LP37 - Absorption et Emission de la lumière

23 octobre 2015

Marianne Berland & Karen Monneret

"J'ai eu un trait de lumière à propos de l'absorption et de l'émission du rayonnement [...]"
Albert Einstein, lettre à son ami Besso

Niveau : L3

Commentaires du jury

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.

Bibliographie

- *Einstein aujourd'hui*, **EDP Sciences** $\longrightarrow$ Tous les éléments de bases y sont.
- *Les lasers*, **Dangoisse** $\longrightarrow$ Complémentaire au premier.
- *Physique statistique*, **Diu** $\longrightarrow$ Utile pour les coefficients d'Einstein.
- *Optique, Chapitre 11*, **Houard** $\longrightarrow$ Très bien pour le qualitatif en laser et histoire des sciences mais pas de calculs.
- *Chimie-Physique*, **Atkins** $\longrightarrow$ Fluorescence.
- *Fluorescence moléculaire*, **Valeur** $\longrightarrow$ complémentaire au Atkins.
- *1ère S Physique-Chimie*, **Bordas** $\longrightarrow$ Bien pour l'introduction.

Prérequis

- quantification de l'énergie, notion de photons ;
- rayonnement du corps noir ;
- distribution de Maxwell-Boltzmann ;
- cavité de Fabry-Pérot.

Table des matières

1 Interaction lumière-matière **2**
1.1 Caractérisation de la matière et de la lumière . . . 2
1.2 Les différents processus d'interaction . . . 2
1.3 Coefficients d'Einstein . . . 3
1.4 Importance relative des processus . . . 4

2 L'émission stimulée : Laser **5**
2.1 Nécessité d'une inversion de population . . . 6
2.2 Laser à deux niveaux . . . 6
2.3 Laser à trois niveaux . . . 7
2.4 Rôle de la cavité et propriétés . . . 8

3 L'absorption : Fluorescence et Phosphorescence **8**

Introduction

Aux cours de précédentes leçons, nous avons vu un type de sources de lumière : les sources à incandescence décrites par la théorie des corps noirs. Ce sont les plus courantes mais il en existe d'autres, les sources à luminescence, telles que les lampes spectrales, les lampes fluorescentes et le laser que nous avons rencontrés en TP. Une première différence entre ces deux types de sources est le spectre d'émission : pour la quartz d'iode, considéré comme un corps noir, le spectre est continu alors que pour les sources à luminescence, le spectre est composé de raies discrètes. Et plus particulièrement, le spectre du laser comprend une seule raie : on parle d'une source monochromatique. Un des objectifs de cette leçon sera d'expliquer le fonctionnement de certaines de ces sources et de voir leur application dans la médecine.

Pour cela, nous allons commencer par étudier les différents processus d'interaction lumière-matière.

1 Interaction lumière-matière

1.1 Caractérisation de la matière et de la lumière

cf. Dangoisse

La matière est définie comme un milieu composé d'atomes. Chaque atome possède des niveaux discrets, cad quantifiés. Ainsi ils sont organisés par niveaux d'énergie E_i comportant une population (nombre d'atomes) N_i et une dégénérescence g_i.

La lumière est définie par une onde quasi-monochromatique de fréquence ν et caractérisée par sa densité spectrale d'énergie volumique $u(\nu)$.
N.B : Sachant que E dépend de ν, il faut bien préciser la dépendance pour u.

Pour définir les différents processus d'interaction, nous nous restreignons à un système à deux niveaux.

1.2 Les différents processus d'interaction

cf. Dangoisse p.3, Einstein Aujourd'hui p.138 et Diu p.907

Il existe trois processus d'interaction : l'émission spontanée, l'absorption et l'émission stimulée (cf. Figure 1). Nous allons les définir à partir de l'évolution de population du niveau 2.

