

LP37 – ABSORPTION ET ÉMISSION DE LA LUMIÈRE

21 novembre 2016

Villa Louis & Sépulcre Théo

Nature isn't classical, dammit!

RICHARD FEYNMAN, ÉNERVÉ EN SORTANT DE LA LP37.

Niveau : L3

Commentaires du jury

Trop souvent, il y a confusion entre les processus élémentaires pour un atome et un ensemble d'atomes. De même, le candidat doit présenter le caractère monochromatique ou non du champ électromagnétique qu'il considère. Il est maladroit d'introduire les coefficients d'Einstein dans le cas d'un rayonnement parfaitement monochromatique.

Le laser n'est pas la seule application de cette leçon mais il ne doit pas être présenté non plus de façon trop superficielle : les candidats auraient intérêt à étudier avec soin le fonctionnement schématique d'un laser. Le laser He-Ne n'est pas l'illustration la plus simple.

Bibliographie

- | | |
|---|---|
| ➤ <i>Les lasers</i> , Dangoisse | → Technique, la base pour les lasers. |
| ➤ <i>Optique</i> , Houard | → Chapitre 11, contient les OdG. |
| ➤ <i>Les 1001 questions de la prépa</i> , Garing | → C'est du Garing : clair précis et concis. |
| ➤ <i>Quantum Optics : An Introduction</i> , Mark Fox | → Vraiment excellent, l'aspect quantique est présent. |

Prérequis

- Notion de photon
- Bases de physique statistique (distribution de Maxwell-Boltzmann, loi de Planck, corps noir)
- Electromagnétisme (modèle de l'électron élastiquement lié)
- Systèmes bouclés (bases)

Expériences

- ☞ Observation du spectre d'émission d'un laser (He-Ne à cavité transparente).

Table des matières

1	Processus d'interaction entre lumière et matière	2
1.1	L'importance de la quantification : loi de Rayleigh Jeans puis loi de Planck	2
1.2	Les différents processus d'émission et d'absorption : coefficients d'Einstein	3
1.3	Lien entre les coefficients d'Einstein	5
2	Application : LASER	5
2.1	Principe de fonctionnement (qualitatif)	6
2.2	Le système à 3 niveaux	6
2.3	Caractéristiques de l'émission : analogie électrique	7
3	Largeurs de raies	8

Introduction et contextualisation

Le champ électromagnétique peut interagir avec la matière, par l'intermédiaire de la force de Lorentz. Il s'agit là d'un modèle purement classique, où le champ électromagnétique et la matière sont traités sans faire intervenir la mécanique quantique. Le modèle de l'électron élastiquement lié nous a même permis au cours d'une précédente leçon, d'obtenir une expression analytique de l'indice de réfraction d'un milieu (ou si l'on préfère de sa constante diélectrique) en fonction de la fréquence. Cette expression reste valable suffisamment loin des résonances¹. Mais que se passe-t-il près de celles-ci, et comment comprendre physiquement le terme "d'amortissement fluide" du modèle de l'électron élastiquement lié, qui est souvent justifié comme correspondant à une perte d'énergie de l'oscillateur par rayonnement ? Pour le savoir, il est nécessaire de faire intervenir la mécanique quantique, en traitant l'atome de manière quantique, mais en supposant que l'on puisse continuer à traiter le champ électromagnétique de façon classique. Ceci va nous permettre notamment de comprendre les principes phénoménologiques de l'émission et de l'absorption pour expliquer le fonctionnement du laser, et d'interpréter les conséquences sur les spectres d'émission.

1 Processus d'interaction entre lumière et matière

1.1 L'importance de la quantification : loi de Rayleigh Jeans puis loi de Planck

Afin de motiver l'importance de quantifier les niveaux d'énergie de la matière, prenons le calcul classique fait par Rayleigh et Jeans à la fin du XIX^e siècle. En considérant le nombre de modes dans l'espace des phases contenu dans une boîte de volume V (conditions aux limites périodiques), on trouve :

$$N(k, dk) = \frac{V}{(2\pi)^3} 8\pi k^2 dk \quad \text{d'où} \quad N(\omega, d\omega) = \frac{V}{\pi^2} \frac{\omega^2}{c^3} d\omega \quad (1)$$

En utilisant le théorème d'équipartition de l'énergie on obtient :

$$u(\omega) = \frac{dE_\omega}{d\omega} = \frac{V}{\pi^2 c^3} k_B T \omega^2 \quad (2)$$

Historiquement, ce résultat est très important, il est à l'origine de la catastrophe ultraviolette. Le problème sera résolu par Planck en 1900, et marque l'avènement de la mécanique quantique. La distribution de Planck, à l'origine phénoménologique² est donnée par :

$$u(\omega) = \frac{V}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega^3}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (3)$$

Elle permet, on le sait, de résoudre ce problème de divergence pour les impulsions infinies, en introduisant un "cut-off" exponentiel. Maintenant que l'on connaît la distribution en énergie du rayonnement, on va pouvoir étudier l'interaction de ce dernier avec la matière.

