

LP37 – ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

10 juin 2021

Deleuze Julie & Jocteur Tristan

Niveau : jsp

Bibliographie

- ♣ *Physique tout-en-un PC*, **Sanz**
- ♣ *Lasers*, **Dangoisse**
- ♣ *Optique Quantique*, **Fox**
- ♣ *Physique statistique*, **Diu**
- ♣ *Optique*, **Houard**

Table des matières

1	Interaction lumière-matière	2
1.1	Processus d'interaction	2
1.1.1	Absorption	3
1.1.2	Émission spontanée	3
1.1.3	Émission induite	4
1.2	Lien entre les coefficients d'Einstein	4
1.3	Profil de raie	5
1.3.1	Élargissement naturel	5
1.3.2	Élargissement par chocs	5
1.3.3	Élargissement par Effet Doppler	5
2	Le LASER	5
2.1	Principe	5
2.2	Amplification	6
2.3	Le laser à 3 niveaux	6
2.4	Rôle de la cavité	8

Remarques sur les leçons précédentes

- **2017** : Cette leçon ne peut se résumer à une présentation des relations d'Einstein.
- **2015** : Cette leçon peut être traitée de façons très variées, mais il est bon que les candidats aient réfléchi aux propriétés des diverses formes de rayonnements émis, aux dispositifs exploitant ces propriétés et au cadre théorique permettant de les comprendre.
- **2011, 2012, 2013, 2014** : Trop souvent, il y a confusion entre les processus élémentaires pour un atome et un ensemble d'atomes. De même le candidat doit préciser au cours de sa leçon le caractère monochromatique ou non du champ de rayonnement qu'il considère et plus généralement les caractéristiques du rayonnement stimulé

Bah ce qui est pratique c'est que c'est tout le temps le même plan : interaction lumière-matière puis application au laser et éventuellement la photoluminescence mais j'ai pas l'impression qu'on ait non plus mille trucs à dire dessus, la partie sera très déséquilibrée par rapport au laser et surtout j'ai pas du tout mais alors pas du tout envie de parler de microscopie PALM et de manière générale aucune idée les applications de ce bail sont très floues pour moi. Du coup je propose de se cantonner à l'exemple déjà très riche du laser, qui permet déjà plein d'expériences plaisir.

Introduction

En TP on utilise deux types de sources :

- les sources à incandescence(ex : QI) qui ont un spectre continu type corps noir,
- les sources à luminescence (lampes spectrales et lasers) dont le spectre correspond au spectre d'émission des atomes qui les composent et est discret



Spectre de raies



la classique spectre de raies d'une lampe au Cd par exemple : lampe, PVD, miroir, dépoli

Objectif : comprendre ce spectre discret et le mettre à profit avec l'exemple du laser.

1 Interaction lumière-matière

1.1 Processus d'interaction

➤ Sanz p1064, p 1099 et Dangoisse p4

Pour étudier l'interaction lumière-matière nous allons poser un cadre basé sur deux hypothèses principales :

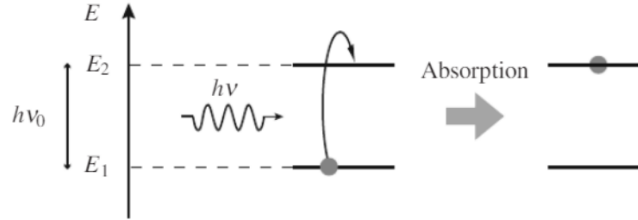
- On considère des atomes possédant deux niveaux d'énergie accessibles non dégénérés, notés 1 et 2. On peut trouver cette hypothèse un peu grotesque lorsque l'on sait que rien que l'atome d'hydrogène possède en fait une infinité de niveaux énergétiques. Toutefois elle est tout à fait raisonnable car les interactions que nous allons étudier sont résonantes : elles ciblent une transition bien précise. Ainsi, ce n'est pas que notre atome n'a que deux niveaux mais c'est que l'interaction avec la lumière ne permet le trajet qu'entre seulement deux niveaux. On note alors $\omega_{12} = \frac{E_2 - E_1}{\hbar}$.
- On considère que l'onde lumineuse qui interagit avec les atomes est suffisamment intense pour pouvoir définir une densité spectrale d'énergie volumique $u(\omega)$. (Si pas assez intense, pas de thermodynamique possible sur les photons).