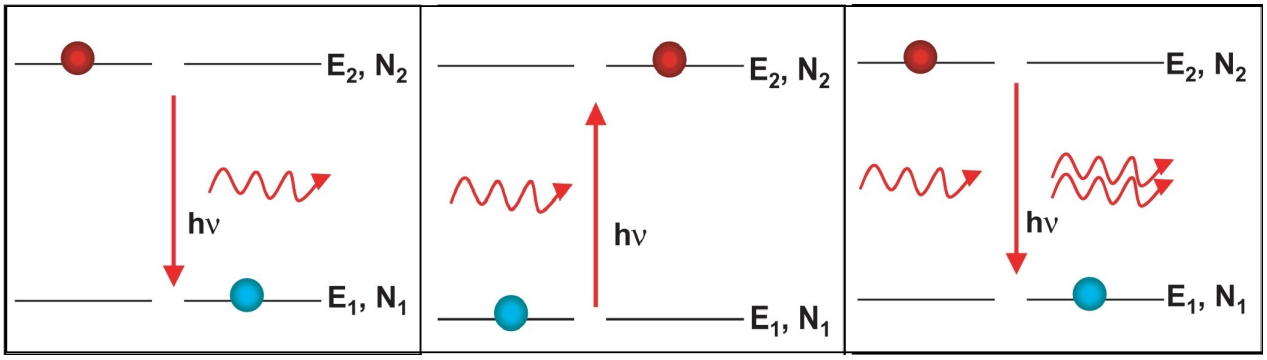

Figure 1 – Les différents processus d'interaction. A gauche : l'émission spontanée. Au centre : l'absorption. A droite : l'émission stimulée.

L'émission spontanée

Un atome peut passer d'une énergie E_2 à une énergie E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Le photon est émis dans n'importe quelle direction (comportement isotrope). La population du niveau 2 varie pendant dt selon la loi :

$$dN_{2-esp} = -A_{21}N_2dt$$

Le signe - indique un dépeuplement du niveau 2 : l'atome retombe à l'énergie E_1. A_{21} est la probabilité d'émission spontanée par atome et par unité de temps définie par Einstein (s^{-1}).

Par conservation des atomes, l'évolution de population sur le niveau 1 est :

$$dN_{1-esp} = +A_{21}N_2dt$$

L'absorption

Le phénomène inverse de l'émission spontanée est l'absorption. Il équivaut à l'excitation d'un atome d'énergie E_1 et arrivant au niveau d'énergie E_2 par l'absorption d'un photon d'énergie égale à l'énergie de transition du système $h\nu = E_2 - E_1$. La population du niveau 2 augmente selon l'équation suivante :

$$dN_{2-abs} = +W_{12}N_1dt$$

Le signe + signifie que le niveau se peuple grâce à l'absorption de photon. W_{12} est la probabilité d'absorption par atome et par unité de temps (s^{-1}). Elle dépend de l'énergie du photon absorbé et ainsi, de la densité spectrale d'énergie $u(\nu_{12})$ ($J.m^{-3}.s^{-2}$). Elle est définie telle que : $W_{12} = B_{12}u(\nu_{12})$ avec B_{12} le coefficient d'absorption d'Einstein ($J^{-1}.m^3s^2$)

L'émission stimulée

Afin de comprendre la loi de rayonnement du corps noir proposée par Planck, Albert Einstein a défini un troisième processus d'interaction de la lumière : l'émission stimulée (cf. paragraphe suivant). Celle-ci a lieu lors de la désexcitation d'un atome du niveau 2 au niveau 1 au passage d'un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Ce phénomène émet un photon dont les caractéristiques sont identiques au photon incident : même fréquence, même direction de propagation et même polarisation.

L'évolution de population est donnée par :

$$dN_{2-est} = -W_{21}N_2dt$$

W_{21} est la probabilité d'émission stimulée par atome et par unité de temps (s^{-1}). Elle est définie en introduisant le coefficient d'émission stimulée d'Einstein : $W_{21} = B_{21}u(\nu_{12})$ avec B_{21} en $J^{-1}.m^3s^{-2}$.

Nous allons maintenant voir quelle relation il existe entre les différents coefficients d'Einstein.