Les hypothèses du modèle

Nous allons à présent suivre l'approche d'Einstein, proposée à 1916 pour décrire l'interaction entre la matière et le rayonnement. Voici donc les deux hypothèses majeures sous lesquelles la discussion qui va suivre est valide :

- les atomes étudiés seront réduits à deux niveaux d'énergie, non dégénérés, notés 1 et 2. On ne considère donc que leur énergie (on ne parle pas de leurs nombres quantiques, de l'existence de sous-niveaux, de leur spin nucléaire...). L'hypothèse des deux niveaux est peu restrictive parce que l'interaction électromagnétique concernant les processus de transition est résonante autour d'une fréquence centrale. On peut donc considérer que seuls les deux niveaux résonants interviennent dans la description.

1. Dans le modèle, on introduit une force de rappel élastique $\vec{f} = -m\omega_0^2 \vec{r}$ qui ne garde son sens physique qu'à condition que le système ne s'éloigne pas trop de sa position d'équilibre. C'est en effet dans cette approximation harmonique que l'on introduit la pulsation de l'oscillateur ω_0 .

2. Aujourd'hui elle ne l'est plus, les photons étant des bosons, ils doivent obéir à la statistique de Bose-Einstein.

Précision :

Cette condition de résonance est justifiée par la mécanique quantique, et notamment la règle d'or de Fermi. S'il semble peu judicieux d'en parler à ce moment précis de la leçon, il faut le garder en tête car cela reviendra certainement dans les questions du jury. Dans le même registre, l'hypothèse de non dégénérescence restreint l'étude à une unique polarisation : dans le Hamiltonien d'interaction qui fait intervenir au premier ordre le moment dipolaire électrique, on ne sélectionne qu'un seul terme par produit scalaire entre les états 1 et 2 (règle d'or de Fermi). Pour plus de détails, voir "Quantum Optics, An Introduction"

- l'onde lumineuse qui interagit avec l'atome est supposée d'intensité suffisamment élevée (elle comporte suffisamment de photons) pour que l'on puisse donner un sens au champ électrique $\vec{E}$ (et magnétique $\vec{B}$). On va donc traiter le champ de façon classique, et utiliser ce champ pour décrire l'interaction quantique de l'onde.

Note :

Pourquoi simplifier ? Dans certaines conditions expérimentales, les calculs quantiques rigoureux aboutissent à des résultats identiques à ceux du modèle phénoménologique, à condition que l'on puisse raisonner en valeur moyenne, la moyenne étant prise sur un grand nombre d'atomes. Ainsi, bien que l'on ne puisse pas expliquer le comportement d'un unique atome par le modèle phénoménologique, tout se passe comme si en moyenne, les probabilités phénoménologiques étaient les bonnes. Historiquement, Einstein propose les coefficients qui portent son nom dès 1916, bien avant les calculs plus rigoureux de mécanique quantique ...

On distingue 3 processus différents d'interaction lumière/matière, qui ont à chaque fois lieu par échange d'un photon^a. Détaillons chacun d'entre eux.

a. Il faut donc mettre la leçon sur la notion de photon dans les pré-requis.

