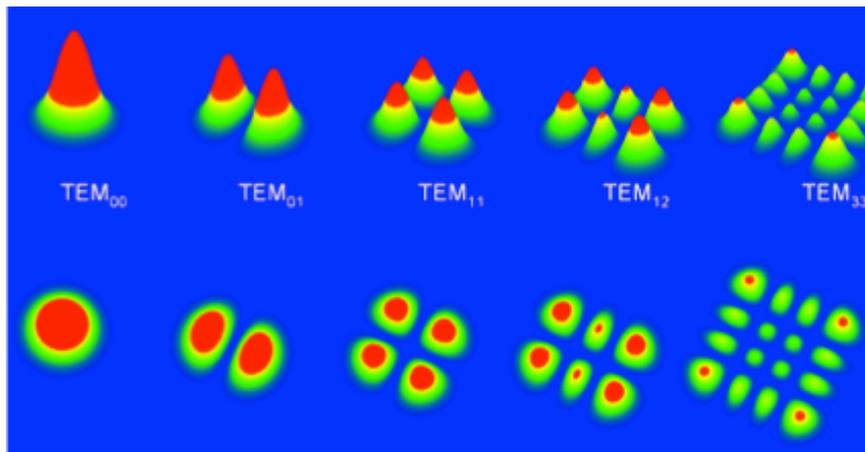
3.1.6.3.3 Modes transverses : le faisceau multimode

Le faisceau gaussien est un cas particulier de faisceau laser. Il existe d'autres distributions transverses possibles du faisceau laser [¹]; on les classe suivant le nombre de minima du champ suivant deux axes (en coordonnées cylindriques si la cavité présente cette symétrie, en coordonnées rectangulaires si les deux axes transverses ne sont pas équivalents). Les différentes configurations possibles sont appelées **modes transverses** d'ordre supérieur et sont notés TEM_{m,n} (TEM pour Transverse Électrique-Magnétique, une terminologie utilisée dans la description des ondes dans les guides). A titre d'exemple, la figure ci-après montre la distribution transverse d'irradiance des 3 premiers modes transverses dans une cavité stable présentant une bonne symétrie cylindrique. Lorsque l'oscillation dans une cavité stable se fait simultanément suivant plusieurs modes transverses, le faisceau résultant présente un profil spatial dont l'allure est parfois difficile à interpréter. De façon générale on qualifie ces profils de **multimodes** sans pouvoir indiquer les contributions des différents modes.

¹ H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators", Appl. Opt. 5 (10), 1550 (1966)



Distribution d'irradiance des 3 premiers modes TEM dans une cavité cylindrique. Le 1er chiffre indique le nombre de minimums rencontrés lorsque l'on s'éloigne du centre du faisceau suivant une radiale. Le 2ème chiffre indique la moitié du nombre de minima rencontrés suivant une direction azimutale.



b : Les premiers modes transverse dans une cavité stable à symétrie rectangulaire. [http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C03/co/Contenu_13.html]

Fig. 3.1-24 : Modes transverse des faisceaux laser générés dans une cavité stable.

Ces profils ne sont pas observés en pratique de façon isolée. Les modes d'ordre supérieur se surposent au mode fondamental pour donner un faisceau multimode. Le faisceau multimode se caractérise par un coefficient de qualité qui permet de prévoir son évolution avec la distance et après focalisation.

Pour la plupart des applications, il est souhaitable que le laser fonctionne en mode fondamental TEM₀₀. Les lasers à gaz produisent en général un faisceau monomode, et ceci pour des puissances pouvant aller jusqu'à deux kilowatts pour le laser à CO₂. Les faisceaux des lasers à isolants dopés (Nd:YAG, ...) ne sont gaussiens que pour les faibles puissances (environ 30 W). Le constructeur indique alors la structure modale pour diverses valeurs de la puissance émise. Notons que l'introduction des lasers solides dits "à fibre" (une fibre optique à cœur dopé est utilisée pour le matériau actif) a permis d'améliorer considérablement la qualité des faisceaux émis par les lasers solides.

Le faisceau multimode : rayon du faisceau

Les dimensions transversales des faisceaux non gaussiens ne sont pas évidentes à définir. Plusieurs approches sont possibles. L'une d'entre elles consiste à considérer la section à travers laquelle passe 99% de la puissance. Une autre utilise les moments d'ordre 1 et 2 de la distribution d'intensité dans une section transverse. Il devient alors possible d'utiliser le formalisme de l'optique matricielle pour décrire la propagation du faisceau. Le rayon du faisceau suivant la direction transverse des x est alors défini comme :

$$(3.1-43) \quad W_x = 2 \sqrt{\frac{\int x^2 I(x,y) dx dy}{\int I(x,y) dx dy}} ;$$

x et y sont pris par rapport au centre de faisceau, c'est-à-dire de façon à ce que les moments d'ordre 1 et 2 de x et y s'annulent. Pour les faisceaux gaussiens cette définition est équivalente à celle donnée plus haut en relation avec $1/e^2$.

La mesure de diamètre de faisceau peut être réalisée en déplaçant une lame ou une fente à travers le faisceau. On mesure la puissance transmise en fonction de la position de la fente ou de la lame. Cette méthode donne de bons résultats pour des faisceaux dont le profil diffère peu du profil gaussien.

3.1.6.3.4 - Qualité de faisceau. Le coefficient M^2

Un faisceau laser limité par la diffraction présente la divergence minimale, c'est le cas des faisceaux gaussiens. Le changement de diamètre du faisceau au cours de sa propagation à partir du col se traduit alors par une divergence donnée par la relation

$$(3.1-44) \quad \theta = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{W_0} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{D_{0,e-2}}$$

où D_{e-2} est le diamètre à $1/e^2$ mesuré au col. En pratique, les faisceaux lasers sont le résultat de la contribution de plusieurs modes transverses ou sont affectés par la diffraction par les composants intra-cavité. La distribution d'intensité et de phase peut alors être très inhomogène. Il en résulte une divergence $\theta_{\text{réel}}$ et un diamètre de col D_{col} qui sont supérieurs aux paramètres correspondants du mode gaussien. L'énergie s'étale dans l'espace et ne peut plus être concentrée dans le plus petit volume permis par la théorie de la diffraction. On introduit la notion de 'qualité' de l'énergie transportée par un faisceau laser pour définir ce volume minimum [<http://www.rp-photonics>]. Cette qualité de faisceau peut être exprimée de diverses façons.

- Le produit Diamètre (au col) x Divergence (en champ lointain) en mm.mrad : $D_{\text{col}} \cdot \theta$;

- Le 'paramètre de faisceau' (PF ou BPP pour *Beam Parameter Product* en anglais) est défini par le produit du rayon mesuré au col (W_{col}) par le demi-angle de divergence $\theta/2$:

$$(3.1-45) \quad BPP = W_0 \cdot \frac{\theta}{2} = \frac{1}{4} D_{\text{col}} \cdot \theta \quad [\text{mm} \cdot \text{mrad}].$$

Dans le cas d'un faisceau limité par la diffraction (faisceau gaussien), on a

$$(3.1-46) \quad BPP = \lambda / \pi ;$$

pour un laser à Nd:YAG émettant à $1,06 \mu\text{m}$, le faisceau idéal a un produit $D_{\text{col}} \theta$ de 0,34 mm.mrad.

- Le facteur M^2 est défini comme le rapport entre le produit $D_{col} \theta$ pour le faisceau considéré et le produit $(D_{col} \theta)_{00}$ pour le faisceau gaussien à la même longueur d'onde ² :

$$(3.1-47) \quad M^2 = \frac{D_{col} \theta}{(D_{col} \theta)_{gauss}}$$

Un faisceau parfait a un coefficient M^2 égal à 1. Certains auteurs préfèrent utiliser un facteur K défini comme :

$$(3.1-48) \quad K = \frac{1}{M^2}$$

Le coefficient M^2 permet de comparer les faisceaux réels au faisceau parfait qu'est le faisceau gaussien ou mode TEM₀₀. M^2 peut être obtenu à partir de la mesure du diamètre minimum et de la divergence du faisceau mesuré en champ lointain θ_{CL} . Le diamètre de col D_{col} n'est en général pas directement accessible, mais n'est pas très différent du diamètre D_{CP} en champ proche, c'est-à-dire juste en sortie du laser M^2 devient donc :

$$(3.1-49) \quad M^2 = \frac{\pi}{4\lambda} D_{CP} \cdot \theta_{CL} \text{ ou } M^2 = \frac{\pi}{\lambda} BPP$$

Soit pour un laser à CO₂ ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) $M^2 \approx 74 \cdot BPP$ et pour un laser à Nd:YAG ($\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) : $M^2 \approx 7 \cdot BPP$.

Le coefficient M^2 caractérise l'aptitude du faisceau à être focalisé : un coefficient M^2 égal 1 (faisceau gaussien) correspond à la plus petite tache qu'on peut obtenir. Avec l'augmentation de M^2 , le diamètre de la tache augmente proportionnellement.

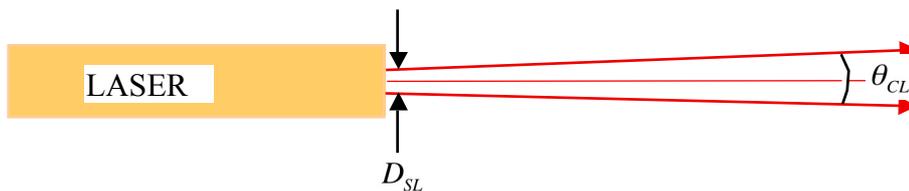


Fig. 3.1-25 : Les paramètres du faisceau utilisés pour la définition du coefficient de qualité.

D_{SL} diamètre en sortie du laser (proche de la section la plus étroite); θ_{CL} divergence mesuré loin de la sortie

Lorsque le coefficient de qualité d'un faisceau laser est connu, le diamètre de la tache de focalisation par une lentille de distance focale f , peut être évalué par la relation suivante :

$$(3.1-50) \quad D_{foc.NG} = \frac{4}{\pi} M^2 \frac{\lambda}{D_L} f = M^2 D_{foc.G}$$

² L. Marshall, Laser Focus 4 (4), 26 (1971)

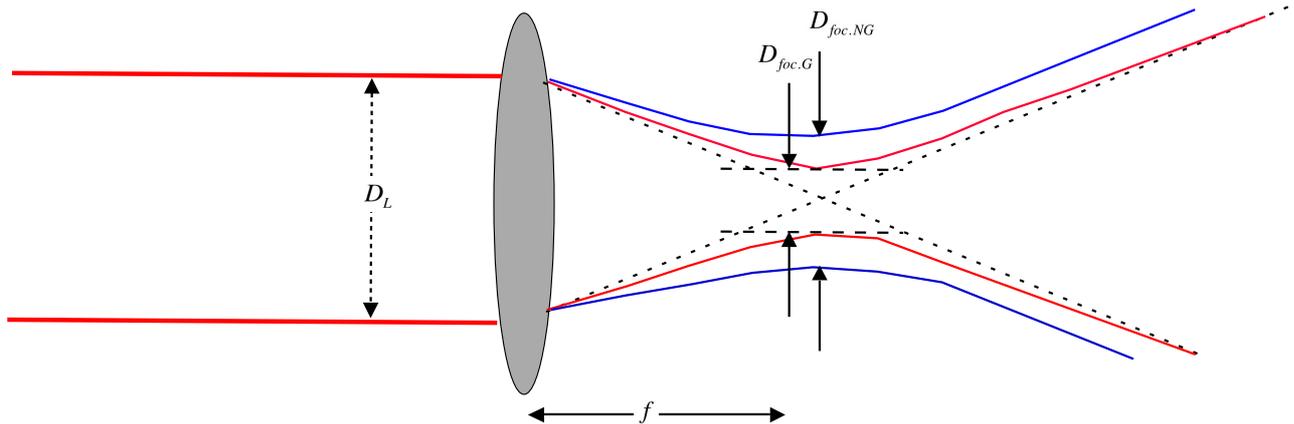


Fig. 3.1-26 : Dimension de la tache de focalisation d'un faisceau laser : le diamètre du faisceau non gaussien est supérieur à celui d'un faisceau gaussien d'un facteur M^2 .

La divergence du faisceau en propagation libre peut s'avérer difficile à mesurer. On peut alors utiliser une lentille placée près du miroir de sortie du laser pour focaliser le faisceau. Après mesure de D_{foc} on peut évaluer le coefficient de qualité par la relation :

$$(3.1-51) \quad M^2 = \frac{\pi}{4} \frac{D_L}{\lambda} \frac{D_{foc}}{f}.$$

Remarquons que l'analyse d'une seule section du faisceau ne permet pas une valeur précise du coefficient M^2 ; pour cela il est nécessaire de relever le profil dans plusieurs sections autour de la section minimale. De ces mesures on peut déduire la position de la section la plus étroite par rapport au foyer de la lentille, le diamètre au foyer, la divergence. Un algorithme adapté permet de déterminer M^2 avec précision, ainsi que la distance de Rayleigh (ou profondeur de focalisation). La mesure dans deux directions transverses orthogonales permet de déterminer une asymétrie dans le faisceau.

Par ailleurs, une distribution d'irradiance dans une section définie

- ne permet pas de déterminer la distribution de phase et la divergence et
- ne permet pas de prévoir les caractéristiques du faisceau focalisé.

La raison en est qu'en pratique la 'qualité' d'un faisceau dépend :

- du profil de phase (en relation avec la forme du front d'onde),
- du profil d'irradiance, qui en général dépend de la position considérée sur l'axe du faisceau. Un faisceau fortement multimode peut avoir un profil assez proche de celui du faisceau gaussien, tout en étant très divergent. Il est possible aussi d'avoir un faisceau dont la distribution de phase ressemble à celle du faisceau gaussien, tout en présentant un profil d'irradiance accidenté.

Les lasers à gaz ont un coefficient de qualité proche de 1. Pour les lasers de forte puissance, ce coefficient peut dépasser 100 [³], voire même 1000 pour les lasers à diodes de puissance. La qualité de faisceau ne cesse de s'améliorer avec l'amélioration des technologies mises en œuvre.

Lorsqu'on connaît le coefficient de qualité d'un faisceau laser, il devient possible de décrire les modifications subies par le faisceau lors de sa propagation à travers les composants de la chaîne de distribution. Les relations peuvent être utilisées en remplaçant dans les formules λ par $M^2 \lambda$.