1.3 Coefficients d'Einstein

cf. Diu et Einstein Aujourd'hui p.135

Les coefficients d'Einstein sont des constantes caractéristiques à l'atome.
Situation : On suppose un très grand nombre d'atomes enfermés, avec son rayonnement, dans une enceinte maintenue à une température T. On a donc équilibre thermodynamique entre le rayonnement et la matière : pour chaque niveau, il faut qu'il y ait compensation entre son peuplement et son dépeuplement.

Avec les processus vus précédemment, la variation d'atome totale sur le niveau 2 est :

$$\begin{aligned} dN_2 &= dN_{2-abs} + dN_{2-esp} + dN_{2-est} \\ &= N_1 W_{12} dt - N_2 A_{21} dt - N_2 W_{21} dt \\ &= 0 \text{ car équilibre thermodynamique} \end{aligned}$$

$$\text{d'où } u(\nu_{12}) = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}}$$

D'après la situation, les populations des niveaux sont régis par la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$N_i = g_i exp[-\frac{E_i}{kT}]$$

Ainsi :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} * exp[\frac{\Delta E}{kT}]$$

On obtient donc :

$$u(\nu_{12}) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21} * \frac{g_1}{g_2} * exp[\frac{\Delta E}{kT}]}}$$

De plus, l'expression de la densité spectrale du rayonnement à l'équilibre thermique est donnée par la loi de Planck :

$$u(\nu_{12}) = \frac{8\pi h \nu_{12}^3}{c^3} * \frac{1}{exp[\frac{h\nu_{12}}{kT}] - 1}$$

Par identification : $\Delta E = h\nu_{12}$ et on obtient les égalités suivantes :

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \tag{1}$$

et

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu_{12}^3}{c^3} = \frac{8\pi h}{\lambda_{12}^3} \tag{2}$$

Conclusion :
- Il suffit de connaître un seul coefficient et la fréquence pour connaître toutes les caractéristiques du système.
- Nous voyons bien que l'existence de l'émission stimulée est cruciale pour rendre compatible la distribution de Maxwell-Boltzmann et celle de Planck.
- Ces égalités sont toujours valables car les coefficients d'Einstein sont intrinsèques à l'atome et indépendants des conditions expérimentales.

1.4 Importance relative des processus

cf. Dangoisse p.18 et Diu p.910

L'équation 1 montre que g_1 et g_2 étant du même ordre de grandeur, on a alors B_{12} (absorption) du même ordre de grandeur que B_{21} (émission stimulée).

L'équation 2 nous permet de comparer l'émission spontanée et l'émission stimulée en fixant $u(\nu_{12})$:

$$\frac{B_{21} * u(\nu_{12})}{A_{21}} = \frac{\lambda_{12}^3}{8\pi h} * u(\nu_{12})$$

Par exemple, pour le cas du laser, l'émission spontanée est une gêne et nous voulons une prédominance d'émission stimulée pour l'amplification du faisceau (que nous verrons dans la prochaine partie).

MASER	LASER
Maser à ammoniac	Laser Hélium-Néon
λ= 1.25 cm (valeur prise dans le Houard p.344)	λ= 632.8 nm
$\lambda^3 = 10^{-6}\ nm^{-3}$	$\lambda^3 = 10^{-21}\ nm^{-3}$

Le MASER est un dispositif émetteur cohérent de μ-onde. L'émission spontanée a un rôle 10^{15} fois plus important dans le LASER. Or pour ces deux sources, le but est d'amplifier par émission stimuée (cf. partie suivante). Ainsi le MASER a été le premier réalisé.

Transition : Nous avons vu les différents processus donnés par Einstein afin de définir convenablement l'interaction lumière-matière. Nous allons maintenant étudier le processus de l'émission stimulée et son rôle dans le concept du laser.