1.2 Les différents processus d'émission et d'absorption : coefficients d'Einstein

Emission spontanée

Lorsqu'un atome est excité dans un niveau 2 d'énergie E_2 , il peut se désexciter dans un niveau 1 d'énergie E_1 (plus faible) en émettant un photon de pulsation $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$. Ce processus est aléatoire, le photon émis possède une phase quelconque : il n'y a pas de cohérence. C'est cette émission de lumière qui est prépondérante dans la plupart des sources lumineuses usuelles, comme les lampes spectrales ou les lampes à incandescence.³ Si on ne considère que l'émission spontanée, la variation de la population de l'état 2 est donnée par :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{12}N_2 \quad (4)$$

où A_{12} s'interprète comme un taux de désexcitation dû à l'émission spontanée. Autrement dit il donne la probabilité par unité de temps qu'un atome dans 2 se désexcite dans 1 en émettant un photon de pulsation ω_{12} . S'il s'agit du seul phénomène en jeu, on peut résoudre l'équation différentielle précédente et on voit apparaître un temps caractéristique de désexcitation dû à l'émission spontanée :

$$\tau = \frac{1}{A_{12}} \quad (5)$$

3. Ce processus n'est interprétable physiquement qu'en quantifiant le champ électromagnétique, c'est à dire en traitant le problème quantique complet, parce qu'on peut considérer l'émission spontanée comme de l'émission stimulée due aux fluctuations de l'énergie de point zéro du champ électromagnétique (le $\frac{\hbar\omega}{2}$). Pour ceux que ça intéresse, il y a plus de détails dans le Fox (10.3.2), et beaucoup plus encore dans le Landau.

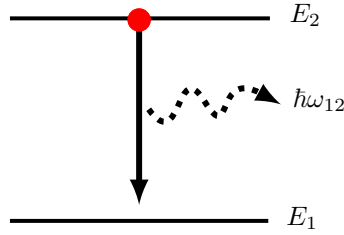


FIGURE 1 – Phénomène d'émission spontanée : l'atome initialement dans l'état 2 passe dans l'état 1 en émettant un photon dont l'énergie correspond à l'écart énergétique de la transition

Absorption

Le phénomène inverse est l'absorption. Cette fois-ci l'atome est dans l'état 1 et il passe dans l'état 2, en absorbant un photon. Contrairement au cas précédent, ce n'est pas un processus spontané : la transition ne peut se faire que si l'atome reçoit un photon d'énergie correspondant à l'écart de la transition. Là encore, s'il s'agit du seul processus mis en jeu, alors du point de vue du niveau 2 on a :

$$\frac{dN_2}{dt} = +B_{12}^\omega N_1 u(\omega) \quad (6)$$

où B_{12}^ω est le coefficient d'Einstein associé à la transition $1 \rightarrow 2$. Et $u(\omega)$ est la densité d'énergie spectrale du champ électromagnétique : c'est une énergie volumique. L'onde électromagnétique qui traverse le milieu est amortie, car elle cède de l'énergie aux atomes qui absorbent un photon.

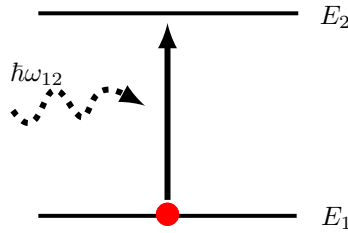


FIGURE 2 – Phénomène d'absorption : l'atome initialement dans l'état 1 passe dans l'état 2 en absorbant un photon dont l'énergie correspond à l'écart énergétique de la transition

Emission stimulée

Il existe aussi un autre phénomène, introduit par Einstein, qui est l'émission stimulée. Par analogie avec l'absorption (6) Einstein a postulé que :

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}^\omega N_2 u(\omega) \quad (7)$$

où B_{21}^ω est le coefficient d'Einstein associé à la transition $2 \rightarrow 1$. Ce phénomène est remarquable : par résonance, le photon incident permet une désexcitation de l'atome, engendrant la création de 2 photons identiques au photon incident. C'est bien cette cohérence du faisceau qui distingue ce processus de l'émission spontanée. Quitte à insister, soulignons que l'émission stimulée permet de restituer une partie de l'énergie au champ qui la provoque ... en prenant cette énergie au milieu lui-même !

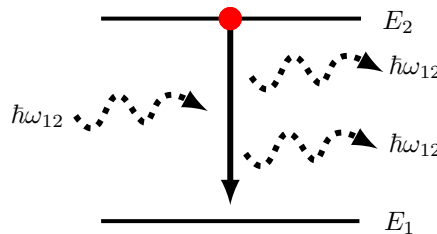


FIGURE 3 – Phénomène d'émission stimulée : l'atome initialement dans l'état 2 passe dans l'état 1 en absorbant un photon dont l'énergie correspond à l'écart énergétique de la transition. Il y a alors émission de 2 photons, cohérents avec le photon initial (même état quantique).