Notons encore que la connaissance du facteur M^2 est essentielle pour prévoir l'action d'un faisceau laser sur une cible. Dans ce cas la grandeur à prendre en considération est l'intensité crête, celle-ci

³ "Laser beam quality and brightness in industrial applications"; Laser Industrial Handbook, Springer-Verlag, 1992

étant inversement proportionnelle au carré de M^2 ($I_{\text{max.crête}} \propto \frac{1}{(M^2)^2}$). Pour le fabriquant du laser, il convient d'accorder autant d'attention à l'augmentation de la puissance nominale, qu'à la qualité du faisceau (M^2 aussi proche de 1 que possible).

3.1.6.3.5 Diffraction d'un faisceau par une ouverture circulaire.

Afin de décrire les effets dus à la diffraction d'une ouverture circulaire de rayon a sur un faisceau laser de longueur d'onde λ , à la distance z , on utilise le paramètre N appelé **nombre de Fresnel**, défini par la relation

$$(3.1-52) \quad N = \frac{a^2}{z\lambda}$$

N correspond au nombre de pics observés dans la distribution d'irradiance de la section; de plus :

- si N est impair => on observe un maximum au centre
- si N est pair => on observe un minimum au centre.

Les solutions suivantes existent pour éliminer les effets de la diffraction : filtrage spatial, apodisation d'une fenêtre traversée par le faisceau (diminution progressive de la transmission du centre et diminue vers les bords, ce qui permet d'éliminer des anneaux de diffraction sans modifier le centre du faisceau)

Remarque 1. Il existe d'autres causes que la diffraction qui peuvent perturber un faisceau laser au cours de sa propagation : les distorsions de phase et d'amplitude causées par les barreaux (amplificateur par exemple), les lentilles ou les miroirs. En pratique, les surfaces optiques doivent être de 'bonne' qualité et les diamètres des différents composants traversés par le faisceau doivent être suffisamment grands).

Remarque 2 . Les faisceaux issus de lasers à solide du type Nd:YAG ont un profil d'irradiance qui s'explique en partie par la diffraction sur les bords du barreau.

Il en est de même pour les faisceaux de lasers à cavité instable où le faisceau utile est extrait de la cavité par diffraction sur les bords d'un miroir.

3.1.6.3.6 Diffraction d'une ouverture circulaire sur un faisceau gaussien

Considérons un faisceau gaussien passant à travers une ouverture circulaire de rayon ρ perpendiculaire à l'axe du faisceau et centré sur cet axe. Le rapport entre la puissance P_{tr} transmise à travers l'ouverture et la puissance totale P_i incidente est donné par la relation :

$$(3.1-53) \quad \frac{P_{tr}}{P_i} = 1 - \exp\left(-2 \frac{\rho^2}{W^2(z)}\right)$$

$W(z)$ est le rayon à e^{-2} du faisceau dans le plan de l'ouverture. La relation ci-dessus montre que si le diamètre de l'ouverture est égal à $2W$ (2 fois le rayon à e^{-2}), seulement 86% de l'énergie est transmise à travers l'ouverture. De plus, les effets de diffraction modifient considérablement la distribution de l'irradiance après l'ouverture; on observe un pic central entouré d'anneaux d'irradiance décroissante. Pour faire passer 99% de la puissance transportée par le faisceau, la condition suivante doit être respectée :

$$(3.1-54) \quad D(z) > 3 W(z).$$

Le profil d'irradiance d'un faisceau gaussien diffracté par une ouverture, varie avec la distance de propagation. La théorie de la diffraction permet d'évaluer ces variations. Considérons une ouverture circulaire de rayon a (Figure) qui coupe un faisceau gaussien à une distance du centre où l'amplitude $E(r=a)$ de l'onde est telle que $E(a)/E_{\text{max}} = \delta$ (soit pour l'irradiance, $I(a)/I_{\text{max}} = \delta^2$). La diffraction

cause, au centre d'une section située à faible distance après l'ouverture, une modulation d'irradiance égale à $\pm 2 \delta$ (Figure 3.1-27-b).

Une coupure à 13,5% de l'irradiance, introduit une variation relative d'irradiance suivant le profil de $\frac{\Delta I}{I} \approx \pm 70\%$. Pour une coupure à 1% de l'irradiance, cette variation tombe à $\pm 20\%$.

A une grande distance de l'ouverture, le profil d'irradiance redevient lisse (Fig. 3.1-27-c), mais l'irradiance au centre a diminué de $(1 - \delta^2)$ par rapport à l'irradiance d'un faisceau non diffracté, ce qui donne :

- pour une coupure à 13,5%, une réduction de 60%,
- pour une coupure à 1%, une réduction de 20%.

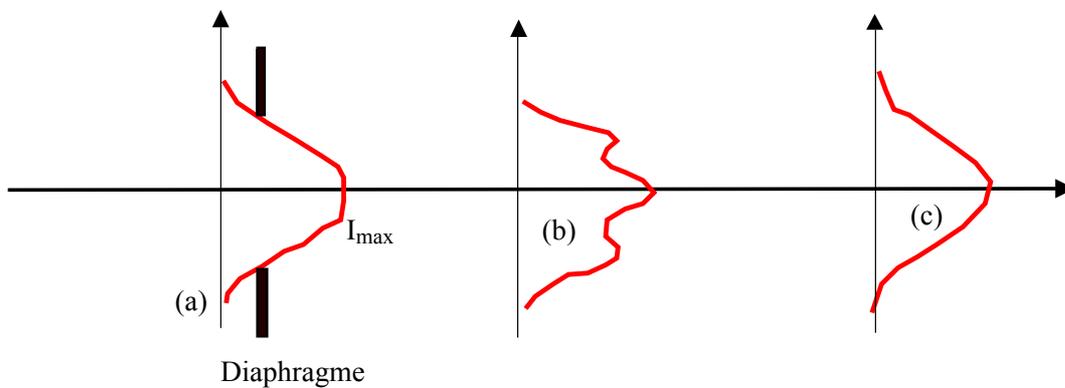


Fig. 3.1-27 : Une ouverture placée sur le chemin d'un faisceau (a) introduit une perturbation sur le profil d'irradiance (b). Le profil d'irradiance varie avec la distance de propagation, pour présenter un maximum central arrondi loin de l'ouverture (c).

3.1.6.3.7 Focalisation du faisceau

Caractéristiques de la tache focale

L'avantage essentiel de la lumière laser par rapport aux autres formes de lumière est illustré ci-après. La lumière laser, grâce à sa très faible divergence, peut être entièrement interceptée par une lentille et focalisée sur une tache de diamètre voisin de la longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas pour la lumière incohérente émise par une lampe ordinaire. La densité de puissance ainsi obtenue est très élevée, de 10^4 à 10^8 W.cm⁻².

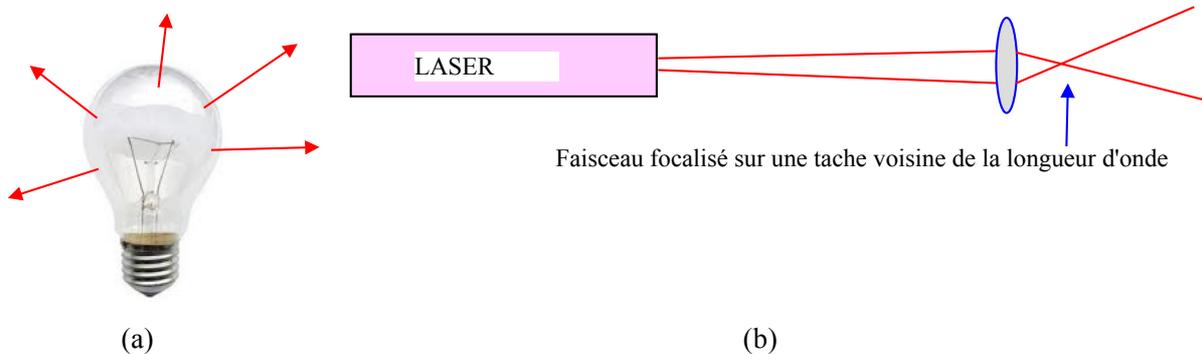


Fig. 3.1-28 : Conséquence de la cohérence spatiale d'une source lumineuse

- a) Une source thermique émet un rayonnement incohérent. Le rayonnement est émis dans tout l'espace; il n'est pas possible de récupérer toute l'énergie émise et de la concentrer sur une petite surface. b) Un laser émet un rayonnement de grande cohérence spatiale.

La figure 29 montre la transformation d'un faisceau gaussien par une lentille de distance focale f . Le faisceau est convergent à la sortie de la lentille et passe, au voisinage du foyer de la lentille, par une section minimale de diamètre D_{foc} . Si D_1 est le diamètre du faisceau à l'entrée de la lentille, le diamètre minimum dans la tache focale est donné par la relation :

$$(3.1-55) \quad D_{foc} = \frac{4}{\pi} \frac{\lambda}{D_1} f \quad \text{ou encore} \quad D_{foc} = 1,3 \frac{\lambda}{D_1} f .$$

Lorsque la lentille se trouve près du laser, le diamètre de la tache focale peut être évalué par la relation :

$$(3.1-56) \quad D_{foc} \approx f \theta \quad \text{où } \theta \text{ est l'angle de divergence du faisceau.}$$

Dans le cas où le faisceau est multimode, de coefficient de qualité M^2 connu, le diamètre de la tache de focalisation est donné par l'expression :

$$(3.1-57) \quad D_{foc} = 1,3 M^2 \frac{\lambda}{D_1} f .$$

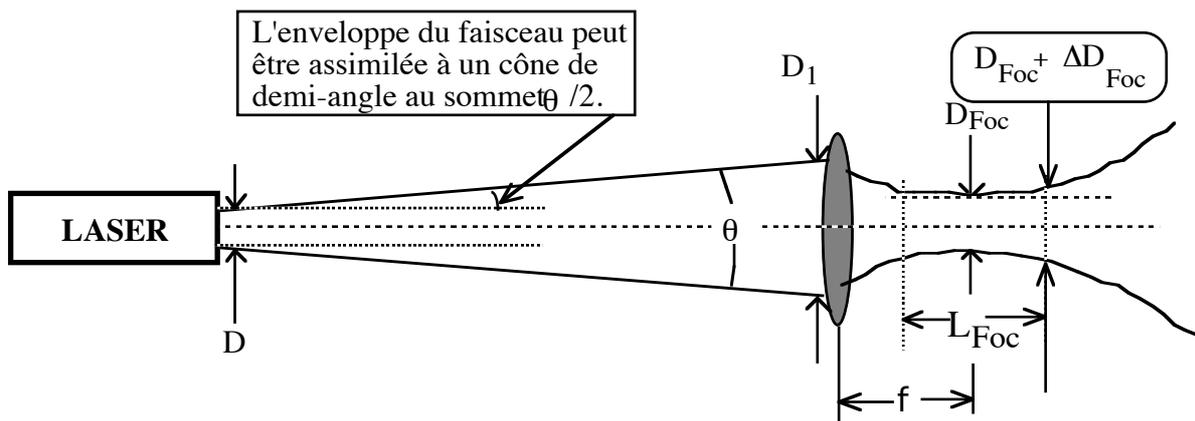


Fig. 3.1-29 : Focalisation d'un faisceau gaussien par une lentille.

Le rayonnement émis par un laser présente une divergence réduite et peut donc être intercepté entièrement par une lentille, même à une distance importante de la source, pour être concentré sur une tache de dimensions proches de la longueur d'onde. Il est ainsi possible d'obtenir une densité de puissance de l'ordre du MW/cm^2 à partir d'une puissance laser de 100 W.

Le faisceau laser peut être d'autant mieux focalisé que sa divergence est faible. Il est possible de diminuer la divergence d'un faisceau en augmentant son diamètre. Le système optique utilisé pour élargir un faisceau est présenté sur la figure ci-après. Le diamètre du faisceau est augmenté dans le rapport des distances focales des lentilles, soit : $D_2 = D_1 \frac{f_2}{f_1}$. La divergence est réduite dans le rapport

inverse : $\theta_2 = \theta_1 \frac{f_1}{f_2}$.

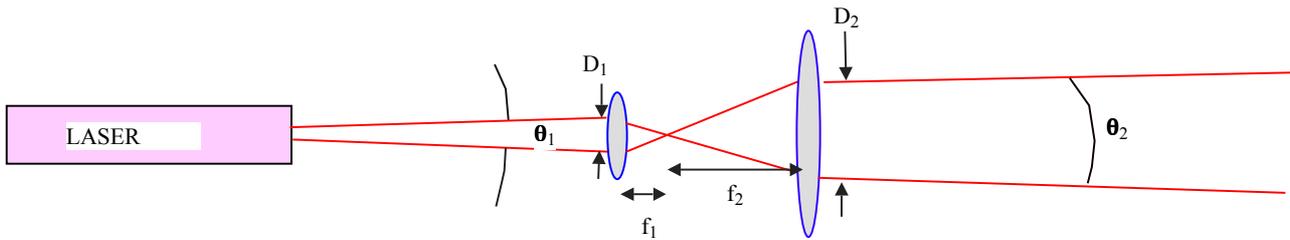


Fig. 3.1-30 : Diminution de la divergence d'un faisceau laser par un système afocal

La limite inférieure théorique du rayon de la tache focale d'un faisceau gaussien est donc voisine de la longueur d'onde du rayonnement. Les relations (4-33), (4-34) et (4-35) tiennent compte uniquement de la limite fondamentale fixée par la diffraction et fournissent un résultat théorique qu'on ne peut obtenir qu'avec un faisceau parfaitement gaussien et des lentilles sans défauts. Ainsi, la relation (4-35), vérifiée seulement dans le cas idéal d'un faisceau parfait passant à travers une lentille sans défaut et de diamètre D_1 supérieur (d'un facteur 1,5 au moins) au diamètre D_f du faisceau doit être remplacée en pratique par la relation plus générale :

$$(3.1-58) \quad D_{foc} \approx 1,3 K_{foc} \cdot M^2 \frac{\lambda}{D_1} f.$$

Le coefficient K_{foc} tient compte de la qualité de la lentille et des effets de diffraction. Lorsque la lentille n'intercepte que la partie centrale du faisceau ($D_L \ll 1,5 \times D_G$), on observe une figure de diffraction dont le lobe central présente un diamètre calculé par la relation suivante :

$$(3.1-59) \quad D_{foc} = 2,44 \cdot \frac{\lambda}{D_L} f$$

Pour certaines applications, comme l'usinage, il faut tenir compte non seulement de la taille minimale du faisceau focalisé mais aussi de la variation du rayon du faisceau autour de la section la plus étroite. On introduit un nouveau paramètre, la profondeur de focalisation notée L_{Foc} sur la figure 3.1-29. La profondeur de focalisation dépend de la structure modale du faisceau. Pour un faisceau gaussien, il est possible d'écrire l'expression rigoureuse pour le rayon à $1/e^2$,