2 L'émission stimulée : Laser

cf. Einstein Aujourd'hui

Le mot LASER est un acronyme signifiant "Light Amplification by Stimulated Emisssion of Radiation" (Amplification de la lumière par émission stimulée du rayonnement). Nous voyons donc que l'émission stimulée est le coeur du fonctionnement du laser et qu'il faille une amplification du système pour obtenir un faisceau.

Le laser est composé de deux parties principales (cf. Figure 2).
- le milieu amplificateur (ou actif) : lieu de l'émission stimulée ;
- la cavité : composée de deux miroirs sphériques où l'amplification se fait par allers-retours de la lumière dans le milieu actif. De plus, elle sélectionne la direction des photons.

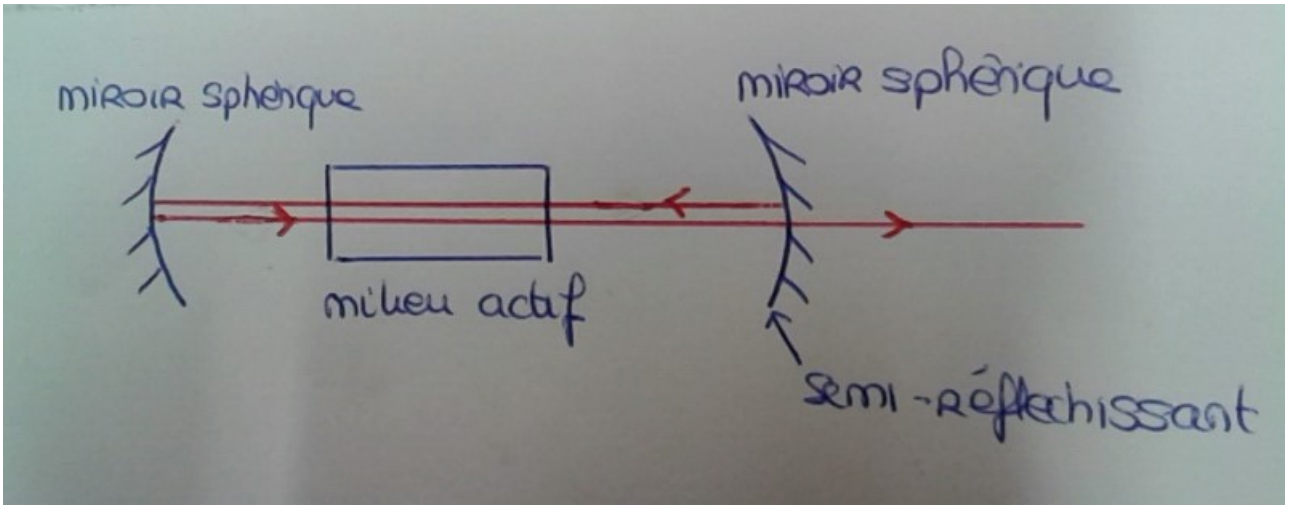

Figure 2 – Schéma du LASER.

Nous allons donc étudier des systèmes à plusieurs niveau d'énergie, et voir la nécessité d'une inversion de population. On verra d'abord le milieu amplificateur puis le rôle de la cavité.

2.1 Nécessité d'une inversion de population

ATTENTION : Pas de livre !

Lors de la traversée du milieu amplificateur, la variation du nombre de photons du faisceau incident pendant dt est : $dN_p = dN_p^{est} - dN_p^{abs}$

On ne prend pas en compte l'émission spontanée car le caractère aléatoire de ce processus fait que la majorité des photons n'amplifie pas le faisceau.

$$\text{Ainsi : } dN_p = +B_{21}u(\nu_{12})N_2dt - B_{12}u(\nu_{12})N_1dt$$

On prend (pour simplifier les calculs) : $g_1 = g_2$ d'où : $B_{12} = B_{21}$. Et ainsi, on obtient :

$$dN_p = Bu(\nu_{12})[N_2 - N_1]dt$$

Ainsi pour avoir amplification nous voulons que $\underline{dN_p > 0 \text{ soit } N_2 > N_1}$.

Nous allons tout d'abord voir le système à 2 niveaux et l'importance d'un pompage pour permettre l'inversion de population.