En 1917, Einstein publie un article postulat l'existence de trois modes d'interaction lumière-matière. Pour les décrire, le nombre d'atome ou population N_i correspondant aux atomes dans l'état i . On définit alors leur nombre total N :

$$N = N_1 + N_2 \quad (1)$$

1.1.1 Absorption

Comme vous le savez, un atome est susceptible d'absorber un photon d'énergie $\hbar\omega_{12}$ pour passer d'un niveau moins énergétique E_1 à un niveau plus énergétique E_2 . On parle alors d'absorption. Selon ce processus, on dépeuple le niveau 1 pour peupler le niveau 2. Ce processus est d'autant plus efficace que l'on a de photons à absorber et que l'on a d'atomes susceptibles de les absorber.



On a alors pendant un temps dt :

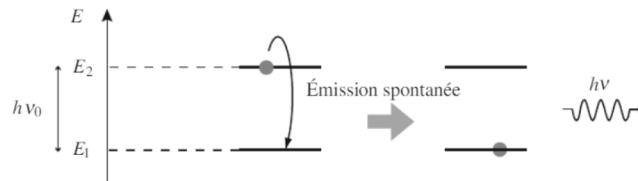
$$dN_2 = -dN_1 = B_{12}u(\omega_{12})N_1dt \quad (2)$$

avec B_{12} un coefficient de proportionnalité. A travers le phénomène d'absorption on a donc :

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{\text{abs}} = -u(\omega_{12})B_{12}N_1 \quad (3)$$

1.1.2 Émission spontanée

Comme vous le savez aussi, un atome dans un état excité va avoir tendance à se désexciter spontanément pour revenir à un état de plus faible énergie. Cette désexcitation se fait sur un temps noté τ appelé temps de vie radiatif. Ils varient d'une source atomique à l'autre mais sont en général de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Ce processus est d'autant plus important qu'il y a d'atomes excités bien évidemment mais il est a priori indépendant du nombre de photons entourant l'atome.



On a alors durant un temps dt :

$$dN_1 = -dN_2 = \frac{1}{\tau}N_2dt \quad (4)$$

si on pose $A_{21} = \frac{1}{\tau}$ on a alors :

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{es}} = -A_{21}N_2 \quad (5)$$

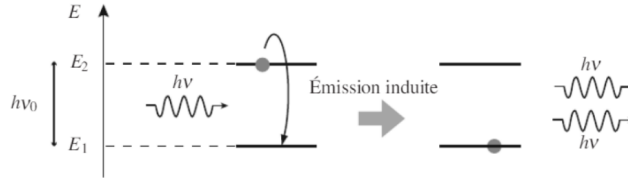
Les photons émis par les atomes lors de l'émission stimulées ont alors des directions, polarisations et phases aléatoires.

| On a alors à peu près tout ce qui peut se faire non ? Non en fait il nous manque un processus !



1.1.3 Émission induite

En fait il existe un autre type d'émission possible : en envoyant des photons sur un atome à la bonne fréquence, on peut le désexciter de manière spécifique. On a émission d'un photon identique au photon incident (en plus de celui-ci) qui possède alors la même fréquence, la même phase, la même polarisation et la même impulsion. On parle alors d'émission stimulée. On envoie un photon, on le dédouble... Ça ressemble à de l'amplification ça ! (gardons ça pour plus tard).