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2} \text{ ou avec le diamètre :}$$

$$D(z) = D_{Foc} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_{Foc}^2} \right)^2}, \text{ } z \text{ étant la distance mesurée à partir de la section la plus étroite (le}$$

'waist'). On introduit un facteur d'agrandissement $a = \frac{D(z)}{D_0}$ du diamètre pour une section située à la

distance z du 'waist'. En désignant la profondeur de focalisation par L_{foc} , et en écrivant $D(z) = a D_0$

pour $z = \pm \frac{L_{Foc}}{2}$ on a :

$$(3.1-60) \quad L_{Foc} = \frac{1}{2} \frac{\pi D_0^2}{\lambda} \sqrt{a^2 - 1}.$$

En prenant $a = 1,05$, ce qui correspond à une variation de 5% sur le diamètre, on obtient :

$$(3.1-61) \quad L_{Foc.Gauss} \approx 0,5 \frac{(D_0)^2}{\lambda}.$$

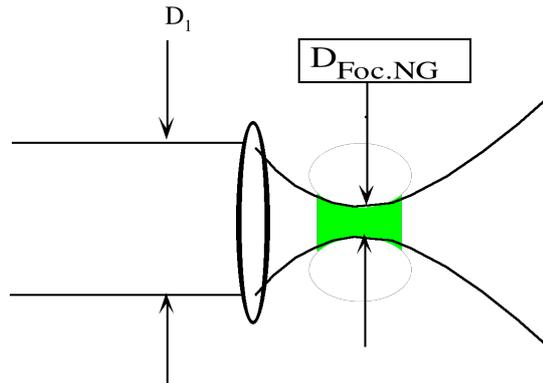


Fig. 3.1-31 : Zone de focalisation d'un faisceau laser

Un faisceau de laser à CO₂ (longueur d'onde: 10.6 μm) de 1 cm de diamètre en sortie, est focalisé sur une tache dont le diamètre est de l'ordre de 0.1 mm. Si on tolère une variation de 5% du diamètre de la tache autour de sa section la plus étroite, ce qui correspond à un facteur $a = 1,05$, la profondeur de focalisation calculée par la relation ci-dessus est égale à environ 0,5 mm. En pratique, comme l'indiquent les relations ci-dessus, il faut trouver un compromis entre le diamètre de la tache focale et la profondeur de focalisation.

Pour un faisceau non gaussien, l'évaluation est moins évidente ; les défauts d'aberration de la lentille viennent compliquer le problème.

Les aberrations des systèmes optiques causent également un étalement de la zone focale. L'astigmatisme et la coma apparaissent lorsque le faisceau est incliné par rapport à l'axe de la lentille. L'aberration sphérique est gênante dans toutes les situations et se manifeste d'autant plus que le faisceau est large et la lentille de petit diamètre. La figure ci-après montre l'effet de l'aberration sphérique sur la tache de focalisation. Les lentilles corrigées des aberrations sont très difficiles à fabriquer et par conséquent très chères. On parvient en pratique à un résultat satisfaisant en focalisant le faisceau au moyen d'une lentille plano-convexe, avec le côté convexe tourné vers le laser.

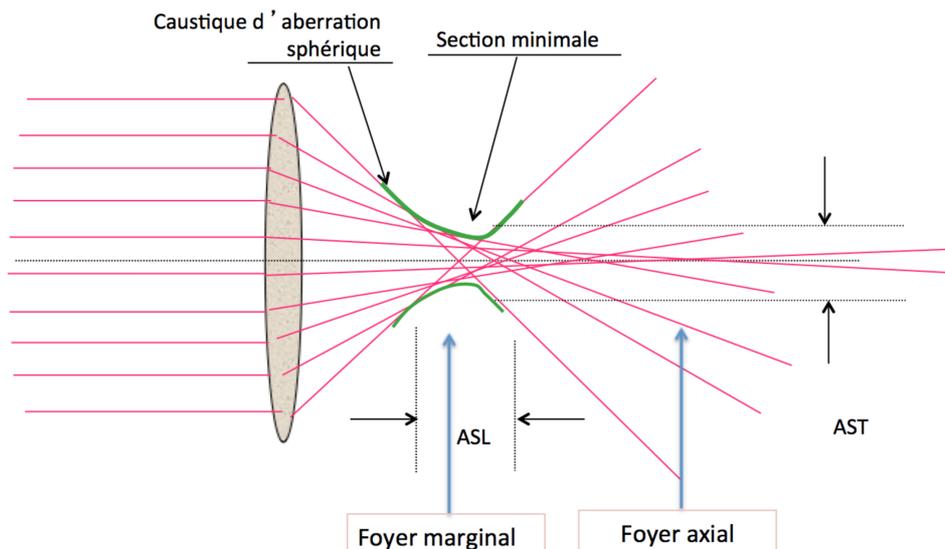


Fig. 3.1-32 : Effet de l'aberration sphérique sur la tache de focalisation d'un faisceau laser par une lentille.

Les rayons éloignés de l'axe (1) coupent se recourent après la lentille en un point différent de celui des rayons paraxiaux (2). Il en résulte que la tache focale est allongée et le diamètre minimum augmente.

Diffraction et faisceau focalisé.

On distingue le champ proche de la zone focalisé et le champ lointain; cette distinction correspond aux zones de Fresnel et de Fraunhofer dans la théorie de la diffraction. L'introduction du champ lointain est utile parce que dans cette zone la distribution d'irradiance varie peu avec la distance quel que soit le faisceau considéré. En pratique, on considère que le champ lointain commence à 5 fois la distance de Rayleigh z_0 (distance de Rayleigh = distance entre la section minimale et la section double de la section minimale). Pour un faisceau gaussien

$$(3.1-62) \quad z_0 = \pi \frac{(W_{\min})^2}{\lambda} .$$

3.1.6.4 Les propriétés spectrales

3.1.6.4.1 Introduction

Le rayonnement émis par un laser est caractérisé par un spectre qui peut être beaucoup plus étroit que le spectre de fluorescence du matériau actif utilisé. La cavité résonnante et certains éléments placés à l'intérieur de celle-ci jouent le rôle de filtre fréquentiel.

Le spectre de l'émission laser étant dans la plupart des cas extrêmement réduit, il suffit pour de nombreuses applications de préciser la longueur d'onde correspondant au maximum de la courbe spectrale.

L'allure typique du spectre d'un laser est montrée ci-après.

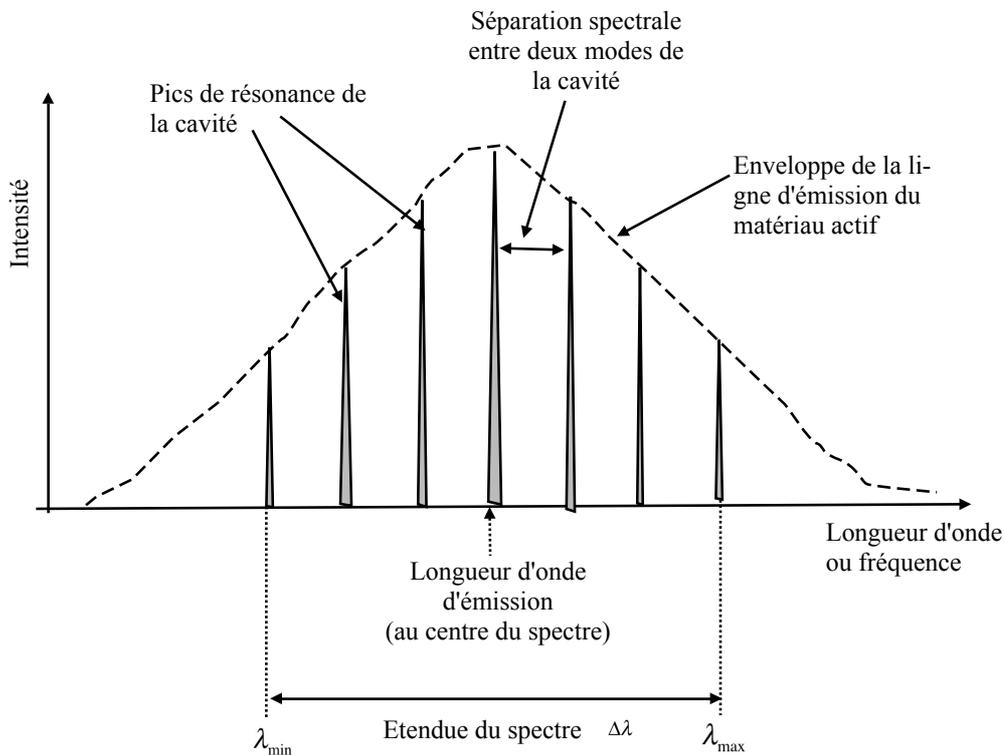


Fig. 3.1-33 : Spectre typique d'un faisceau laser caractérisé par une seule ligne d'émission

En pratique, on indique la longueur d'onde au centre du spectre d'émission ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ pour un laser à CO_2 par exemple). L'étendue du spectre dépend de la nature du matériau. Dans les cas où l'étendue du spectre est considérée comme non négligeable, compte tenu du contexte applicatif, les valeurs extrêmes du spectre, ou son étendue ($\Delta\lambda$) (ou les valeurs extrêmes du spectre $\lambda_{\text{min}} \dots \lambda_{\text{max}}$) est (sont) indiquée(s).

L'étendue du spectre peut être donnée indifféremment en unité de longueur d'onde ou de fréquence.

$$\text{On a } \lambda = \frac{c}{f}. \text{ On en déduit : } \Delta\lambda = \frac{c}{f^2} \Delta f \text{ ou } \Delta f = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda.$$

La figure ci-après indique les longueurs d'onde des lasers les plus courants.

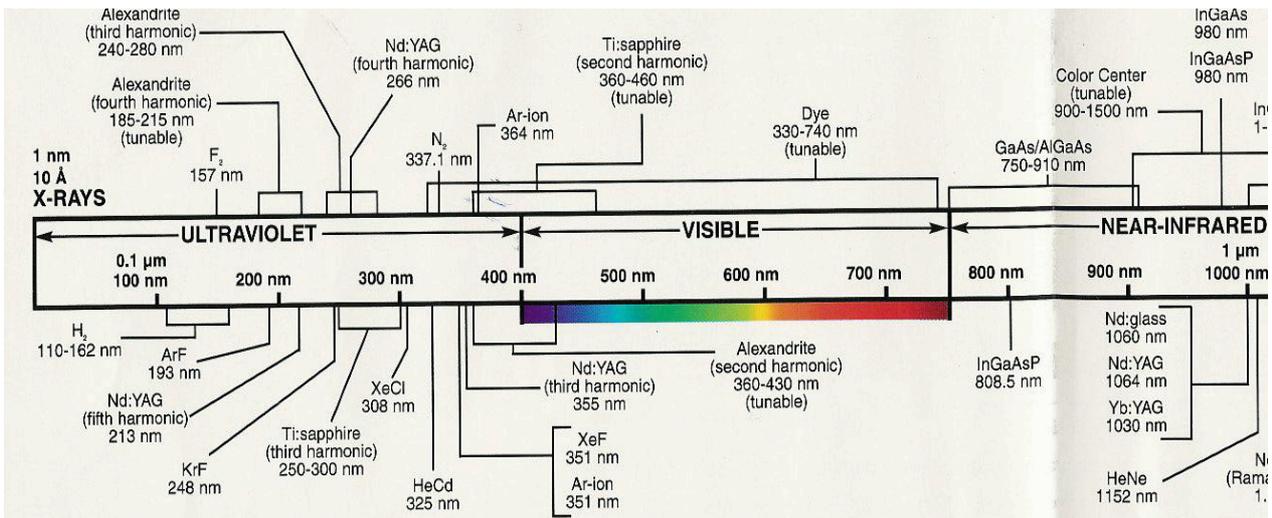


Fig. 3.1-34 : Longueurs d'onde des lasers les plus courants [Doc. MellesGriot].

Lorsqu'une grande **cohérence temporelle** est souhaitée, il faut considérer le spectre du rayonnement plus en détail. Nous avons précisé précédemment le rôle sélectif de la cavité résonnante: seules peuvent osciller entre les deux miroirs les composantes spectrales vérifiant la condition de résonance. Il en résulte un spectre d'émission formé d'une succession de pics : les modes axiaux. La séparation spectrale entre deux modes axiaux successifs est donnée par :

$$(3.1-63) \quad \delta f = \frac{c}{2L},$$

L étant la longueur de la cavité (il faut tenir compte de l'indice n du matériau si celui-ci diffère de 1).

Les miroirs formant le résonateur réalisent la sélection spectrale de deux façons :

- d'une part la longueur de la cavité fixe la condition de résonance,
- d'autre part le coefficient de réflexion est optimisé pour les composantes spectrales sur lesquelles on cherche à obtenir l'effet laser.

Considérons le cas du laser à argon. L'argon émet un spectre constitué d'un grand nombre de raies s'étalant de l'U.V. au proche l'I.R.. L'émission laser est possible sur plusieurs des raies. La figure 3.1-35 montre les différentes cavités qui peuvent être utilisées afin d'obtenir un spectre de plus en plus étroit.