Les coefficients d'Einstein ne sont pas indépendants. Si on en connaît un (et évidemment la fréquence de la transition considérée), alors on peut tous les calculer. C'est ce que l'on va montrer.

1.3 Lien entre les coefficients d'Einstein

L'objectif est de relier les coefficients d'Einstein entre eux. On considère que l'on est en présence d'un gaz de N atomes à l'intérieur d'une boîte non réfléchissante à la température T (la boîte qui contient le champ électromagnétique et les atomes forme donc un système fermé isolé). On considère que les atomes n'interagissent pas entre eux, mais ils peuvent interagir avec le rayonnement qui remplit la cavité et qui suit une distribution de type corps noir. Les 3 types de transition indiqués précédemment interviennent.

Si on attend suffisamment longtemps pour que l'équilibre thermique soit atteint par les atomes en contact avec le rayonnement de type corps noir, on se trouve dans un état stationnaire, ce qui permet d'annuler la dérivée temporelle de N_2 (et de même pour N_1 par conservation du nombre d'atomes). Ceci revient à dire que le taux d'absorption qui amène dans l'état 2 doit être exactement compensé par les taux de retour vers l'état 1 (émission spontanée et stimulée). Autrement dit mathématiquement :

$$B_{12}^\omega N_1 u(\omega) = B_{21}^\omega N_2 u(\omega) + A_{21} N_2 \quad (8)$$

Ceci permet d'isoler $u(\omega)$ la densité d'énergie spectrale de rayonnement pour l'écrire :

$$u(\omega) = \frac{A_{21} N_2}{B_{12}^\omega N_1 - B_{21}^\omega N_2} = \frac{A_{21}}{B_{21}^\omega} \frac{1}{\frac{B_{12}^\omega}{B_{21}^\omega} \frac{N_1}{N_2} - 1} \quad (9)$$

Puisqu'on a supposé un état d'équilibre thermique entre les atomes et le rayonnement dans la cavité, les populations atomiques doivent suivre la loi de Boltzmann, ce qui permet d'écrire que :

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad (10)$$

où on a supposé que les niveaux d'énergie E_1 et E_2 n'étaient pas dégénérés. En réinjectant dans l'équation (9) on trouve :

$$u(\omega) = \frac{A_{21}/B_{21}^\omega}{\frac{B_{12}^\omega}{B_{21}^\omega} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) - 1} \quad (11)$$

Il faut identifier à la distribution de Planck du corps noir qui est :

$$u(\omega) = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (12)$$

L'égalité entre (9) et (12) doit être vérifiée $\forall T$ ce qui impose, en plus de la relation de quantification $\hbar \omega = E_2 - E_1$, les relations dites d'Einstein :

$$\boxed{A_{21} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21}^\omega} \quad \text{et} \quad \boxed{B_{12}^\omega = B_{21}^\omega} \quad (13)$$

Remarque

Ici on n'a pas pris en compte de dégénérescence des niveaux d'énergie, car cela n'ajoute rien à la discussion qui va suivre. Si toutefois c'était le cas, mentionnons que la dernière relation d'Einstein doit s'écrire $g_1 B_{12}^\omega = g_2 B_{21}^\omega$ en notant g_i la dégénérescence en énergie du niveau i .

Dans notre cas où les niveaux d'énergie ne sont pas dégénérés, on obtient donc que les probabilités des processus stimulés (absorption et émission) sont identiques. On voit également que les transitions ayant une plus forte probabilité d'absorption ont comparativement aussi une plus grande probabilité d'émission, que ce soit spontanée ou stimulée.

Le calcul explicite de ces coefficients se fait par une quantification du champ électromagnétique en utilisant la règle d'or de Fermi⁴. Ceci a pour conséquence directe que les coefficients d'Einstein ne dépendent que des états initial et final et il s'agit donc de propriétés intrinsèques des atomes. Les relations précédentes restent donc valables même hors équilibre, bien que nous les ayons établies ici à l'équilibre.

2 Application : LASER

On vient de le voir, le phénomène d'émission stimulée est essentiel pour faire coïncider les deux expressions de la densité d'énergie de rayonnement obtenues par la loi de Planck d'une part, et la distribution de Maxwell Boltzmann avec les coefficients d'Einstein d'autre part. Le phénomène de l'émission stimulée peut être mis à profil pour réaliser des amplificateurs optiques fortement cohérents, puisque pour l'émission stimulée la cascade de photons émis est cohérente. C'est le principe du LASER, acronyme de Light Amplification by Stimulated Emission Radiation.