De la même manière que l'absorption, le phénomène d'émission stimulée est d'autant plus important qu'il y a de photons susceptibles de provoquer le phénomène et qu'il y a d'atomes prédisposés à subir ce phénomène. On a alors durant un temps dt :

$$dN_1 = -dN_2 = B_{21}u(\omega_{12})dt \quad (6)$$

soit finalement :

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{ei} = -w(\omega_{12}) B_{21}N_2 \quad (7)$$

En prenant en compte ces trois modes d'interactions on arrive finalement à la rate equation :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = -A_{21} \cdot N_2 + B_{12} \cdot u(\omega_{12}) \cdot N_1 - B_{21} \cdot u(\omega_{12}) \cdot N_2 \quad (8)$$

On appelle alors B_{12} , B_{21} et A_{21} les coefficients d'Einstein. Ils ne dépendent a priori que du milieu considéré.

1.2 Lien entre les coefficients d'Einstein

⚡ Diu p 908, Sanz p 1071

Les coefficients d'Einstein ne sont en fait pas indépendants. Si l'on se place à l'équilibre thermodynamique (et donc populations stables) on a :

$$B_{12}u(\omega_{12})n_1 = (A_{21} + B_{21}u(\omega_{12}))n_2 \quad (9)$$

De plus, le peuplement de ces états est régit par une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp \frac{E_2 - E_1}{k_B T} = \exp \frac{\hbar\omega_{12}}{k_B T}$$

De plus, l'expression de la densité spectrale d'un gaz de photons à l'équilibre est donné par la loi de Planck (rayonnement d'équilibre thermique) :

$$u(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1}$$

Or d'après la première relation,

$$u(\omega) = \frac{A_{21}n_2}{B_{12}n_1 - B_{21}n_2} = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{n_1}{n_2} - 1}$$

Donc en remplaçant le quotient n_1/n_2 et par identification, on obtient :

$$\begin{cases} B_{12} = B_{21} \\ \frac{A_{12}}{B_{21}} = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \omega_{12}^3 = \frac{8\pi\hbar}{\lambda_{12}^3} \end{cases} \quad (10)$$

Ce raisonnement n'est possible que grâce au phénomène d'émission stimulée, sans ça pas possible de faire l'identification. On remarque par ailleurs que le rapport $\frac{A_{21}}{B_{21}}$ est d'autant plus petit (et donc l'émission stimulée est importante relativement à l'émission spontanée) que la longueur d'onde du rayonnement est grande. C'est pour cette raison que les MASER (ondes centimétriques) ont vu le jour avant les lasers (ondes micrométriques).

1.3 Profil de raie

✦ Fox (partie 4.4 p 56) et Jolidon (parties 3.2 p 193 et 3.10 p 341), Sanz pp1068-1070

En réalité, même si les échanges énergétiques sont quantifiés, les raies observées expérimentalement ne sont pas infiniment fines. Cela a plusieurs origines.

1.3.1 Élargissement naturel

Le premier effet d'élargissement est un effet naturel. Le temps de désexcitation ou temps de vie radiatif τ implique une certaine indétermination sur la fréquence associée à cette raie selon l'inégalité d'Heisenberg en temps-fréquence :

$$\tau \Delta\nu \sim 1 \quad (11)$$

La probabilité de se trouver dans un état excité décroissant exponentiellement avec le temps (selon le temps caractéristique τ), l'élargissement associé dans le domaine des fréquences est lorentzien (TF d'une exponentielle décroissante).

1.3.2 Élargissement par chocs

Dans une source atomique, les atomes ne sont pas seuls. Notamment ils entrent en collision les uns avec les autres. L'interaction de la collision et ses implications ne sont pas simple mais globalement cela a l'effet de diminuer le temps de vie radiatif du niveau d'énergie excité et donc d'augmenter l'élargissement lorentzien naturel. Cet effet est, comme on aurait pu l'imaginer, d'autant plus important que la pression partielle en espèce perturbatrice (éventuellement seulement les atomes de la source) est grande.