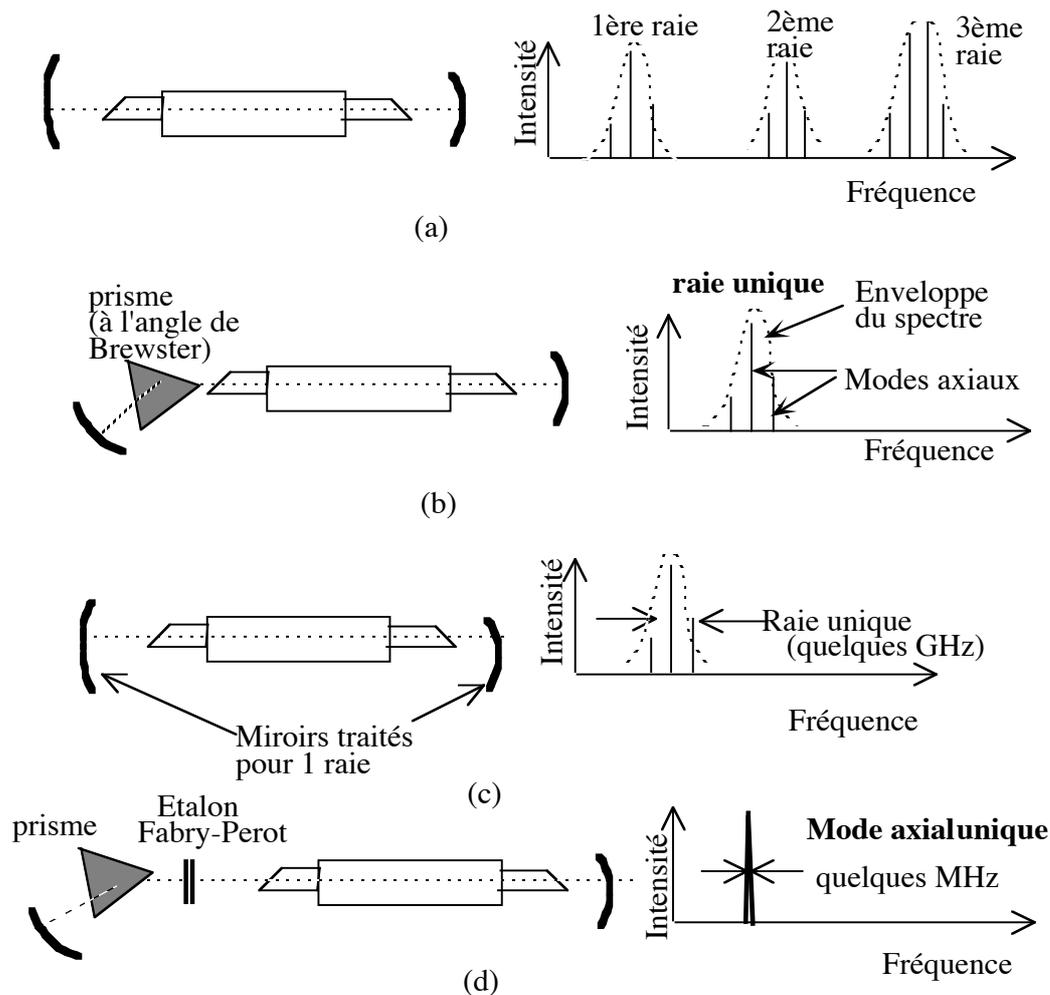


Fig. 3.1-35 : Sélection spectrale dans une cavité de laser à gaz (Ar, Kr,).

(a) - Les miroirs sont traités pour réfléchir de la même façon toutes les raies émises par l'Argon; le fonctionnement est dit multiraie, le faisceau laser étant constitué d'une superposition de plusieurs raies: bleu, bleu-vert, vert, ...

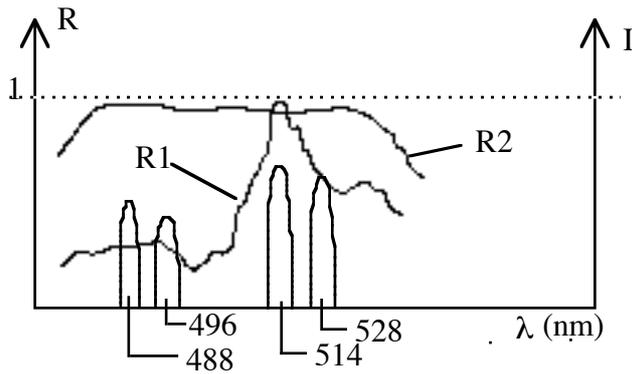
(b) - un prisme est introduit dans la cavité; une seule raie est renvoyée par le miroir arrière dans le milieu actif: le laser fonctionne uniquement sur cette raie.

(c) - le même résultat qu'en (b) est obtenu en utilisant à la place de la combinaison prisme+miroir, un miroir présentant un coefficient de réflexion proche de 1 uniquement pour l'une des composantes spectrales susceptibles d'osciller.

(d) - une rétrécissement du spectre de la raie est obtenu en sélectionnant un seul mode axial. Pour cela on place dans la cavité un étalon Fabry-Perot dont une seule fréquence de résonance coïncide avec celle de l'un des modes de la cavité du laser. La largeur du spectre obtenu est déterminée par la qualité des miroirs formant le résonateur.

3.1.6.4.2 Influence de la cavité sur le spectre émis

La rétroaction assurée par les miroirs de la cavité d'un laser est une fonction de la longueur d'onde. Il est ainsi possible de sélectionner une raie parmi plusieurs en choisissant un miroir de cavité qui réfléchit cette raie et pas les autres (figure 3.1-36)



3.1-36 : Coefficient de réflexion des miroirs de cavité et raies émises : exemple de l'argon.

Le dessin ci-contre montre quelques transitions de l'ion argon, sur lesquelles l'effet laser est possible. Un miroir de cavité qui aurait une réflectivité en fonction de la longueur d'onde représentée par la courbe R1 n'assurerait la rétroaction que pour la raie à 514 nm (oscillation monoraie) alors qu'un miroir caractérisé par la courbe R2 rendrait l'oscillation possible sur toutes les raies à la fois (oscillation multiraie).

3.1.6.4.3 Résonance et modes axiaux

Si on ne considère que la courbe de gain du matériau actif et le phénomène de résonance optique dans la cavité, on pourrait penser que le spectre en oscillation dans la cavité a l'allure indiquée sur la figure ci-après, où la largeur $\Delta\lambda$ du spectre est égale à la largeur de la courbe de gain au niveau du gain au seuil de l'oscillation.

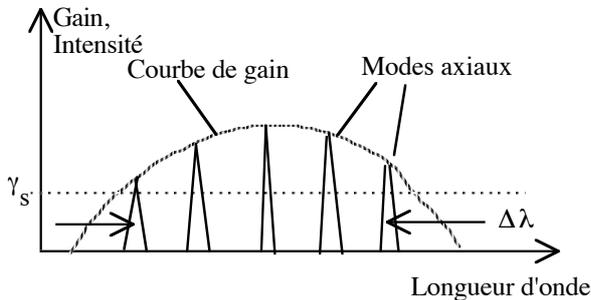


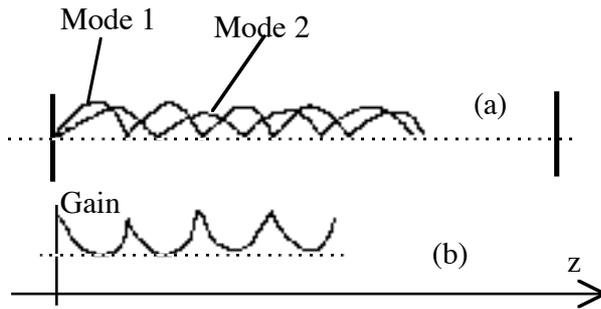
Fig. 3.1-37 : Modes axiaux

Le spectre du rayonnement susceptible d'osciller dans une cavité de laser dépend de la courbe de gain du matériau actif et du phénomène de résonance. Le schéma ci-contre est cependant incomplet, car il faut tenir compte de l'évolution de la courbe de gain avec l'augmentation de l'intensité dans la cavité.

3.1.6.4.4 Le creusement de la courbe de gain (hole burning)

Le champ à l'intérieur de la cavité est celui d'une onde stationnaire, résultat de l'interférence entre les deux ondes se propageant suivant des directions opposées. Aux endroits où le champ (et l'intensité correspondante) s'annule, le milieu n'est pas dépeuplé et le gain n'est pas modifié. A chaque mode de la cavité correspond une onde stationnaire dont les maxima (et par conséquent les 'trous' dans la courbe de gain) ne se situent pas aux mêmes endroits. La conclusion faite ci-dessus pour une transition à élargissement homogène doit donc être corrigée pour tenir compte de ce facteur.

En effet comme le montre la figure 38, un mode peut puiser son énergie dans une région du milieu actif non dépeuplé par les autres modes. En conséquence, même en présence d'une transition à élargissement homogène, on observe une oscillation sur plusieurs modes, même si comme règle générale, le nombre de modes obtenus est moins important que dans le cas d'une transition à élargissement inhomogène.



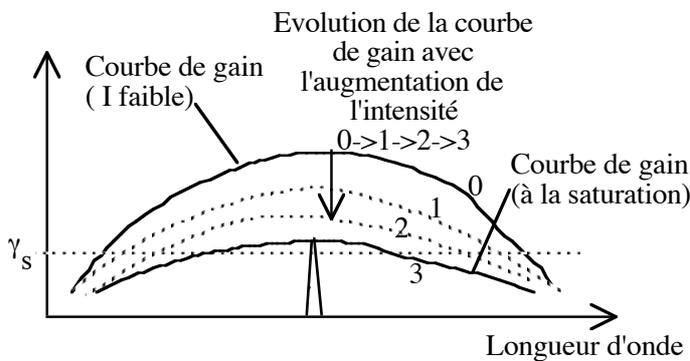
3.1-38 : Effets des modes axiaux de la cavité sur la distribution spatiale du gain dans le milieu actif.

(a) Chaque mode oscillant dans la cavité crée une onde stationnaire. Deux modes axiaux ont leurs maxima à des endroits différents.

(b) Distribution du gain dans le milieu actif suivant l'axe de la cavité. Un mode unique ne sature le gain du milieu. Les régions du milieu actif où le gain n'est pas saturé par le mode central de la transition, peuvent contribuer à alimenter d'autres modes.

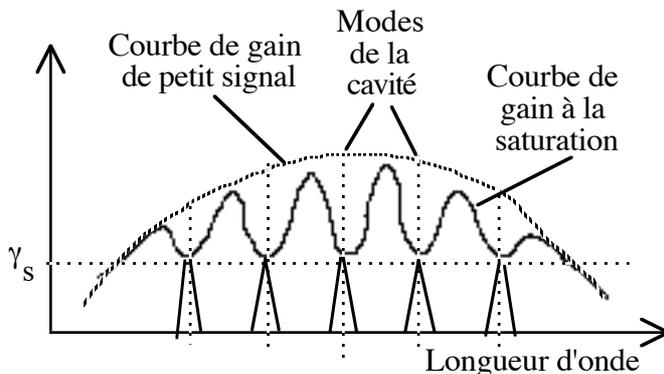
3.1.6.4.5 Le milieu actif

Il faut se souvenir cependant que le gain est une fonction de l'intensité du rayonnement présent dans le matériau et que la variation du gain causée par l'augmentation de l'intensité dépend de la nature de l'élargissement de la ligne d'émission. Dans le cas d'une ligne élargie de façon homogène, la diminution du gain à un endroit de la courbe entraîne une diminution de l'ensemble de la courbe alors que pour une ligne à élargissement inhomogène, la courbe se déforme localement.



3.1-39 : Évolution de la courbe de gain dans le cas d'une transition homogène.

Dans le cas d'une transition à élargissement homogène, la courbe de gain diminue de façon identique sur toute son étendue avec l'augmentation de l'intensité. Dans le cas idéal, l'oscillation ne peut avoir lieu que sur un seul mode de la cavité.



3.1-40 : Évolution de la courbe de gain du matériau actif dans une cavité dans le cas d'une transition à élargissement inhomogène.

3.1.6.4.6 Les éléments intra-cavité de sélection spectrale

Un composant dispersif (**prisme, réseau de diffraction, lame biréfringente**) placé à l'intérieur d'une cavité laser permet de réduire le spectre en oscillation. Sélection de lignes d'émission. Il est ainsi possible d'obtenir :

-> la sélection d'une raie unique dans le cas d'un matériau actif présentant plusieurs raies (argon, krypton, ...),

-> l'accord en longueur d'onde dans le cas d'un matériau actif présentant un spectre d'émission étendu (colorant organique).

Accord de longueur d'onde à l'aide d'un filtre biréfringent.

Le dispositif de la figure suivante peut être utilisé comme filtre passe-bande à l'intérieur d'une cavité de laser.

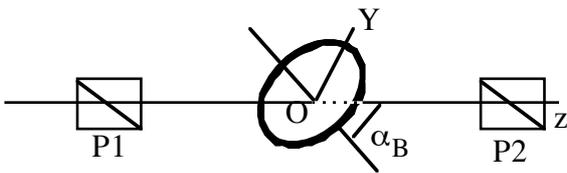


Fig. 3.1-41 : Filtre spectral constitué d'une lame biréfringente et de deux polariseurs P1 et P2.

Oy est l'axe optique de la lame; cette dernière est inclinée à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes.

Soit L_e l'épaisseur de la lame traversée par le rayonnement. La transmission par le dispositif est possible pour les composantes spectrales dont l'état de polarisation (linéaire) n'est pas modifié par la lame biréfringente; cette condition est remplie si la relation suivante est vérifiée :

$$(3.1-64) \quad \frac{2\pi}{\lambda} L_e = q 2\pi, \quad q \text{ nombre entier.}$$

La rotation de la lame, en modifiant L_e , permet d'ajuster λ .

Sélection de mode axial (étalon Fabry-Perot).

L'oscillation dans une cavité résonnante a en général lieu simultanément sur plusieurs modes. Nous avons vu plus haut que l'oscillation multimode s'explique par la variation spectrale du gain pour une transition à élargissement inhomogène, et par la distribution spatiale du gain pour une transition à élargissement homogène.

L'écart entre deux modes voisins pour une cavité linéaire de 1 m de longueur est de $\delta\nu = \frac{c}{2L} =$

150 MHz. Les largeurs $\Delta\nu$ de lignes d'émission dans le visible et le proche IR, sont de 1 à quelques GHz pour un milieu gazeux et de quelques centaines de GHz pour un dopant ionisé dans une matrice cristalline. Le spectre du faisceau laser est donc constitué de quelques modes à plus d'un millier de modes suivant le matériau actif utilisé.