4. What does the Fox say ? Au chapitre 10, il propose un calcul de B^ω simplement à partir des oscillations de Rabi en champ faible.

2.1 Principe de fonctionnement (qualitatif)

Lorsqu'une onde va traverser un milieu, l'absorption est responsable d'un amortissement mais grâce à l'émission stimulée, une amplification du faisceau est possible (l'énergie est restituée au champ, et la matière en cède, ce qui permet à partir d'un photon initial, d'en émettre deux à chaque processus). Ainsi, la condition d'amplification est que l'émission stimulée doit pouvoir vaincre l'absorption. Ceci suppose que le nombre d'atomes dans l'état 2 (d'énergie plus grande que l'état 1) doit être (bien) plus grand que celui de l'état 1. Or, à l'équilibre, les populations des niveaux d'énergies, on l'a vu se distribuent selon la loi de Maxwell-Boltzmann, et du coup le niveau 1 est (beaucoup) plus peuplé que le niveau 2! On n'a pas le choix, il faut réaliser une inversion de population, et donc utiliser un système de pompage. Ceci n'est possible que dans un système à 3 niveaux⁵, comme on va le voir. Pour que le pompage soit efficace, il faut que le transfert dans l'état excité soit très rapide. On peut utiliser des transferts non radiatifs, par exemple un transfert d'impulsion par collisions. Enfin, si on veut amplifier le faisceau, tout en gardant un dispositif d'une longueur raisonnable, on dispose le milieu actif dans une cavité (optique) de Fabry-Pérot, ce qui impose à l'onde de faire de nombreux allers-retours avant de sortir, permettant une amplification conséquente du faisceau. Cette amplification a lieu jusqu'à ce que la saturation du milieu soit atteinte : le gain a alors atteint sa valeur maximale (système bouclé).

2.2 Le système à 3 niveaux

La conservation du nombre d'atomes s'écrit :

$$N = N_1 + N_2 + N_3 = \text{cste} \quad (14)$$

et on pose $\Delta N = N_2 - N_1$. On note γ_p le taux de transition (qui est à une fréquence différente de la fréquence qui nous intéresse à amplifier par l'effet laser!) pour l'émission spontanée de $3 \rightarrow 1$ et aussi pour le pompage de $1 \rightarrow 3$. On justifiera dans la suite l'intérêt d'un tel processus. On note pour le processus laser $B_{12}^\omega = B_{21}^\omega = B^\omega$ car d'après les relations d'Einstein il n'est plus nécessaire de spécifier les indices 1 ou 2.

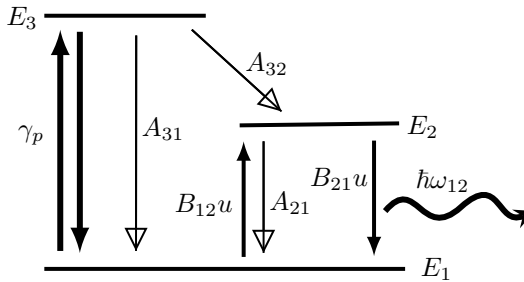


FIGURE 4 – Principe du LASER à 3 niveaux. L'émission du faisceau laser est due au processus d'émission stimulée ayant un taux de transition $B_{21}u(\omega)$. Ce processus émet des photons tous dans le même état quantique caractérisé notamment par son énergie $\hbar\omega_{12}$.

Si on choisit les coefficients de sorte que $A_{32} \gg \gamma_p, A_{31}, A_{21}$ alors on a que :

$$\frac{dN_3}{dt} = \gamma_p N_1 - \gamma_p N_3 - A_{31} N_3 - A_{32} N_3 \simeq \gamma_p N_1 - A_{32} N_3 \quad (15)$$

Justifions cette hypothèse $A_{32} \gg \gamma_p, A_{31}, A_{21}$. Pour cela, il est probablement plus simple de raisonner sur les inverses de ces grandeurs, qui donnent les temps caractéristiques de désexcitation. On comprend que l'on veuille $1/A_{23}$ petit devant les autres temps caractéristiques, car sinon c'est l'émission spontanée qui est le phénomène majoritaire pour la transition que l'on veut justement amplifier (émission stimulée).