1.3.3 Élargissement par Effet Doppler

Enfin, les atomes de la source ne sont pas immobiles. Il y a donc un décalage en fréquence pour chaque atome en fonction de sa direction et sa vitesse de propagation selon l'effet Doppler. Cela conduit au global à un élargissement gaussien. Plus l'agitation thermique est grande, plus les vitesses des atomes sont dispersées et donc plus l'effet d'élargissement est grand. On montre que l'écart-type de la gaussienne associée évolue comme :

$$\sigma \propto \sqrt{T} \quad (12)$$

Finalement, l'élargissement naturel est de l'ordre de 10^{-5} nm alors que les élargissements Doppler et collisionnels sont de l'ordre de 10^{-3} nm à 10^{-2} nm. Ces effets sont convolués entre eux pour donner lieu à un profil de raie $\gamma(\omega)$. Dans des lampes basses pression, c'est l'effet Doppler qui domine et donc le profil de raie est plutôt gaussien alors que dans des lampes haute pression l'élargissement collisionnel est non négligeable. On a alors un profil mixte appelé profil de Voigt. Dans toutes les expressions précédentes il s'agit alors de multiplier $u(\omega)$ par $\gamma(\omega)$, on pondère par le profil de raie, ce n'est plus un dirac infiniment représentant une unique fréquence.

2 Le LASER

2.1 Principe

Le mot laser est un acronyme pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Cet outil met à profit l'émission stimulée vue précédemment pour amplifier un rayonnement. Le premier laser a été réalisé en 1960 par Théodore Maiman et est depuis devenu essentiel en optique grâce à ses propriétés essentielles :

- grande longueur de cohérence $l_c = 30$ cm pour un He-Ne random, à comparer aux 0.6 pauvres μm de la lumière du soleil. Ceci est expliqué par la cohérence des photons provenant des émissions stimulées
- très grande résolution en fréquence : la largeur spectrale d'un laser He-Ne à 632,8 nm performant : 2pm, contre de 0,1-1 nm pour une lampe spectrale.
- très faible angle d'ouverture : peut atteindre $\theta \approx 0,03$ degrés pour un LASER random, soit un élargissement de 0.5 mm par mètre. C'est du au fait que les photons émis par une émission stimulée sont émis dans la même direction que les photons incidents
- puissance d'un He-Ne : 1 - 100 mW

Intéressons-nous dans un premier temps au processus d'amplification.

Là on commence à construire un schéma simple sur lequel on rajoutera successivement le milieu amplificateur, le pompage, la cavité.

2.2 Amplification

✦ Sanz pp1072-1074

Le premier élément du laser est un milieu amplificateur. Celui-ci peut être solide (barreau de rubis = alumine dopée par des ions Cr III), gazeux (pour les lasers He-Ne utilisés en TP mélange 85%He, 15%Ne) ou liquide.

Soit une onde électromagnétique d'intensité I traversant le milieu incident. Alors comme nous l'avons vu elle va pouvoir échanger de l'énergie électromagnétique avec les particules constituant le milieu selon les processus d'absorption, d'émission stimulée et d'émission spontanée. Pour restituer les qualités du rayonnement laser, l'émission stimulée doit dominer devant l'émission spontanée. On obtiendra ainsi un rayonnement dirigé, cohérent et monochromatique.

Sous cette hypothèse, effectuons un bilan d'énergie à l'onde incidente sur une tranche du milieu comprise entre z et $z + dz$. On obtient :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = \left((N_2 - N_1) B_{21} g(\omega) \frac{\hbar \omega}{c} \right) I - \pi_{\text{pertes}}$$

Il apparaît clairement que pour obtenir une augmentation de l'intensité de l'onde au cours de sa traversée du milieu, il faut $N_2 > N_1$. Or à l'équilibre thermodynamique, le rapport de ces deux populations est régi par la statistique de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{e^{-\frac{E_2}{k_B T}}}{e^{-\frac{E_1}{k_B T}}} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} < 1$$