La sélection d'un mode axial unique est obtenue à l'aide d'un **étalon de Fabry-Perot**. L'étalon est constitué d'une lame aux faces réfléchissantes d'épaisseur e , inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe de la cavité. Les fréquences transmises sans pertes à travers la lame vérifient la relation $\nu_q = q$

$\frac{c}{2ne \cos \theta'}$ où θ' est l'angle de réfraction correspondant à une incidence de θ ($\sin \theta = n \sin \theta'$). En

ajustant l'inclinaison de l'étalon, il est possible de faire coïncider une fréquence transmise par la lame et une fréquence en résonance dans la cavité du laser. La sélection d'un mode unique est possible si les deux conditions suivantes sont remplies :

(3.1-65) (a) $\delta\nu (= \frac{c}{2L}) \geq \frac{1}{2} \Delta\nu_{FP}$ où $\Delta\nu_{FP}$ est la largeur d'un mode de l'étalon;

(b) $\Delta\nu_{IFL} \geq \frac{\Delta\nu}{2}$ où $\Delta\nu_{IFL} (= \frac{c}{2 ne \cos \theta'})$ est l'intervalle de fréquence libre de l'étalon et $\Delta\nu$ est la largeur de la courbe de gain du matériau. En utilisant la finesse de l'étalon Fabry-Perot ($F = \frac{\Delta\nu_{IFL}}{\Delta\nu_{FP}}$), la sélectivité d'un mode axial unique est possible si

(3.1-66) $F \geq \frac{L}{2c} \Delta\nu$.

3.1.6.4.7 Stabilisation de la fréquence.

Creux de Lamb

Dans les gaz, dans certaines conditions, les transitions sont élargies par effet Doppler. Il est possible d'utiliser cet effet pour stabiliser la fréquence en oscillation dans la cavité. Considérons une cavité suffisamment courte pour qu'un seul mode axial existe à l'intérieur de la courbe de gain. Si la fréquence ν_q du mode ne coïncide pas avec le centre de la courbe de gain, l'onde se propageant vers la droite, n'interagit pas avec le même groupe d'atomes que l'onde se propageant dans l'autre sens; il en résulte deux 'trous' dans la courbe de gain (figure ci-après).

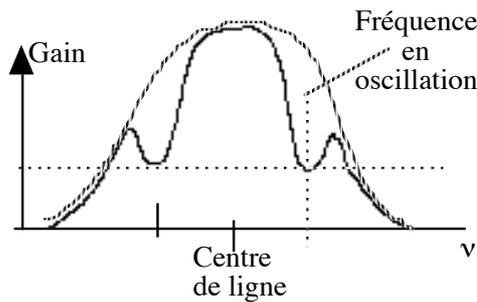


Fig. 3.1-42 : Creux spectral dans la courbe de gain, créé par les modes en oscillation.

En présence d'un élargissement par effet Doppler, un mode de vibration cause l'apparition de 2 trous dans la courbe de gain (Fig 42). La fréquence effectivement 'vue' par l'onde se propageant le long de l'axe Oz de la cavité dépend de la direction du vecteur vitesse $v = \frac{v_0}{1 + \frac{v_z}{c}}$. En ajustant

légèrement la longueur de la cavité, il est possible de faire coïncider la fréquence du mode avec le centre de ligne. La courbe de gain saturé prend alors l'allure indiqué sur la figure 43.

Le minimum qui apparaît alors au centre de la courbe de gain (creux de Lamb) permet d'introduire une stabilisation de la fréquence en oscillation. Une stabilisation de $\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx 10^{-9}$ est possible.

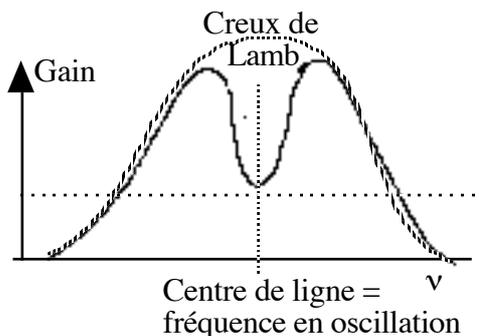


Fig. 3.1-43 : Creux de Lamb.

Le creux de Lamb est le minimum qui apparaît au centre de la courbe de gain lorsque la fréquence du mode en oscillation coïncide avec ce centre.

Stabilisation à l'aide d'un miroir piezzo électrique

Les lasers utilisés en métrologie doivent être très stables en fréquence. Il est en général difficile de faire fonctionner le laser sur un mode unique pendant une longue période. Les vibrations des supports des miroirs, les dérives thermiques sont autant de causes de fluctuation de la fréquence. On peut envisager de stabiliser la fréquence en forçant le laser à émettre à la puissance maximale. Pour cela, le miroir totalement réfléchissant est placé sur une céramique piézo-électrique afin de corriger, par une variation de la longueur de la cavité, les fluctuations de fréquence. Il est ainsi possible d'obtenir des stabilités de quelques centièmes de la largeur à mi-hauteur d'un mode axial, soit un étalement spectral de quelques kHz.

3.1.6.4.8 Accord de fréquence

Les gaz sont caractérisés par un spectre d'émission constitué de lignes discrètes. Il n'est donc pas possible d'ajuster la fréquence du rayonnement émis par un laser à gaz. Les colorants organiques présentent une fluorescence qui couvre une bande étendue du spectre visible. Il est possible, en plaçant un élément dispersif, prisme ou réseau de diffraction, dans la cavité d'un laser dont le milieu actif est une solution d'un colorant organique, d'obtenir un émission laser accordable en fréquence. L'accord est obtenu sur des intervalles compris entre 10 et 100 nm en fonction du colorant utilisé. L'accordabilité en fréquence est très utile en analyse des matériaux et en photochimie.

3.1.6.4.9 Largeur de raie

Nous avons précédemment associé l'émission de rayonnement par la matière à la transition entre deux niveaux quantiques de l'atome, de l'ion ou de la molécule. L'énergie du photon émis a été donné comme la différence d'énergie entre les deux niveaux de la transition. Une analyse plus fine permet de constater que les niveaux ont une largeur non nulle; il en résulte que l'énergie des photons s'étale autour d'une valeur moyenne et que la raie émise a une largeur qu'il est possible de mesurer. La raie d'émission d'un gaz sous faible pression a une largeur à mi-hauteur de quelques Gigahertz.

L'élargissement de la raie d'émission est due à plusieurs facteurs:

- élargissement intrinsèque. Le train d'ondes émis par un atome a une durée limitée; l'onde émise ne peut donc pas être rigoureusement sinusoïdale. La transformée de Fourier d'un signal à durée limitée, ayant la forme d'une sinusoïde amortie est une Lorentzienne dont la forme est donnée par l'expression :

$$(3.1-67) \quad g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{\Delta\nu} \right)^2 \right]}$$

$g(\nu)$ représente la forme de la ligne d'émission. ν_0 est la fréquence centrale; $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur de la courbe.

- élargissement par collisions. Dans un gaz les atomes subissent de nombreuses collisions; ces collisions sont la cause de saut de phase des ondes émises et d'une plus grande dispersion de l'énergie des photons émis. L'élargissement de la ligne dû aux collisions s'exprime par une expression de forme gaussienne.

- élargissement Doppler. Le principal mécanisme d'élargissement de ligne dans les gaz provient de l'effet Doppler. Les atomes du gaz se déplacent en effet à grande vitesse; la fréquence du rayonnement émis par un atome dépend de sa direction de déplacement. La dispersion de vitesse est la cause d'une dispersion d'énergie des photons émis. L'élargissement dû à l'effet Doppler est donné par la courbe de Gauss.

3.1.6.4.10 Oscillation en mode axial unique

Lorsqu'un étalon Fabry-Perot est inséré dans la cavité d'un laser, les composantes spectrales en oscillation doivent vérifier la condition de résonance pour la cavité du laser et pour la cavité de l'étalon Fabry-Perot. Il est ainsi possible de limiter l'oscillation à un seul mode axial (figure ci-après).

La largeur à mi-hauteur $\Delta\nu_{ma}$ du spectre correspondant à un mode axial unique est donnée par l'expression [4] :

$$(3.1-68) \quad \Delta\nu_{ma.1/2} = \frac{c}{2L} \frac{\sqrt{1 - R_1 R_2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}$$

L est la longueur de la cavité; R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion en irradiance des miroirs.

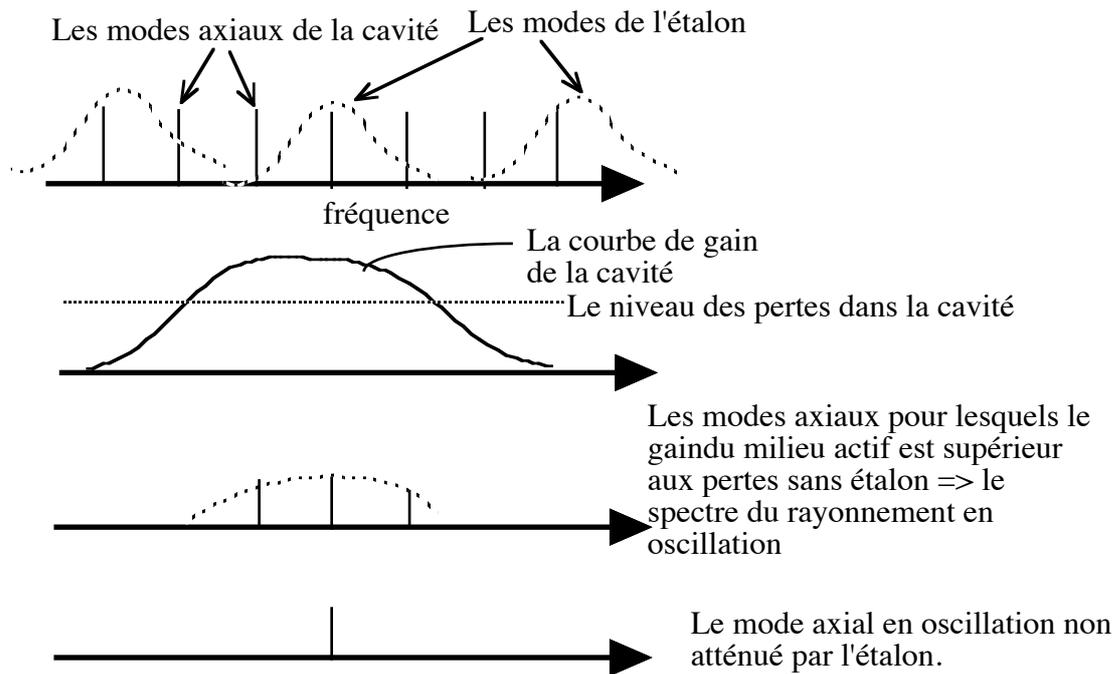


Fig. 3.1-44 : Sélection d'un mode axial unique par un étalon Fabry-Perot.

3.1.6.5 Les propriétés temporelles

3.1.6.5.1 Emission en continu

La puissance émise dépend de l'irradiance du pompage et du coefficient de couplage vers l'extérieur du laser. Dans certains lasers, le miroir de sortie doit être optimisé pour la puissance la plus souvent utilisée, dans la mesure où il n'est pas possible de modifier continuellement le coefficient de couplage vers l'extérieur.

3.1.6.5.2 Les différents régimes impulsionnels

Les lasers peuvent fonctionner aussi bien en régime continu qu'en régime impulsionnel. S'il n'est pas toujours possible d'obtenir le régime continu, le régime impulsionnel peut toujours être envisagé en apportant au matériau actif l'énergie d'excitation sous la forme d'un train d'impulsions. Le régime continu n'est pas toujours possible car certains matériaux actifs comme le rubis synthétique, évacuent mal la chaleur dégagée lors de l'excitation. Dans certains cas la dynamique propre de l'absorption et de l'émission est à l'origine d'oscillations de relaxation.

⁴] J.T. Verdeyen - Laser Electronics, p 118; Prentice-Hall, 1981

Trois régimes de fonctionnement impulsionnel contrôlé sont couramment utilisés :

- impulsions obtenues par un pompage impulsionnel,
- impulsions déclenchées obtenues par modulation de la transmission de la cavité et
- impulsions obtenues par synchronisation en phase des modes axiaux en oscillation.

3.1.6.5.3 Effets transitoires. Oscillation de relaxation. Déclenchement par le gain.

En présence d'une excitation intense, les populations des niveaux et le gain du milieu varient très rapidement. De même, dans le cas d'une excitation continue d'un milieu actif placé dans une cavité, on peut observer des variations importantes de l'intensité émise. L'analyse des processus transitoires est évidemment complexe et ne présente d'intérêt que pour les systèmes où un régime stable ne peut pas être obtenu. Soit un système à trois niveaux excité par un signal à front raide (figure ci-après).



a : Système à trois niveaux pompé par un signal de taux R_2 faisant passer les atomes du niveau 0 au niveau 2 avec une inversion de population possible entre les niveaux 2 et 1.

b : Signal d'excitation utilisé. On suppose que cette excitation est sélective et ne peuple que le niveau 2.

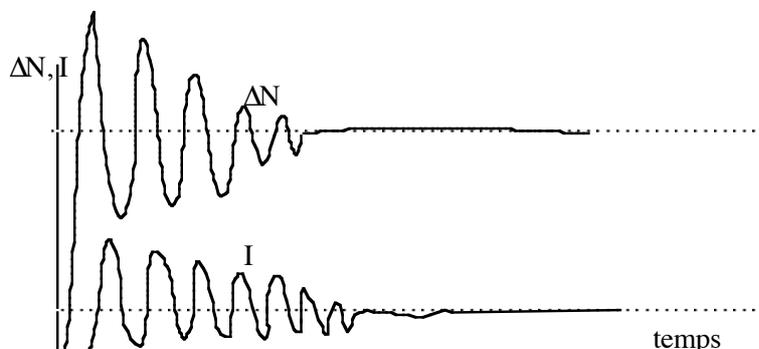
Fig. 3.1-45 : Excitation d'un milieu à 3 niveaux

La même démarche que précédemment nous permet d'établir les équations suivantes pour décrire la dynamique des populations des niveaux :

$$(3.1-69) \quad a) \quad \frac{dN_2}{dt} = R_2 u(t) - \frac{N_2}{\tau_2} - \Delta N \frac{\sigma I}{h\nu},$$

$$b) \quad \frac{dN_1}{dt} = - \frac{N_1}{\tau_1} + \Delta N \frac{\sigma I}{h\nu}.$$

Une résolution numérique des équations ci-dessus mène à une solution pour $\Delta N(t)$ et $I(t)$ dont l'allure est indiquée sur la figure ci-après.