Et une fois le régime stationnaire établi il vient :

$$\gamma_p N_1 = A_{32} N_3 \quad \text{d'où} \quad N_3 = \frac{\gamma_p}{A_{32}} N_1 \ll N_1 \quad (16)$$

Ainsi il vient que $N \simeq N_1 + N_2$. De même l'équation bilan pour le niveau 2 en régime stationnaire s'écrit :

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 = A_{32} N_3 - B u(\omega) N_2 + B u(\omega) N_1 - A_{21} N_2 \quad (17)$$

5. Notez que dans la "vraie vie" on utilise apparemment plus souvent des systèmes à 4 niveaux : c'est plus pratique parce qu'il n'y a plus de condition sur le taux de pompage comme on va l'obtenir lors du calcul à 3 niveaux. Néanmoins lors de la leçon, pour tenter le calcul à 4 niveaux, il faut être un peu courageux.

Donc en remplaçant $2N_1 = N - \Delta N$ et $2N_2 = N + \Delta N$ il vient :

$$(Bu(\omega) + \gamma_p)(N - \Delta N) = (Bu(\omega) + A_{21})(N + \Delta N) \quad (18)$$

Et finalement :

$$\Delta N = \frac{\gamma_p - A_{21}}{A_{21} + \gamma_p + 2Bu(\omega)} N \geq 0 \quad \text{si} \quad \gamma_p \geq A_{21} \quad (19)$$

Cette dernière condition caractérise l'efficacité du pompage, on ne peut avoir une inversion de population que si le pompage est suffisamment fort pour compenser la desexcitation spontanée de l'atome du niveau 1 vers la niveau 2.

Pourquoi pas 2 niveaux ?

Ceci permet aussi de comprendre pourquoi le pompage est indispensable, et donc de comprendre la nécessité d'un troisième niveau. En effet, si on prend $\gamma_p = 0$ dans l'équation (19) on obtient que :

$$\Delta N = \frac{-A_{21}}{A_{21} + 2Bu(\omega)} N \leq 0 \quad (20)$$

Autrement dit le milieu est globalement absorbant : l'amplification est impossible puisque l'inversion de population n'a jamais lieu.

Comment réaliser le pompage ?

On pourrait utiliser un second LASER à la bonne fréquence d'excitation, mais nécessiter un laser pour en faire un autre ça peut paraître quelque peu absurde sur le principe. On peut donc procéder par décharges électriques ou bien en utilisant des semi-conducteurs : la recombinaison de paires électrons-trous peut apporter suffisamment d'énergie sous forme de photons pour réaliser le pompage.

2.3 Caractéristiques de l'émission : analogie électrique

Notons d'abord qu'une cavité optique est nécessaire pour deux raisons. Premièrement, elle a un rôle d'amplification : on souhaite obtenir, pour des fréquences particulières (résonances) des intensités conséquentes en sortie, en se contentant d'un champ modéré en entrée. Deuxièmement, elle a un rôle de filtrage tant fréquentiel que spatial en sélectionnant certains modes et certaines fréquences du champ. Pour quantifier si une cavité répond à ces critères, on utilise la finesse. C'est l'analogue du facteur de qualité en électricité. On propose une analogie électrique pour mieux détailler le principe de fonctionnement du laser.

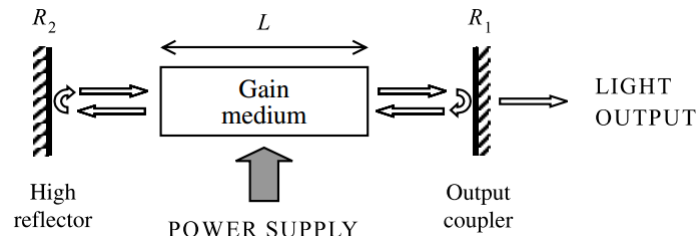


FIGURE 5 – Issu du livre de Fox, p.62. Représentation schématisée du laser. Le power supply indique le processus de pompage.

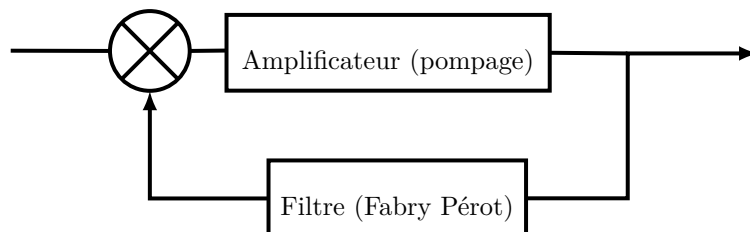


FIGURE 6 – Schéma bloc électrique équivalent du laser. On reconnaît un système bouclé, ce qui explique les caractéristiques si particulières du laser : gain, bande passante, facteur de qualité (finesse).