Pour un système à l'équilibre thermique, il y a donc atténuation et non amplification du champ. Pour obtenir un effet d'amplification, il est nécessaire d'inverser le rapport de population. Ceci est réalisé à l'aide d'un processus de pompage, qui porte le système dans un état hors équilibre. zioup deuxième élément du schéma

Ce pompage peut être réalisé par différentes méthodes : pour un laser à rubis, l'excitation est fournie par des flashes lumineux brefs et puissants délivrés par un tube à décharge enroulé autour du barreau. Dans le cas d'un laser He-Ne, une tension électrique de quelques kV est appliquée. Cette tension accélère les électrons libres qui cèdent leur énergie aux atomes par collision.

Pour réaliser le pompage optique on pourrait envisager d'exciter le milieu actif par un champ EM accordé directement sur la transition laser $\Delta E = E_2 - E_1$. Dans un premier temps, le niveau 1 se dépeuplerait au profit du 2ème. Cependant comme les probabilités de transitions sont égales, lorsque le taux de population de ce dernier atteindrait 50%, le nombre de photon émis deviendrait égal au nombre de photons absorbés et le seuil de 50% ne pourrait pas être dépassé. Il n'est donc pas possible d'obtenir une inversion de population et une amplification du champ par excitation directe de la transition laser. La solution consiste à dissocier les processus d'excitation et de transition radiative, en utilisant des niveaux d'énergie auxiliaires.

Étudions le mécanisme d'amplification d'un laser à 3 niveaux, comme le laser à rubis par exemple.

2.3 Le laser à 3 niveaux

✦ Houard

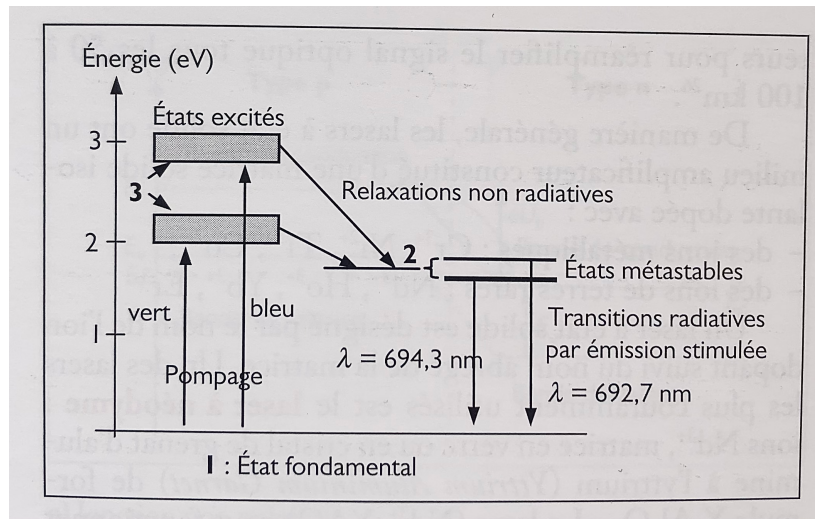


FIGURE 1 – Système à 3 niveaux d'énergie des ions Cr^{3+} dans le laser à rubis.

Le laser à rubis, mis au point par Théodore Maiman en 1960, est un laser à état solide. Le milieu actif est constitué par un barreau cylindrique transparent de cristal d'alumine (Al_2O_3) dopé par des ions Cr^{3+} à 0,05% en masse, qui remplacent les ions Al^{3+} du réseau cristallin. Les ions Cr^{3+} possèdent deux bandes d'absorption, dans le vert et dans le bleu, d'où la couleur rouge du rubis. Les ions Cr^{3+} , excités par un flash intense de lumière blanche de quelques millisecondes, sont portés à des niveaux excités 3 situés dans une des deux bandes d'absorption. Après une durée très courte, de l'ordre de 50 ns, les ions Cr^{3+} relaxent de manière non radiative vers un état métastable 2 en cédant une partie de leur énergie au réseau cristallin. Si le pompage est suffisamment intense, une grande partie du niveau fondamental 1 se dépeuple au profit de l'état métastable 2, produisant une inversion de population entre les deux niveaux. Le processus d'émission stimulée est alors favorisé. Dans ce mécanisme, le choix de l'état métastable est crucial, car c'est sa durée de vie "extrêmement longue", de l'ordre de quelques millisecondes, qui lui permet de se peupler progressivement.