3.1-46 : Oscillations de relaxation

Des oscillations de relaxation apparaissent au début de l'excitation dans un système à trois niveaux. La période des oscillations de l'ordre de la microseconde.

Les oscillations de relaxation sont d'autant plus importantes que le gain du milieu est important. Des oscillations de relaxation sont observées dans les lasers suivants : laser à rubis, laser CO₂-N₂ du type TEA, laser à semi-conducteur.

Il est possible de mettre à profit les oscillations de relaxation pour produire des impulsions de grande énergie (gain switching). Pour cela l'excitation doit avoir une durée voisine du temps d'établissement de l'oscillation dans la cavité; ce mode de fonctionnement est mis en œuvre dans les lasers CO₂-N₂ du type TEA.

3.1.6.5.4 Fonctionnement impulsionnel obtenu par pompage impulsionnel

Lorsque le pompage est impulsionnel, les impulsions émises par le laser durent à peu près autant que les impulsions de pompage. L'enveloppe de l'impulsion du laser dépend du gain offert par le matériau actif. Dans le cas des matériaux offrant un grand gain (rubis par exemple), l'enveloppe des impulsions est plutôt tourmentée formée de sous-impulsions brèves et intenses.

Le régime des impulsions libres est souvent utilisé pour les lasers à isolants solides dopés (Nd:YAG, rubis). La durée des impulsions varie entre 0,1 et 10 ms.

3.1.6.5.5 Impulsions déclenchées par un obturateur rapide (Q-switch)

Un obturateur rapide (ou Q-switch) est introduit dans la cavité. Son rôle est de modifier la transmission de la cavité (caractérisé par un coefficient de qualité Q) et d'empêcher l'oscillation jusqu'au moment où le matériau est à son excitation maximale. Toute l'énergie accumulée sort alors de la cavité sous la forme d'une impulsion brève et très intense. La durée d'une impulsion déclenchée entre une dizaine et quelques dizaines de nanosecondes. Les lasers à rubis permettent d'obtenir dans ce régime des impulsions ayant une énergie voisine du Joule qui durent environ 30 nanosecondes, ce qui correspond à une puissance crête voisine de 10⁸ Watts. Le dispositif de déclenchement peut être électro-optique ou acousto-optique.

Déclenchement électrooptique

Les Q-switch électro-optiques sont utilisés dans les lasers solides de grande puissance. Le fonctionnement de ces dispositifs est basé sur les propriétés de polarisation du rayonnement.

La figure 47 indique les éléments utilisés pour le déclenchement électro-optique d'un laser solide. Un polariseur de Glan sépare les composantes horizontale et verticale du rayonnement émis par le matériau actif. Le Q-switch est constitué d'un cristal électro-optique: une biréfringence apparaît sous l'action d'un champ électrique. Au début du pompage la haute tension est appliquée au cristal qui est alors vu par le rayonnement comme une lame quart-d'onde. Le rayonnement en sortie du prisme de Glan est polarisé linéairement; la polarisation devient circulaire après passage à travers le Q-switch. Après le deuxième passage à travers le cristal biréfringent la direction polarisation a tourné de 90°. Le retour dans le matériau actif n'est en conséquence pas possible lorsque le cristal se comporte en lame quart d'onde: le prisme de Glan réfléchit vers l'extérieur de la cavité le rayonnement polarisé horizontalement. L'énergie d'excitation peut alors s'accumuler jusqu'à saturation. Lorsque le matériau actif est au maximum d'excitation, la tension appliquée au Q-switch est supprimée. Le cristal ne modifie plus la polarisation du faisceau et l'oscillation commence. Au bout de 20 à 50 ns après l'ouverture de la cavité, une impulsion laser de grande puissance crête est émise.

Les matériaux électro-optiques couramment utilisés dans la fabrication de Q-switch sont le KDP pour les longueurs d'onde situées entre 0,35 et 1,3 μm, le niobate de lithium entre 0,75 et 3 μm, le tellure de cadmium entre 2,7 et 11 μm.

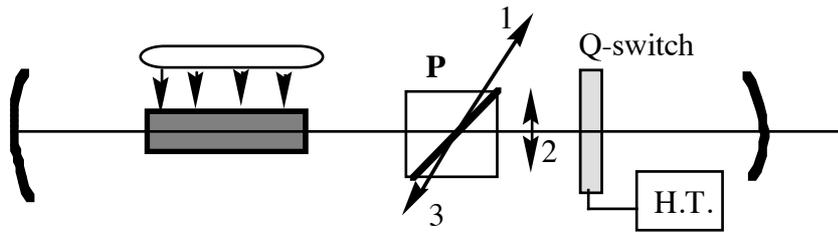


Fig. 3.1-47 : Q-switch électro-optique dans une cavité laser.

Le prisme P sert à séparer les deux composantes de polarisation du rayonnement émis par le matériau actif (faisceau 1 et 2). La double flèche notée (2) symbolise la polarisation linéaire du faisceau transmis. En présence d'une tension électrique appliquée au cristal placé entre le polariseur et le miroir de cavité, le faisceau qui revient du miroir présente une polarisation tournée de 90° et subit alors une réflexion vers l'extérieur de la cavité (faisceau 3). En l'absence de tension, la polarisation ne change pas et l'oscillation peut avoir lieu. Il est ainsi possible de fermer la cavité pendant une partie du pompage afin d'accumuler l'énergie dans le matériau actif, augmenter le coefficient d'amplification du matériau actif, et favoriser l'émission sous la forme d'impulsions de grande puissance crête.

Déclenchement acousto-optique

Une onde acoustique produit dans un matériau une modulation de densité, qui se manifeste du point de vue optique par une modulation de l'indice de réfraction. En produisant une modulation périodique à travers un matériau transparent (du quartz par exemple) placé à l'intérieur d'une cavité laser, il est possible de dévier le rayonnement émis afin d'empêcher l'oscillation. Si le signal de modulation arrive sous la forme d'impulsions, il est possible d'ouvrir et de fermer la cavité au rythme des impulsions. L'oscillation laser suit alors la même cadence. Pour ce mode de déclenchement, l'énergie de pompage peut arriver de façon continue ou impulsionnelle. Le déclenchement acousto-optique est utilisé dans les lasers solides de faible puissance en pompage continu pour une application comme le marquage des composants industriels. Le schéma d'un laser à déclenchement acousto-optique est présenté ci-après. Le cristal acousto-optique est généralement fabriqué en quartz fondu.

On utilise également dans le cas des lasers à Nd:YAG le mode de fonctionnement quasi-continu. Dans ce cas le pompage est continu; un modulateur acousto-optique fonctionnant à la fréquence d'une vingtaine de MHz est introduit dans la cavité. Un train d'impulsions d'une cadence de quelques kHz est obtenu par modulation à cette fréquence du signal envoyé sur le modulateur. Des lasers fonctionnant dans ce régime sont utilisés pour le marquage des matériaux.

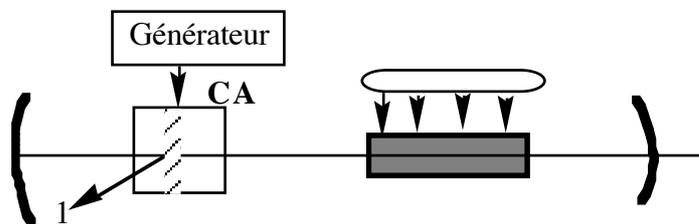


Fig. 3.1-48 : Déclenchement acousto-optique de l'oscillation laser.

Un signal périodique est introduit dans un cristal acousto-optique (CA) par l'intermédiaire d'un excitateur piézoélectrique. Il se crée ainsi dans le cristal une modulation de l'indice de réfraction qui diffracte le faisceau vers l'extérieur de la cavité, empêchant l'oscillation laser.

3.1.6.5.6 Synchronisation (ou verrouillage) des modes axiaux.

Principe du verrouillage de modes

Les lasers peuvent également fonctionner en verrouillage de modes (ou mode-locking). Il s'agit d'un régime de fonctionnement où tous les modes longitudinaux de la cavité sont synchronisés en phase. Le faisceau de sortie a alors la forme d'un train d'impulsions séparées par un intervalle de temps égal au temps d'aller-retour d'une impulsion dans la cavité. La durée moyenne d'une impulsion est de l'ordre de l'inverse de la largeur du spectre émis. Le fonctionnement en verrouillage de modes est utilisé pour générer des impulsions ultracourtes (picoseconde, soit 10^{-12} s ou moins) pour des applications de métrologie et de recherche scientifique. On utilise pour ce mode de fonctionnement des matériaux actifs présentant un spectre d'émission étendu ; les colorants organiques, utilisés au début ont été remplacés par des isolants dopés beaucoup plus stables et faciles de mise en œuvre.

La durée minimale d'impulsion τ dépend de l'étendue Δf du spectre disponible suivant la relation

$$(3.1-70) \quad \tau \cdot \Delta f \approx 1.$$

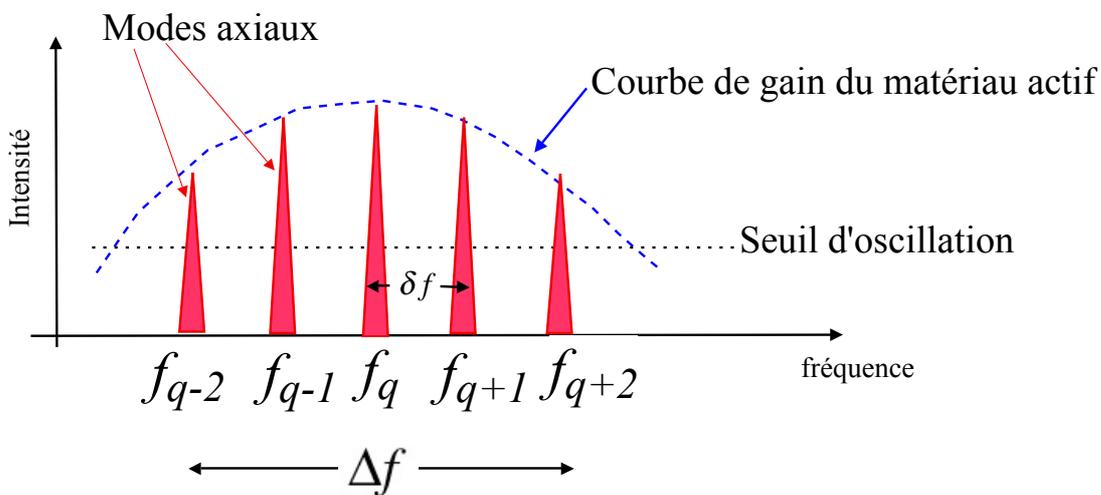


Fig. 3.1-49 : Spectre d'un rayonnement laser dans le cas où le gain est suffisant pour 5 modes axiaux.

En pratique les raies d'émission des lasers à gaz ont des largeurs de l'ordre de 10 GHz; on peut donc espérer obtenir des impulsions de durée minimales de 100 ps. Les colorants organiques présentent des spectres beaucoup plus étendus; des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes (10^{-15} s) ont été obtenues.

Les signaux laser les plus courts sont obtenus en utilisant la technique de la synchronisation en phase des modes longitudinaux en oscillation dans la cavité du laser ou synchronisation de modes.

Onde résultant de l'oscillation en phase des modes longitudinaux de la cavité d'un laser : Dans un laser dont le matériau actif émet un rayonnement de spectre large, un grand nombre de modes axiaux oscillent simultanément. Chaque mode peut être décrit en première approximation par l'expression suivante :

$$(3.1-71) \quad e_n(t) = E_n \cdot \exp \left\{ j 2\pi \left[(f_0 + n \delta f) t + \varphi_n \right] \right\}$$

ω_0 est la fréquence radiale au centre du spectre; $\delta f = \frac{c}{2L}$, (L, longueur de la cavité) est l'intervalle de fréquence libre; n est le numéro du mode compté à partir du mode central pour lequel n = 0.

Le champ à l'intérieur de la cavité est la somme des champs correspondant aux N différents modes en oscillation, soit :

$$(3.1-72) \quad e_T(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N+1)/2} E_n \exp \left\{ j \left[(\omega_0 + n \delta\omega) t + \varphi_n \right] \right\} .$$

Dans le cas général, les différents modes axiaux oscillent de façon indépendante; les amplitudes E_n et les phases φ_n fluctuent de façon aléatoire. Le champ $e_T(t)$ résultant présente alors une amplitude moyenne qui fluctue de façon aléatoire.

Une situation intéressante apparaît lorsque tous les modes sont en phase. En prenant pour simplifier toutes les amplitudes égales à E_0 et tous les φ_n égaux à 0 ($E_n = E_0$; $\varphi_n = 0$), on obtient un champ total qui s'écrit :

$$(3.1-73) \quad e_T(t) = E_0 \exp(j\omega_0 t) \frac{\sin\left(\frac{N\delta f}{2} t\right)}{\sin\left(\frac{\delta f}{2} t\right)} .$$

L'intensité dans le faisceau obtenu varie donc suivant la relation :

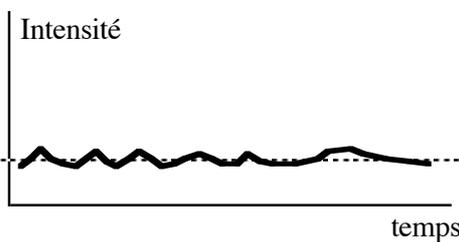
$$(3.1-74) \quad I(t) = \frac{E_0^2}{2\eta_0} \left[\frac{\sin\left(\frac{N\delta f}{2} t\right)}{\sin\left(\frac{\delta f}{2} t\right)} \right]^2 .$$

Le champ correspondant aux deux situations indiquées est représenté sur la figure ci-après. La puissance crête dans les impulsions obtenues en synchronisation de modes est d'autant plus importante que le nombre de modes synchronisés est grand. En première approximation, on peut écrire : $\frac{2L}{c}$

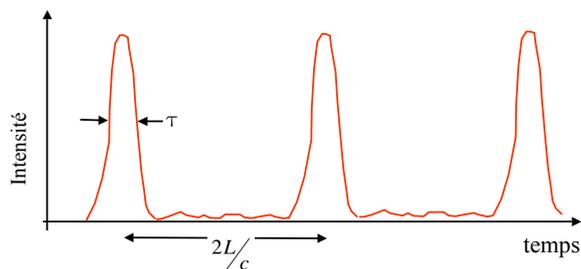
$$(3.1-75) \quad P_c \approx N \times P_{\text{moyen}} .$$

La largeur à mi-hauteur est telle que :

$$(3.1-76) \quad \tau \approx \frac{1}{N \delta f} = \frac{1}{\Delta f} .$$



a) Intensité dans un faisceau de laser multi mode lorsque les modes oscillent de façon aléatoire et indépendante



b) Intensité dans un faisceau de laser multi mode lorsque les modes oscillent en phase. Le signal émis se présente sous la forme d'un train d'impulsions

Fig. 3.1-50 : Intensité résultant de la superposition des modes axiaux.