Ceci explique que le dispositif puisse créer un faisceau puissant (gain important), directif, très cohérent et dirigé spatialement. D'où l'omniprésence des lasers dans les applications tant quotidiennes (communications et fibres optiques, lecteur CD...) qu'industrielles ou de recherche (transfert de puissance : usinage, militaire, métrologie ...)

On voudrait quantifier plus précisément le rôle de la cavité Fabry-Pérot. En effet, par son rôle de filtre, elle sélectionne la longueur d'onde d'émission. Pour un système bouclé d'ordre 1, le produit gain $\times$ bande passante est conservé. Quel est donc la largeur d'une raie d'émission ?

3 Largeurs de raies

Expérience sur le laser He-Ne

Laser He-Ne avec cavité ouverte : mesure des spectres

🔧 Spectro ULICE avec la fibre optique et la photodiode. ☹ 5min
Le logiciel utilisé est SPID HR

On se place d'abord dans l'axe perpendiculaire au laser : on observe une partie du spectre du milieu amplificateur. Les photons observés sont pratiquement exclusivement dus à l'émission spontanée. Comme il y a de nombreux niveaux (ici on s'est restreint à 2 mais en réalité il y en a bien plus !) on retrouve le spectre caractéristique d'une vapeur d'Hélium-Néon. Par contre lorsqu'on se place dans l'axe du laser, on observe le rôle de filtre de la cavité : les photons sont principalement issus de l'émission stimulée, et on ne sélectionne qu'une fréquence. Notons d'ailleurs que la fréquence amplifiée n'était même pas la plus intense au départ !

Expliquons ce que l'on vient de voir.

La longueur de la cavité étant fixée, il apparaît une quantification des modes longitudinaux au sein de celle-ci, à cause des conditions aux limites. Un calcul simple donne :

$$\omega_l = l \frac{\pi c}{nL} \quad (21)$$

où n est l'indice optique du milieu dans la cavité, et L sa longueur. Autrement dit un mode est séparé du suivant par $\Delta\omega = \frac{\pi c}{nL}$. Plus la cavité est petite, plus les modes sont séparés fréquemment. Cette structure des modes longitudinaux permet d'interpréter le spectre d'émission du laser, à condition de tenir compte des propriétés du milieu, qui sert à l'amplification.

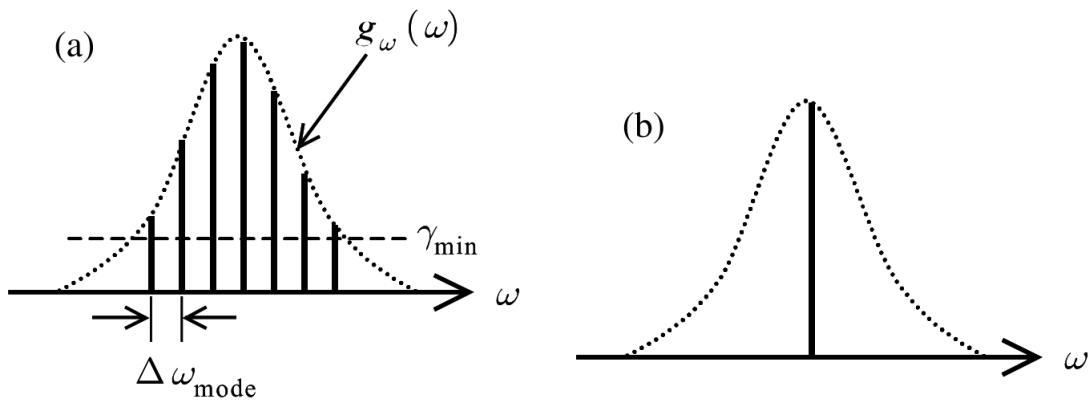


FIGURE 7 – Issu du livre de Fox, p.66. La figure (a) représente le spectre d'un laser multimode. Sur la figure γ_{min} représente la gain minimal à fournir pour qu'il y ait amplification. On l'a vu précédemment, si le pompage est trop faible et que l'inversion de population n'est pas assez grande, alors les pertes induites dans la cavité prédominent et l'effet d'émission stimulée n'est pas possible. On parle de seuil du laser. Si on réduit la taille de la cavité, l'écart fréquentiel entre les modes augmente, et il est possible de réaliser un laser dit monomode : une seule transition est amplifiée (figure (b)).