L'état métastable 2 relaxe alors par émission stimulée vers l'état fondamental 1. Comme il est constitué de deux niveaux d'énergies très proches, l'émission laser se produit pour deux longueurs d'onde très proches dans le rouge : $\lambda = 692,7 \text{ nm}$ et $\lambda = 694,3 \text{ nm}$, cette dernière étant prépondérante. Lorsque l'inversion de population redescend en dessous du seuil critique, l'émission laser s'arrête, jusqu'à ce qu'un nouveau flash d'excitation repeuple suffisamment le niveau métastable. Le laser à rubis fonctionne de manière discontinue. Il émet une série d'impulsions laser d'une durée égale à 0,5 ms, dont la puissance crête peut atteindre 10 kW²⁴. Il constitue un système à trois niveaux, entre le niveau fondamental 1, le niveau excité 3 et le niveau métastable 2. Son rendement global est cependant très faible, inférieur à 1%. L'inversion de population nécessite en effet de dépeupler l'état fondamental, ce qui consomme beaucoup d'énergie.

On note γ_p le coefficient d'Einstein correspondant aux absorption/émission stimulée $1 \leftrightarrow 3$. Il représente le pompage qui monte. Les équations d'évolution des populations sont

$$\begin{aligned}\dot{N}_3 &= \gamma_p (N_1 - N_3) - A_{23}N_3 \\ \dot{N}_2 &= A_{23}N_3 - A_{21}N_2 - B_{21}u(N_2 - N_1) \\ \dot{N}_1 &= -\gamma_p (N_1 - N_3) + A_{31}N_3 + B_{21}u(N_2 - N_1)\end{aligned}$$

En appliquant maintenant notre hypothèse de transition $2 \rightarrow 3$ majoritaire devant toutes les autres désexcitations, on a $A_{32} \gg \gamma_p, A_{31}, A_{32}$, les équations en régime stationnaire deviennent :

$$\begin{aligned}0 &= \gamma_p N_1 - A_{23}N_3 \\ 0 &= A_{23}N_3 - A_{21}N_2 - B_{21}u(N_2 - N_1) \\ 0 &= -\gamma_p (N_1 - N_3) + A_{31}N_3 + B_{21}u(N_2 - N_1)\end{aligned}$$

La première équation nous donne $\gamma_p N_1 = A_{23} N_3$, soit $N_3 = \frac{\gamma_p}{A_{32}} N_1 \gg N_1$. On peut alors considérer $N = N_1 + N_2 + N_3 \sim N_1 + N_2$. On peut alors écrire $2N_1 = N - D_{32}$ et $2N_2 = N + D$ et les insérer dans l'équation d'évolution de N_2 :

$$\begin{aligned} 0 &= A_{23} N_3 - A_{21} N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ 0 &= \gamma_p N_1 - A_{21} N_2 - B_{21} u (N_2 - N_1) \\ 0 &= \gamma_p (N - D) - A_{21} (N + D) - B_{21} u D \\ D (\gamma_p + A_{23} + B_{21} u) &= N (\gamma_p - A_{21}) \\ D &= \frac{\gamma_p - A_{21}}{\gamma_p + A_{23} + B_{21} u(\nu_a)} N \end{aligned}$$

Ainsi, à la condition $\gamma_p - A_{21} > 0$, on a bien $D > 0$, ce qui correspond bien à une amplification du rayonnement incident et à un effet LASER. Cette condition restreint les états 3 que l'on peut utiliser dans ce cas de figure.