2.2 Laser à deux niveaux

pas de livre mais calcul adapté au système à 3 niveaux.

Soit un système à deux niveaux, d'énergie E_1 et E_2 comme décrit sur la figure 3. Pour le système sans pompage, nous n'arriverons pas à créer une inversion de population car par l'équilibre de Maxwell Boltzmann, les atomes préfèrent rester dans leur niveau fondamental.

Imaginons qu'on désire faire un pompage et exciter directement la transition $1 \to 2$. L'évolution de la population sur le niveau 2 est :

$$\frac{dN_2}{dt} = (W_P + B_{12}u(\nu_{12}))N_1 - (B_{21}u(\nu_{12}) - A_{21})N_2$$

En prenant égalité des dégénérescences et en posant $u = u(\nu_{12})$, on obtient :

$$\frac{dN_2}{dt} = (W_P + Bu)N_1 - (Bu - A_{21})N_2$$

On pose $\Delta N = N_2 - N_1$ et $N = N_1 + N_2$. Comme nous sommes en régime stationnaire $\frac{dN_2}{dt} = 0$, on trouve que :

$$(W_P + Bu)(N - \Delta N) = (Bu + A_{21})(\Delta N + N)$$

et donc :

$$\Delta N = \frac{-A_{21}}{W_P + A_{21} + 2Bu}N$$

On obtient un $\Delta N < 0$ et il est donc impossible d'avoir une inversion de population. C'est pour cela que nous formons des lasers à 3 niveaux avec pompage.

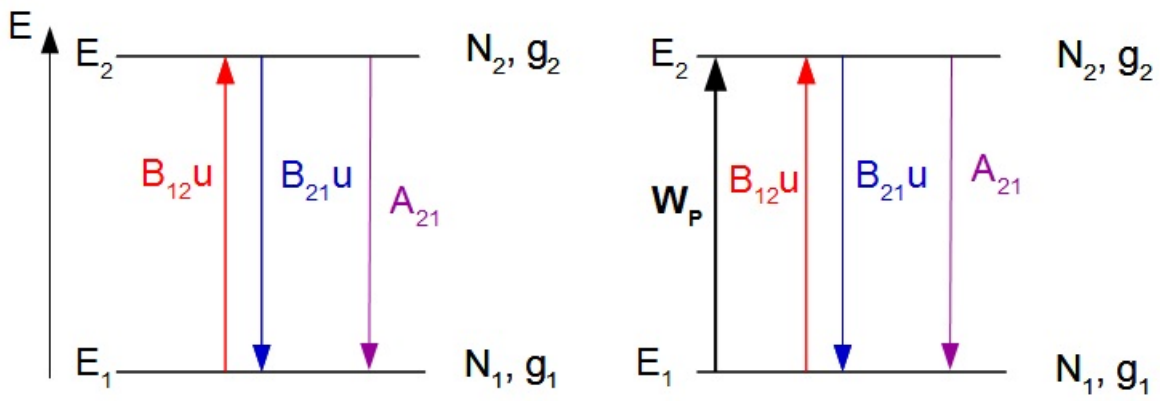

Figure 3 – Système à deux niveaux sans (à gauche) et avec pompage optique (à droite).

2.3 Laser à trois niveaux

cf. Einstein Aujourd'hui p.179 et Dangoisse p.20

Un exemple de laser à 3 niveaux est le laser à Rubis. Son schéma de fonctionnement est représenté dans la figure 4.

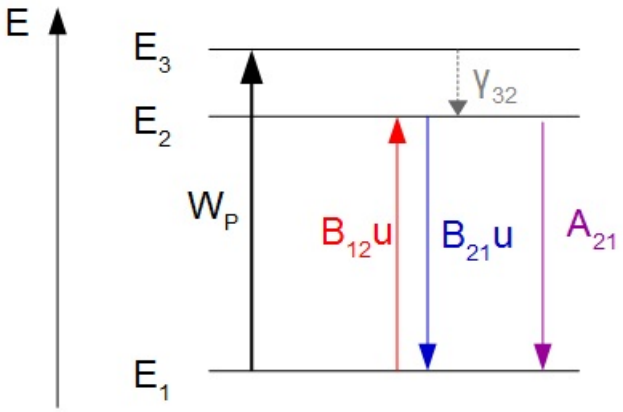

Figure 4 – Système à trois niveaux.