Remarquons que τ peut être très petit. Nous avons mentionné ci-dessus une durée possible de quelques dizaines de femtosecondes pour des impulsions générées par des lasers à colorant. Une impulsion de 100 fs a une longueur d'environ 30 μm . Un tel signal offre en principe des possibilités

remarquables de mesures temporelles et spatiales. Cependant l'instrumentation à mettre en œuvre n'est pas simple.

Rappelons seulement que les systèmes électroniques les plus rapides sont limités à des signaux de durée supérieure à la picoseconde. La caractérisation des impulsions ultracourtes obtenues par synchronisation de modes est donc faite, non par détection directe de l'enveloppe temporelle mais par des techniques de corrélation. La durée des impulsions est estimée à partir d'hypothèses faites sur la forme des impulsions.

Synchronisation active des modes axiaux.

Les modes sont mis en phase par création dans la cavité d'une modulation périodique de période égale à la période trouvée ci-dessus, soit

$$(3.1-77) \quad T = \frac{2L}{c}.$$

Cette période correspond également au temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans la cavité. Dans un laser à pompage continu, contenant un modulateur à la fréquence $\Omega = 1/T$, le gain, sensiblement constant est donné par :

$$(3.1-78) \quad G = \frac{G_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}.$$

Les pertes sont décrites par l'expression suivante :

$$(3.1-79) \quad \alpha = \alpha_0 + \delta\alpha [1 - \cos (\Omega t)].$$

Il est possible d'ajuster gain et pertes de telle façon que le "verrouilleur de modes" ne soit transparent que pendant un bref instant au cours d'une période de modulation comme indiqué sur le dessin ci-après. Le rayonnement laser émis se présente alors comme un train d'impulsions à la fréquence de modulation. Pour un bon fonctionnement il est nécessaire que la fréquence de modulation soit ajustée de façon très précise à $\Omega = c/2L$.

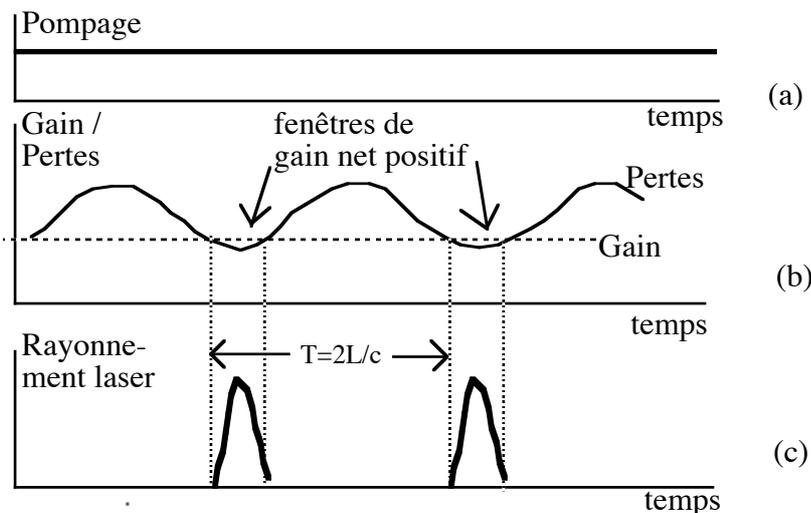


Fig. 3.1-51 : Synchronisation active de modes.

(a) Le pompage est continu

(b) Le gain est constant; les pertes sont modulées

(c) Le rayonnement laser émis est un train d'impulsions de période $T=2L/c$.

Afin d'expliquer le mécanisme mis en œuvre dans la synchronisation active de modes d'une cavité laser, considérons le passage d'une onde ém $e(t)$ à travers un composant dont le coefficient de transmission est modulée par une fonction sinusoïdale.

A l'entrée du composant modulé, l'onde est décrite par l'expression

$$(3.1-80) \quad e(t) = \frac{1}{2} A_0 [\exp (-j\omega_0 t) + \exp (j \omega_0 t)] .$$

Ecrivons le coefficient de transmission sous la forme :

$$(3.1-81) \quad T(t) = 1 - \delta T [1 - \cos \Omega t + \varphi] .$$

En sortie du modulateur, l'amplitude de l'onde est donnée par :

$$(3.1-82) \quad e_s(t) = T \cdot e(t) = \frac{1}{2} A_0 \left[(1 - \delta T) e^{-j\omega_0 t} \right. \\ \left. + \frac{\delta T}{2} \exp \{ -j [(\omega_0 - \Omega) t - \varphi] \} \right. \\ \left. + \frac{\delta T}{2} \exp \{ -j [(\omega_0 + \Omega) t + \varphi] \} \right] + C. C.] .$$

L'expression ci-dessus montre que la modulation fait apparaître deux nouvelles composantes spectrales en phase avec le signal de modulation.

Considérons maintenant une série de modulateurs identiques séparés par une distance $\Delta z = \frac{2\pi}{\Omega} c$

. Chaque modulateur génère une paire de composantes spectrales supplémentaires $\omega_0 \pm n\Omega$. Après $N+1$ modulateurs, l'amplitude du champ ém est décrite par l'expression :

$$(3.1-83) \quad e_s(t) = \sum_{-N/2}^{N/2} e_n \exp \{ -j [(\omega_0 + n\Omega) t + n\varphi] \} + C.C. .$$

Nous retrouvons l'expression du champ correspondant à la superposition de $2N+1$ composantes spectrales oscillant en phase : le signal est modulé et se présente sous la forme d'un train d'impulsions séparées des intervalles $T = \frac{2\pi}{\Omega}$. C'est donc l'expression du champ qui apparaîtra dans une cavité laser de longueur L dans laquelle on a introduit un modulateur de fréquence de modulation Ω telle que :

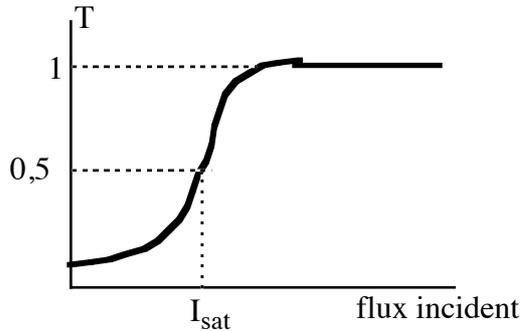
$$(3.1-84) \quad \frac{2\pi}{\Omega} = \frac{c}{2L} = \delta v .$$

En pratique les systèmes laser suivants sont utilisés :

- + Système 1 : Pompage continu + Modulateur à $1/T$ dans la cavité.
- + Système 2 : Pompage quasi continu par un faisceau issu d'un autre laser, lui-même fonctionnant en synchronisation active de modes (c'est-à-dire système 1)
- + Système 3 : Pompage impulsionnel par des lampes + Q-switch + Modulateur.

Synchronisation passive de modes.

La synchronisation des modes d'une cavité laser est également possible en introduisant dans la cavité un élément à absorption saturable, en général un colorant organique. Le coefficient de transmission d'un absorbant saturable est montré sur le dessin ci-après.



ig. 3.1-52 : Facteur de transmission d'un absorbant saturable

Un absorbant saturable présente est peu transparent aux faibles densité de flux du rayonnement incident. Lorsque l'intensité s'approche de l'intensité de saturation, soit environ 10^7 W/cm^2 pour un colorant organique, le milieu devient transparent. Un absorbant saturable placé dans une cavité laser permettra de sélectionner une impulsion plus intense qui ira rapidement en s'amplifiant. Si le pompage n'est pas trop intense (ce qui aurait pour effet de favoriser une oscillation en continu), une seule impulsion est présente dans la cavité, ce qui est équivalent à une synchronisation des modes axiaux de la cavité.

3.1.6.6 La polarisation

3.1.6.6.1 De l'utilité de la polarisation

L'onde électromagnétique est de nature transverse : les grandeurs oscillatoires (le champ électrique et le champ magnétique associé) sont orientées suivant des directions du plan perpendiculaire à la direction de propagation.

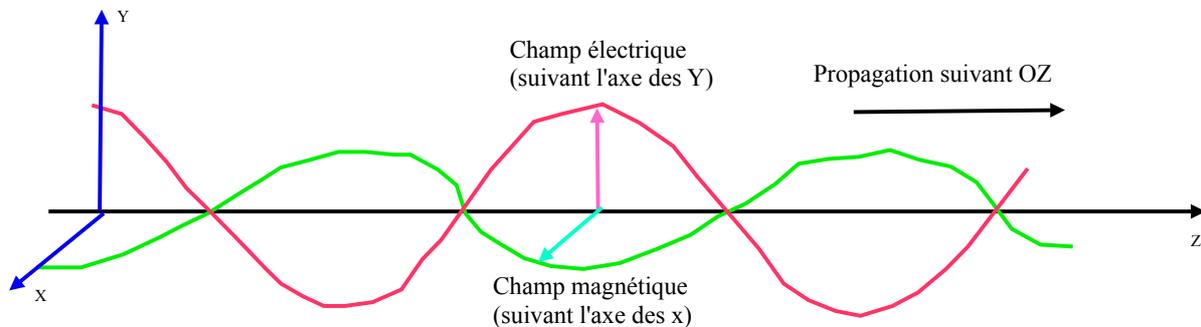


Fig. 3.1-53 : Représentation d'une onde ém plane polarisée. L'onde et l'énergie qu'elle transporte se déplace suivant l'axe OZ. Le champ électrique est orienté suivant OX. Le champ magnétique lui est orthogonal, et donc orienté suivant OY.

Il faut se préoccuper de la polarisation du faisceau car :

- les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces en dépendent,
- dans certains matériaux, la célérité de l'onde dépend de la direction du champ électrique,
- il existe des matériaux pour lesquels l'absorption et donc l'atténuation de l'onde, dépend de la direction de polarisation.

En conséquence il existe des applications du faisceau laser basées sur les changements de la polarisation observés en cours de propagation.

3.1.6.6.2 Etats de polarisation

Quand on évoque la polarisation d'un faisceau laser, on rencontre le plus fréquemment les cas suivant :

- le faisceau n'est pas polarisé (on dit aussi « polarisation aléatoire ». Cela signifie qu'il n'y a pas une direction privilégiée et stable dans le plan transverse pour le champ électrique. Cette orientation change en permanence de façon aléatoire, à une vitesse extrêmement grande, pas perceptible directement. Toutes les directions sont équivalentes.

- le faisceau est polarisé. Cela signifie en général que la polarisation est rectiligne (ou linéaire). L'orientation du champ électrique (et donc du champ magnétique) reste fixe en cours de propagation. Cette situation est intéressante dans beaucoup de cas et permet une bonne maîtrise du faisceau.

- la polarisation est circulaire. On dit « circulaire » car dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, le champ électrique résultant effectue une rotation. En fait cette situation correspond à la superposition de 2 faisceaux colinéaires, de même fréquence, de polarisation rectiligne mais déphasés l'un par rapport à l'autre d'un quart de longueur d'onde. Il est donc relativement facile de transformer un faisceau à polarisation rectiligne à un faisceau de polarisation circulaire. Il suffit pour cela de faire passer le faisceau à travers une lame optique à retard de phase (lame quart d'onde).

La polarisation circulaire peut être un avantage dans certaines situations, quand on ne veut pas privilégier une direction transverse particulière, comme dans le cas de la réflexion à une incidence quelconque, sensible à la polarisation.

- la polarisation elliptique. Ce cas est analogue à la polarisation circulaire, mais les deux composantes de l'onde n'ont pas la même amplitude. Le champ électrique dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, décrit une ellipse. Ce n'est pas en général une situation recherchée.

- la polarisations cylindrique. Les constructeurs de laser de puissance ont cherché à produire des faisceaux laser avec un état de polarisation qui rend le coefficient d'absorption d'une cible peu dépendante de l'angle d'incidence. Il a été ainsi possible d'obtenir une polarisation dite cylindrique pour les faisceaux de laser à gaz comme le laser à CO₂.

La polarisation est dite cylindrique lorsque le champ électrique est distribué radialement ou en azimuth par rapport au centre du faisceau (figure). L'utilisation d'un miroir à réseau résonnant (superposition d'un réseau diffractif circulaire et d'un miroir diélectrique multicouche), ce type de polarisation est proposé sur un laser de 3 kW par le constructeur **Trumpf**.

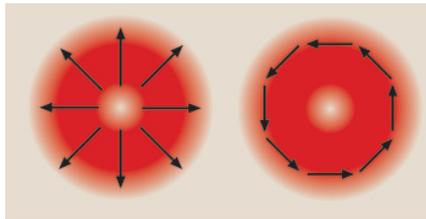


Fig. 3.1-54 : Le champ électrique en polarisation cylindrique, radial et azimuthal [5]

3.1.6.6.3 Degré de polarisation

En pratique, un faisceau laser est rarement parfaitement polarisé ou complètement dépolarisé. Il présente toujours une polarisation partielle et peut être considéré comme la superposition de deux ondes, l'une polarisée et l'autre non polarisée. Le **degré de polarisation** linéaire η_{pol} peut être exprimé à partir des puissances du faisceau suivant deux directions orthogonales de polarisation. Les deux directions sont déterminées à l'aide d'un polariseur et correspondent au minimum et au maximum de transmission du polariseur.

$$(3.1-85) \quad \eta_{pol} = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}$$

Le faisceau peut être considéré comme polarisé linéairement lorsque son degré de polarisation est au moins égal à 0,9 et que la direction de polarisation reste bien stable dans le temps.