↓ On a compris le caractère intense du rayonnement laser, d'où vient son caractère très monochromatique ?

2.4 Rôle de la cavité

➤ Houard p 351, Dangoisse chap 3

L'amplification par le milieu actif seule ne suffit pas à assurer le fonctionnement d'un laser, ni à expliquer l'extrême directivité et pureté spectrale du faisceau émis. Le gain à chaque traversée du milieu est en fait relativement faible. Il est nécessaire que la lumière produite par émission stimulée puisse traverser ce dernier un grand nombre de fois. On couple donc le milieu actif avec une cavité constituée de deux miroirs plans ou sphériques en regard. ^{zioup troisième} élément du schéma .

En réinjectant l'onde dans le milieu amplificateur, la cavité réalise une rétroaction positive qui transforme le laser en oscillateur optique. La cavité agit comme un filtre très sélectif en sélectionnant les ondes résonantes et en les faisant osciller un grand nombre de fois entre les miroirs.

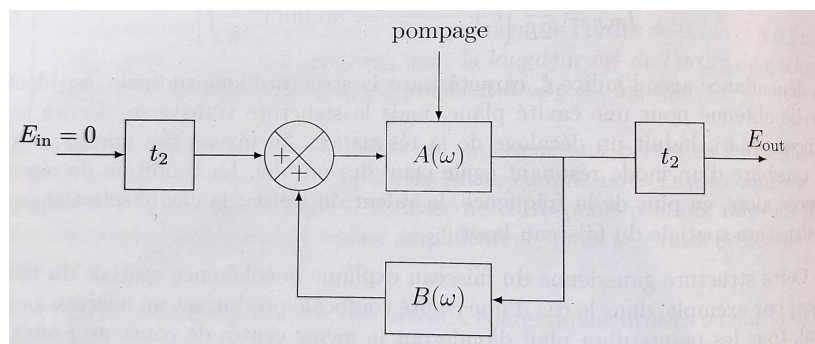


FIGURE 2 – t correspond au coefficient de transmission des miroirs de la cavité, $A(\omega)$ le gain au cours d'une traversée et $B(\omega)$ la fonction de transfert de la cavité que nous allons étudier.

Remarques : Pour qu'un faisceau laser puisse sortir en régime continu, le gain dans le milieu actif doit être supérieur aux pertes par réflexion sur les miroirs.

La largeur spectrale de l'émission laser est très nettement inférieure à celle d'une transition atomique par émission spontanée. Deux effets concourent à cette finesse spectrale :

- la sélectivité en fréquence de la cavité ;
- a sélectivité liée à l'émission stimulée.

Modes longitudinaux De même que pour une corde de Melde, la superposition des ondes réfléchies multiples se propageant en sens inverse conduit à la création d'un système d'ondes stationnaires à l'intérieur de la cavité. Parmi tous les modes de vibration possibles, la cavité sélectionne les modes longitudinaux du champ qui satisfont aux conditions aux limites imposées par les miroirs, c'est à dire deux noeuds de vibration aux extrémités de la cavité. La longueur L de celle-ci doit donc nécessairement être voisine d'un nombre entier de la demi-longueur d'onde $\lambda/2$, d'où

$$\delta \approx 2n'L = k\lambda_0 = k \frac{c}{v_k}$$

avec $k \in \mathbb{N}$, d'où

$$L \approx k \frac{\lambda_0}{2n'} = k \frac{\lambda}{2}$$

et

$$v_k \approx k \frac{c}{2n'L} = k \frac{c'}{2L}$$

avec $n' \approx 1$, $\lambda = \lambda_0/n' \approx \lambda_0$ et $c' = c/n$

Les fréquences v_k de la relation précédentes sont les fréquences des modes propres de la cavité. Seules les ondes qui possèdent un accord de fréquence avec la cavité sont donc amplifiées. L'écart en fréquence $\Delta v \approx c/2L$ entre deux modes longitudinaux consécutifs est appelé intervalle spectral libre. Chaque valeur de k correspond à un mode longitudinal particulier.