Les hypothèses pour cette étude sont :
- Le pompage a lieu du niveau 1 au niveau 3
- L'effet laser est porté sur la transition $1 \rightarrow 2$
- La transition du niveau 3 au niveau 2 est très rapide : les atomes du niveau 3 ne font qu'y transiter. C'est pour cela que l'on néglige les processus d'émission de 3 vers 1 (A_{31} et B_{31} négligés).
- La transition γ_{32} est non radiative.

L'évolution de la population sur le niveau 1 nous amène à la condition d'amplification :

$$\frac{dN_1}{dt} = (A_{21} + B_{21}u)N_2 - (B_{12} + W_P)N_1$$

En régime stationnaire : $\frac{dN_1}{dt} = 0$ et on obtient $\frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{21}+B_{21}u}{B_{12}u+W_P}$. En prenant $g_1 = g_2$, l'inversion de population $N_2 > N_1$ est obtenue si : $\underline{W_P > A_{21}}$.

Grâce à un système à trois niveaux, nous avons une inversion de population et donc l'effet laser peut avoir lieu. Cependant on a quand même une condition, appelée seuil de pompage. Celle-ci peut être levée pour une système à 4 niveaux, comme par exemple pour le laser Hélium-Néon.

Maintenant, nous allons voir le rôle de la cavité pour l'amplification du faisceau.

2.4 Rôle de la cavité et propriétés

cf. Einstein Aujourd'hui p. 137, Dangoisse p. 65 et Tallet p. 275

Pour avoir un faisceau LASER amplifié, monochromatique, il faut :

- forcer la lumière à faire des allers-retours dans le milieu actif de manière à augmenter l'émission stimulée et donc amplifier la lumière.
- une cavité, de type interféromètre de Fabry-Pérot afin d'améliorer la sélection en longueur d'onde. Le filtrage permet d'amplifier seulement certaines longueurs d'ondes. On se débarasse donc des fréquences parasites présentes en plus de la fréquence ν_{12}.
- améliorer la finesse spectrale de l'onde émergente car l'élargissement spectral de la cavité est inferieure à l'élargissement naturel.

→ La cavité permet d'augmenter la cohérence temporelle du faisceau.

Le faisceau LASER a également une bonne cohérence spatiale car tous les photons ont la même direction et la même phase.

Points importants [rapport Jury ENS 2012-2013] : Un laser démarre toujours par un photon d'émission spontanée. Pour qu'il puisse être amplifié de façon significative il faut :
- qu'il puisse engendrer d'autres photons par émission stimulée avant d'être absorbé ↔ sa fréquence doit correspondre à une transition dont les populations sont inversées (ici ν_{12}).
- qu'il fasse beaucoup d'aller-retours dans la cavité ↔ sa fréquence correspond à un mode propre de la cavité.

L'énergie nécessaire à l'inversion de population est apportée par un dispositif de pompage.

Exemples de pompage [Einstein Aujourd'hui p. 137] :
- pompage optique - lampe, flash, laser de pompe ;
- excitation électrique - par décharge.

Applications médicales [Houard, p. 375] :
- ophtalmologie : traitement contre la myopie ;
- traitement contre le cancer : destruction des tumeurs.

Après avoir vu l'intérêt de l'émission stimulée, nous allons voir celui de l'absorption toujours dans le monde médical.

3 L'absorption : Fluorescence et Phosphorescence

La photoluminescence est un phénomène radiatif dû à une excitation lumineuse. Il est séparé en deux branches : la fluorescence et la phosphorescence (cf. Figure 5).