Attention à l'interprétation des courbes ! Le spectromètre ULICE permet de résoudre au maximum 1.5×10^{-9} m. Or pour $R = 0.99$ on obtient une finesse de 313. Dans ce cas, l'écart entre les modes est $\delta\lambda = 6.67 \times 10^{-13}$ m, et la largeur totale de la raie est de $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-12}$ m. La largeur intensègue de chaque raie est donc de l'ordre de 2×10^{-12} m. Aucune chance donc de mesurer la largeur de la raie, et encore moins l'écart entre celles-ci avec ce spectromètre ! Si on fait le calcul de la largeur d'un seul mode, on trouve 2×10^{-15} m. Ainsi, la longueur de cohérence du laser multimode He-Ne n'est que de 20cm ici,

mais si on réalise un laser He-Ne monomode, on obtient une longueur de cohérence de 200m ! Cela est possible pour une longueur de cavité inférieure à $\frac{c}{2\Delta\nu}$ ce qui correspond à environ 10cm. Si la cavité de laser He-Ne est inférieure à cette valeur, on peut le considérer monomode. Attention encore, ici quand on parle de monomode on ne parle que des modes longitudinaux. Il existe aussi des modes transverses. En pratique il est possible de ne garder qu'un mode transverse (le TEM00 le plus souvent), en orientant convenablement les miroirs pour ne sélectionner que lui.

Les autres spectres de raies

On peut prédire les spectres de raies (pas seulement des lasers !), notamment ceux des lampes à vapeurs métalliques. Pour cela, il faut tenir compte du temps de vie fini de l'état excité lié à la désexcitation spontanée (mais pas seulement !). On est limité au mieux par le principe d'incertitude :

$$\Delta\omega\Delta t \sim 1 \quad (22)$$

où Δt est la longueur d'un train d'onde, et donc à la longueur de cohérence par $c\Delta t = l_c$. Notons qu'il s'agit là d'un moyen de mesurer expérimentalement le coefficient A_{21} indirectement, et donc cela permet d'obtenir les coefficients d'Einstein.

Note :

Vous pouvez dire plus ou moins de choses ici selon le temps qu'il vous reste ...

Il est possible de calculer la forme d'une raie pour une lampe à vapeur métallique. Pour cela supposons que l'atome émette un signal lumineux (photon) de fréquence ω_0 de sorte que la variation temporelle du champ électrique s'écrive :

$$E(t) = E_0 e^{-t/\tau} \cos(\omega_0 t) \quad (23)$$

où τ est le temps caractéristique de désexcitation, lié à la longueur du train d'onde, et on prend donc $\omega_0 \gg 1/\tau$. On calcule alors sa transformée de Fourier $E(\omega)$, et en prenant le module carré il vient :

$$I(\omega) \propto |E(\omega)|^2 = \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/\tau)^2} \quad (24)$$

On obtient une Lorentzienne. S'il n'y a que le processus intrinsèque lié à l'émission spontanée, on parle de largeur de raie naturelle. Il peut aussi y avoir d'autres processus comme les collisions dans les lampes haute pression, ou encore l'effet Doppler dû au mouvement aléatoire des atomes qui est lui lié à la température. Lorsque l'effet Doppler est l'effet majoritaire sur le temps de vie du niveau excité, on n'obtient plus un spectre Lorentzien mais Gaussien. Dans le cas général, on a une convolution de ces effets homogènes et inhomogènes, et on obtient un profil dit de Voigt.

Conclusion

Dans cette leçon, nous avons à l'aide d'un modèle phénoménologique (qui s'appuie sur les coefficients d'Einstein) pu expliquer le fonctionnement du laser, et la forme des spectres de raies en comprenant la nature de l'interaction entre la lumière et la matière sous la forme de processus d'échanges de photons (absorptions et émissions, spontanées ou stimulées). Cependant dans cette étude, le champ électromagnétique est encore traité de façon classique. Pour calculer les coefficients d'Einstein explicitement et comprendre plus précisément la nature du phénomène de l'émission spontanée, il faudra attendre les travaux de Dirac notamment en 1927 pour pouvoir justifier ces coefficients de façon purement quantique.

Remarques et questions