ODG : Pour un laser He-Ne émettant à $\lambda = 632,8$ nm dans une cavité de 30 cm, $k \approx 9,5 \cdot 10^5$

Finesse de raie Si la cavité est plane, son fonctionnement est identique à celui d'un interféromètre de Fabry-Pérot. Les variations d'intensité relative à la sortie de l'interféromètre montrent une série de pics d'autant plus étroits que le coefficient de réflexion énergétique R des miroirs est proche de l'unité. La largeur des pics est caractérisée par un coefficient de finesse F , défini comme le rapport de l'intervalle spectrale libre $\Delta v = c/2L$ à la largeur à mi-hauteur δv d'un pic. Pour une cavité constituée de deux miroirs plans de même coefficient de réflexion énergétique R , on montre que ⁴² $\delta v \approx c(1-R)/(2\pi L\sqrt{R})$ et $F \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$.

Plus le coefficient de réflexion énergétique R est proche de l'unité, plus les raies sont fines et plus le coefficient de finesse F est élevé. Dans le tableau 11.1, les valeurs de δv et F sont calculées pour trois valeurs croissantes de R , et pour $L = 30$ cm.

$R = 0,50$	$R = 0,95$	$R = 0,99$
$\delta v = 112\text{MHz}$	$\delta v = 8,16\text{MHz}$	$\delta v = 1,60\text{MHz}$
$F = 4,44$	$F = 61,2$	$F = 313$

Spectre d'émission du laser Le spectre d'émission d'un laser est constitué d'une série de raies très fines, quasi équidistantes de $\Delta v \approx c/2L$, centrées sur les fréquences de résonance de la cavité de Fabry-Pérot. Ces raies sont comprises à l'intérieur d'une enveloppe beaucoup plus large, appelée courbe de gain, qui correspond au spectre naturel de la transition atomique par émission spontanée. Pour un laser Hélium-Néon avec une transition radiative à 632,8 nm, la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain, généralement contrôlée par l'effet Doppler, est égale à 1,5GHz. Pour $L = 30$ cm, l'intervalle spectral libre vaut $\Delta v \approx c/2L = 500\text{MHz}$. Plusieurs modes longitudinaux vont donc coexister dans l'émission laser ; on parle de laser multimode. Pour réduire le nombre de modes présents, on peut diminuer la longueur L de la cavité, et augmenter ainsi l'intervalle spectral libre, mais l'amplification, proportionnelle à la longueur du milieu actif traversée, diminue. Pour obtenir un laser monomode, on introduit plutôt un filtre interférentiel de Fabry-Pérot (étalon) à l'intérieur de la cavité. Seul le mode qui satisfait simultanément la condition de résonance pour la cavité normale et pour l'étalon est sélectionné. Le mode et la fréquence d'accord peuvent être modifiés par une légère rotation de l'étalon. La largeur spectrale de l'émission laser est alors extrêmement faible : pour $R = 0,99$, on a $\delta v = 1,60\text{MHz}$, soit $\delta\lambda \approx 2 \cdot 10^{-6}$ nm

On constate que la largeur des raies d'émission laser est beaucoup plus fine que celle prévue à partir de l'interféromètre de Fabry-Pérot. Ce rétrécissement des raies est une conséquence directe du processus d'émission stimulée. L'intensité émise est plus forte au centre qu'aux bords du profil spectral. Les photons émis à la fréquence centrale sont donc plus nombreux que ceux émis aux fréquences périphériques. L'effet d'avalanche lié à l'émission stimulée accentue encore ce déséquilibre. Le profil de raie s'affine donc sur les bords pour se renforcer au centre, conduisant au rétrécissement de la raie.

Discussion des pertes Dangoisse p. 11 et p. 68

Conclusion

Ouverture sur les applications du laser (refroidissement d'atomes...)