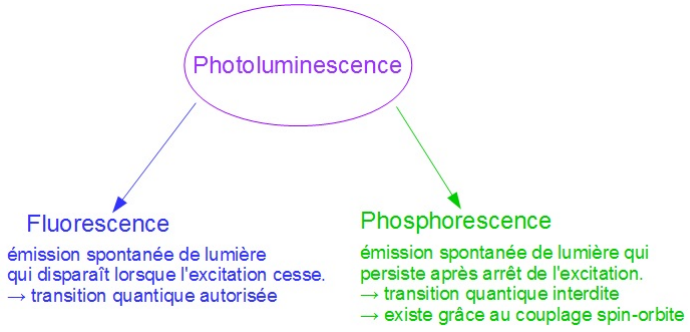

Figure 5 – Schéma de la photoluminescence.

Sur le schéma suivant (figure 6) est représenté les différentes transitions de la fluorescence et de la phosphorescence.

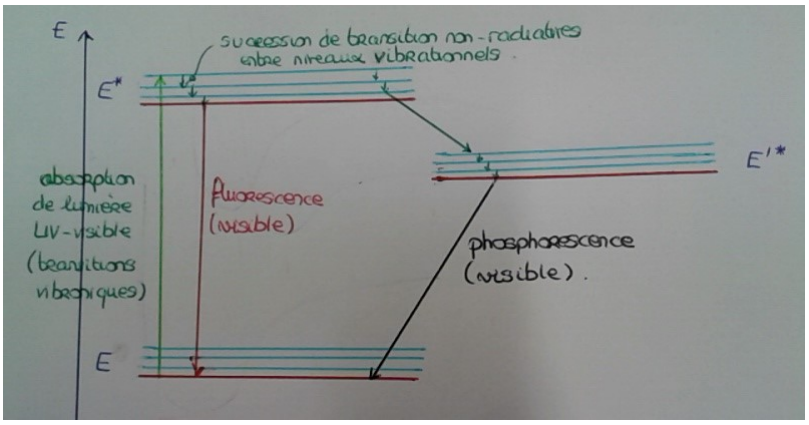

Figure 6 – Principe de la fluorescence et de la phosphorescence.

L'atome absorbe un photon d'une énergie égale à une de ses transitions vibroniques (transition de l'ordre de quelques électrons-volt - flèche verte) et l'électron se retrouve sur le niveau d'énergie électronique excité E*. Ce dernier est composé de sous niveaux, nommées niveaux vibrationnels. Lors de l'absorption du photon, l'électron peut arriver sur un niveau vibrationnel excité. Ainsi il va transiter jusqu'à son niveau fondamental par transitions non radiatives (petites flèches vertes). Une fois dans le niveau fondamental, un photon va s'emettre spontanément et l'électron retombera dans son niveau fondamental. De part la transition non radiative dans les niveaux vibrationnels, l'énergie qui a été absorbée est supérieure à celle qui a été émise. Ainsi, la longueur d'onde émise est plus grande que celle absorbée : C'est le phénomène de déplacement de Stokes.

Ce dernier est défini par une différence de nombre d'ondes : $\underline{\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu_{abs}} - \bar{\nu_{em}}}$.

On en déduit qu'une espèce fluorescente n'émet pas à la même longueur d'onde qu'elle absorbe et que la détection de ces espèces est d'autant plus facile que le déplacement de Stokes est grand.

Ce phénomène est utilisé en médecine dans le marquage des cellules cancéreuses.

Conclusion

Dans cette leçon nous avons complété nos connaissances concernant les différentes sources de lumière. Nous avons découvert une nouvelle famille de sources : les sources à luminescence. Grâce à l'introduction des différentes interactions qu'ils existent entre la lumière et la matière, nous avons pu expliquer le fonctionnement du laser ainsi que le principe de la fluorescence. Ces différentes sources sont utilisées dans de nombreux domaines comme la médecine, mais aussi l'industrie ou la recherche. On peut notamment citer le refroidissement d'atomes par laser.