Dans les notices fournies par les fabricants, le degré de polarisation apparaît parfois sous la forme du rapport entre la puissance maximale et la puissance minimale transmise par un polariseur suivant les deux directions principales :

$$(3.1-86) \quad \eta_{pol} = \frac{P_{min}}{P_{max}}$$

Une polarisation linéaire à 99% signifie que la composante de l'onde ayant son champ électrique orthogonal à la direction de polarisation indiquée, ne porte pas plus de 1% de l'énergie du faisceau.

⁵ [" Radially polarized 3 kW beam from a CO2 laser with an intracavity resonant grating mirror " Marwan A., J. Schulz, A. Voss, O. Parriaux, J-C Pommier, and Thomas Graf , Optics Letters, July 1, 2007, pp. 1824-1826.]

3.1.6.7 Les propriétés énergétiques

Dans la définition des caractéristiques énergétiques d'un laser, il faut prendre en considération le mode de fonctionnement: continu ou impulsionnel. Pour les lasers continus, il suffit de donner le **flux énergétique** ou puissance maximale émise (W), ainsi que la plage de variation de cette puissance.

Pour un laser à impulsions, la puissance émise n'est pas une information suffisante. Il faut également préciser :

- l'énergie par impulsion (J) et la plage de variation,
- la puissance crête (W), obtenue comme le rapport entre l'énergie d'impulsion et la durée à mi-hauteur de l'impulsion,
- la puissance moyenne émise (W), obtenue en faisant le produit de l'énergie d'une impulsion par le nombre d'impulsions par seconde.

Afin de caractériser plus complètement une source de rayonnement on doit tenir compte de la distribution spatiale de l'énergie. Dans le cas d'un laser, la divergence du faisceau laser ainsi que son diamètre à la sortie sont très petits, comparés aux mêmes paramètres des autres sources de rayonnement. Si on prend en considération la puissance P émise, l'angle solide d'émission et la section du faisceau laser dans sa section minimale, on obtient la **luminance** [$W.cm^{-2}.sr^{-1}$], définie comme la puissance émise par unité de surface de la source dans un cône d'angle unité. La luminance d'un faisceau laser de puissance P , de diamètre minimum D_0 et de divergence θ (en radian), peut être obtenue par la relation suivante :

$$(3.1-87) \quad L = \frac{16}{\pi^2} \frac{P}{(D_0 \cdot \theta)^2}.$$

En tenant compte du paramètre M^2 défini précédemment, la relation suivante est obtenue pour la luminance :

$$(3.1-88) \quad L = \frac{P}{(\lambda M^2)^2}.$$

A puissance égale le faisceau gaussien a la plus grande luminance. Un laser à hélium-néon de 1 mW a une luminance de $10^5 W.cm^{-2}.sr^{-1}$ alors que la luminance d'une lampe à vapeur de mercure à haute pression est de $20 W.cm^{-2}.sr^{-1}$ et celle du soleil au zénith est de $130 W.cm^{-2}.sr^{-1}$.

La taille du faisceau étant de faible dimension, on peut en pratique considérer la source laser, comme un point émettant dans un angle solide de petite dimension. La grandeur énergétique qui caractérise alors le faisceau est l'**intensité énergétique** [$W.sr^{-1}$] définie comme le rapport

$$(3.1-89) \quad I_e = \frac{P}{\Omega}, \quad \Omega \text{ étant l'angle solide contenant le faisceau.}$$

Pour décrire la répartition du flux dans une section transverse du faisceau, il est possible de donner la valeur moyenne de la densité de flux, ou **irradiance** [$W.cm^{-2}$] ; le terme intensité est aussi utilisé en pratique pour désigner cette grandeur. Une description plus complète de la répartition du flux consiste à donner la distribution d'irradiance à travers la section. On obtient alors le profil spatial du faisceau déjà décrit précédemment. Lorsqu'il s'agit de la puissance reçue par la surface d'une cible, le terme d'**éclairement énergétique** peut être utilisé.

En présence d'un faisceau impulsionnel, il peut être plus intéressant de donner la quantité d'énergie dE reçue par une unité de surface de la cible. La grandeur à utiliser alors est l'**exposition énergétique** [$J.cm^{-2}$] (ou aussi en pratique, la '**fluence**', terme repris des publications en anglais).

3.1.6.8 La cohérence

Il est fréquent de résumer les propriétés remarquables du faisceau laser en disant que c'est une lumière cohérente. La cohérence traduit une très bonne (voire parfaitement définie) distribution spatiale de l'intensité, ainsi qu'une très bonne stabilité dans le temps qui résulte d'un spectre particulièrement étroit. Deux aspects de la cohérence peuvent être distingués : la cohérence temporelle liée à la faible étendue spectrale et la cohérence spatiale liée à un profil simple comme le profil gaussien.

3.1.6.8.1 La cohérence temporelle

La notion de cohérence n'est pas liée uniquement au rayonnement laser. Toute onde électromagnétique peut être caractérisée par son degré de cohérence. On distingue deux aspects de la cohérence: la cohérence spatiale et la cohérence temporelle. La cohérence spatiale est liée à l'homogénéité transverse de la phase de l'onde et de la répartition d'intensité. La cohérence temporelle est une mesure de la pureté spectrale et de la stabilité de la phase ; elle peut être observée à l'aide d'un interféromètre de Michelson (Fig. 55).

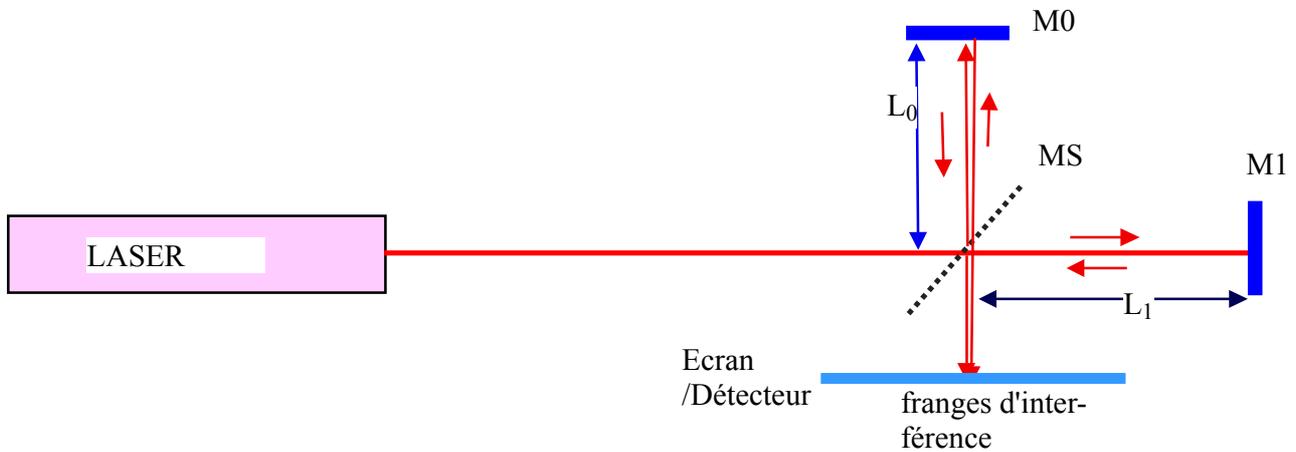


Fig. 3.1-55 : Mesure de la longueur de cohérence d'un rayonnement.

M₀: miroir fixe; M₁ : Miroir mobile; MS: miroir semi-transparent;

La longueur de cohérence L_C d'un rayonnement est mesurée à l'aide d'un interféromètre de Michelson. L_C est égal à 2 fois la différence de chemin optique ΔL= L₁-L₀ pour laquelle la visibilité des franges d'interférence est supérieure ou égale à 0,5.

Dans un interféromètre de Michelson, le faisceau lumineux est divisé par un miroir semi-transparent. Les deux ondes résultantes, après avoir parcouru respectivement les distances L₀ et L₁, sont réfléchies par des miroirs. On observe des franges d'interférence sur l'écran si la différence des chemins optiques 2 ΔL = 2 (L₁ - L₀) n'excède pas une valeur critique L_C appelée longueur de cohérence.

Les franges sont caractérisées par leur visibilité V définie par :

$$(3.1-90) \quad V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

où I_{max} est l'irradiance au milieu d'une frange claire et I_{min} l'irradiance au milieu d'une frange sombre. Le paramètre V permet de caractériser le degré de cohérence de la source lumineuse. Les différents cas suivants peuvent se présenter:

- V = 0 : il n'y a aucune cohérence entre les deux ondes;

- $0 < V < 1$: la cohérence est partielle;
- $V = 1$: la cohérence est parfaite.

Les sources ordinaires, comme les lampes à vapeur métallique, ont une longueur de cohérence de l'ordre du millimètre. Les lasers ont également une cohérence temporelle limitée, mais leurs longueurs de cohérence varie entre quelques dizaines de centimètres pour les petits lasers à hélium-néon et quelques mètres pour les lasers à argon. La longueur de cohérence est liée à la largeur $\Delta\nu$ du spectre du rayonnement émis par la relation:

$$(3.1-91) \quad L_c \approx c / \Delta\nu.$$

La valeur de $\Delta\nu$ dépend du matériau actif utilisé. Pour les gaz sous faible pression, $\Delta\nu$ est de l'ordre du gigahertz. Mais la largeur du spectre du rayonnement laser n'est pas limitée par le spectre de fluorescence du matériau actif. Il est possible de forcer le laser à fonctionner sur un seul mode longitudinal et de réduire ainsi la largeur spectre à quelques mégahertz. La longueur de cohérence est augmentée dans le même rapport et peut donc dépasser le kilomètre. La cohérence temporelle peut encore être améliorée par une stabilisation de la fréquence du mode sélectionné.

3.1.6.2 La cohérence spatiale

Le deuxième aspect de la cohérence, appelé cohérence spatiale, tient compte de la distribution de phase sur un front d'onde. On étudie la cohérence spatiale en superposant, sans différence de chemins optiques, deux parties d'une même surface d'onde. Le degré de cohérence spatiale est donné par la visibilité des franges d'interférence ainsi obtenues. Le coefficient de qualité M^2 est une mesure de la cohérence spatiale du faisceau.

3.1.6.9 Propriétés du faisceau par classe d'applications

Les propriétés des faisceaux lasers sont optimisées en fonction de l'application pour laquelle il est destiné.

Le tableau ci-après résume les grandes tendances.

| Utilisation | Propriétés du faisceau | | | | | | Types de laser |
|-------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|------------------|--------------|-------------------------|------------------------------------|---|
| | Qualité (D,θ, M) (cohérence spatiale) | Cohérence temporelle (spectre étroit) | Puissance élevée | Polarisation | Brièveté des impulsions | Encombrement, prix, fiabilité, ... | |
| Alignement | 1 | | | | | 1 | diode, He-Ne |
| Mesures, contrôles, instrumentation | 1 | 2 | | 3 | | 1 | Laser à gaz visible |
| Interférométrie, holographie | 1 | 2 | | 1 | | 1 | Laser à gaz visible |
| Lidar | 1 | | | | 2 | 1 | Laser solide impulsif |
| Communication | 1 | | | | 2 | 1 | Diodes laser |
| Traitement de matériaux | 1 | | 2 | 3 | 4 | 1 | Lasers solide (fibre disque), CO ₂ , Excimères |
| Applications médicales | 1 | | 2 | | 3 | 0 | Lasers solides, excimères |

Quelques applications des lasers et les propriétés du faisceau laser à privilégier (par ordre de priorité).

3.1.7 Quelques références bibliographiques pour approfondir le sujet.

3.1.7.1 Pour commencer :

Une introduction illustrée éditée à l'occasion du 50ème anniversaire de l'invention du laser :

- « Le laser : 50 ans de découvertes » - Fabien Bretenaker- EDP SCIENCES, ISBN : 978-2-7598-0517-4, Avril 2010.
- « [Le laser : 50 ans de découvertes](#) » - Les reflets de la physique, Revue de la Société Française de Physique, n°21, octobre 2010

Un petit guide pratique sur les lasers :

- « [Field guide to Lasers](#) », R. Paschotta, SPIE Press, Vol FG12, ISBN 978-0-8194-6961-8, 2007.

Et une multitudes d'articles, par exemple :

- "La révolution LASER", Le Journal du CNRS, n° 243, p 18-27, avril 2010.

3.1.7.2 Ouvrages contenant une présentation détaillée de la Physique des lasers (Niveau Master)

Au niveau Master et option spécialisée d'écoles d'ingénieurs :

- « Lasers et optique non linéaire » ; Christian Delsart, Physique -LMD, Universités, Ecoles d'ingénieurs, Ellipses, Bibl. Insa D8e, Auteur : DEL, 2008.
- « Les lasers. Cours et exercices corrigés » D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehné-Dhaoui, Dunod, 1998, 2^{ème} éd. Dunod, 2004.
- « Physique du laser » - R. Farcy, Dunod Université, Paris, 1989

3.1.7.3 Les classiques de la littérature anglo-saxone

- "Introduction to laser electronics"; A. YARIV, Ed. Holt, Rinehart, Winston, 2nd ed. , 1976.
- "Laser electronics"; J. T. VERDEYEN, Prentice Hall, Inc, N. J., USA (1981); 2nd ed. , 1989.
- "Principles of lasers"; O. Svelto, Plenum Press, 2nd ed., 1989.
- « Introduction to Laser Physics », K. SHIMODA, Springer Series in Optical Sciences, Vo. 44, 2nd ed., 1986.
- "Lasers"; A. SIEGMAN, University Science Books, Mill Valley, California, 1986.

3.1.7.4 Ouvrages utiles pour un approfondissement

- "Interaction Laser Molécule - Physique du laser et optique non linéaire moléculaire" ; J.R. Lalanne, A. Ducasse, S. Kielich, PolyTechnica, (1994)
- "Quantum electronics"; A. YARIV, J. Wiley, sons, Inc., (1975).
- "Laser Physics"; M. Sargent, M. O Scully, W. E. Lamb, Addison-Wesley Publ. comp., (1974)

3.1.7.1 Webographie

- un [cours en ligne sur les lasers](#) (SCIRN – PRN de l'Université du Maine) :

http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C01/co/Grain_OPI_fr_M01_C01.html•

et bien d'autres