

L21 : Absorption et émission de la lumière

Sommaire

1	Absorption de la lumière	2
1.1	Loi de Beer-Lambert	2
1.2	Application : spectre d'absorbance d'une solution de $KMnO_4$	2
2	Phénomènes d'interaction et modèle d'Einstein	2
2.1	Absorption	3
2.2	Emission spontanée	3
2.3	Emission stimulée/induite	4
2.4	Comparaison entre les différent processus	5
3	Application au laser	6
3.1	Principe (Light Amplification by Stimulated Emission Radiation)	6
3.2	Nécessité de l'inversion de population	7
3.3	Pompage optique sur système à plusieurs niveaux	8
3.4	Modes de la cavité	8

Niveau : L2

Biblio : Dunod PC/PC*

Prérequis

- Introduction à la mécanique quantique : quantification des niveaux d'énergie
- Rayonnement thermique
- Distribution de Maxwell-Boltzmann
- Notion de photon

INTRODUCTION La lumière est un objet qui est souvent manipulé et peut-être modélisé de différentes manières. Par ex, en EM on l'étudie sous forme d'onde qui se propage dans le vide, mais aussi dans la matière.

On peut aussi la modéliser avec le photon (effet photoélectrique), qui fait le lien avec la nature quantique des atomes et les niveaux discrets d'énergie dus au confinement de celui-ci.

Dans cette leçon, on va d'abord s'intéresser au phénomène d'absorption de la lumière par un milieu ($KMnO_4$) et mettre en évidence des longueurs d'ondes absorbées et une interaction lumière matière. De plus, en TP on a utilisé différentes sources lumineuses : à incandescence (théorie du corps noir : avec filament, spectre continu) et à luminescence (lampes spectrales et lasers : niveaux d'énergie quantifiées => spectres de raies (qui ont une certaine largeur) liées à ces énergies) expe quali pour visualiser les raies et le fait que les niveaux d'énergies sont quantifiés ?

On va donc étudier le formalisme associé à l'absorption et l'émission qu'on appliquera au fonctionnement du laser.

1 Absorption de la lumière

1.1 Loi de Beer-Lambert

En chimie : $A = \varepsilon CL$ avec $A = \log \frac{I_0}{I} = -\log \frac{I}{I_0}$ l'absorption, ε : coefficient d'extinction molaire [$L.mol^{-1}.cm^{-1}$], L : largeur cuve [cm]

En physique :

La lumière parcourt la distance L du milieu à analyser. Elle se déplace selon x entre $x=0$ et L .

On coupe cette distance en tranches d'épaisseur élémentaire dx . Chaque tranche dx reçoit dx reçoit à la position x une intensité $I(\lambda, x)$. Chaque tranche produit une variation élémentaire dI . De plus, $dI < 0$ car la lumière est absorbée.

D'où $dI = -\alpha I dx$, $\Rightarrow \frac{dI}{I} = -\alpha dx \Rightarrow \ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\alpha L \Rightarrow \boxed{I(\lambda) = I_0 e^{-\alpha L}}$

L'intensité dépend de l'épaisseur du milieu traversé de longueur L et de la λ . On retrouve la loi de Beer Lambert en chimie avec $\alpha = \varepsilon C \ln 10$

1.2 Application : spectre d'absorbance d'une solution de $KMnO_4$

Expe 1 : influence de la concentration

- Lampe QI + cuve + fibre optique + spectro
- Faire le blanc avec de l'eau distillée
- Spectre d'absorbance pour solutions de différentes concentrations (10^{-3} à 10^{-5} mol/L)
- On remarque 5 max d'absorption qui sont indépendants de la concentration [487, 506, 524, 544, 565] nm
- On trace $A = f(C) \Rightarrow$ c'est bien linéaire en fct de C avec le coeff directeur = $\varepsilon L \Rightarrow \varepsilon$

Or l'intensité en sortie de cuve est proportionnelle au nbre de photons absorbés $\Rightarrow$ on a bien une interaction entre la lumière et la matière.

(Photorécepteurs (photodiode) absorbent les photons $\Rightarrow$ courant mesuré $\Rightarrow$ intensité reçue)

Expe 2 : influence de la longueur de la cuve

- On prend à 10^{-4} mol/L et on prend des cuves de longueurs différentes
- On trace $A = f(L) \Rightarrow$ coeff directeur $\varepsilon C \Rightarrow \varepsilon$ (En effet, le nbre de photons absorbés dépend de L car le chemin est plus long $\Rightarrow$ photons ont plus de chance de rencontrer des molécules absorbantes)
- On voit bien une dépendance avec $L \Rightarrow$ Beer Lambert valable pour faisceau incident parallèle pour que chaque photon est le même trajet

2 Phénomènes d'interaction et modèle d'Einstein

Coefficients introduits pour retrouver la loi de Planck

Système : N atomes (ions ou molécules) réduits à 2 niveaux d'énergie avec :

- N_1 atomes au niveau d'énergie 1

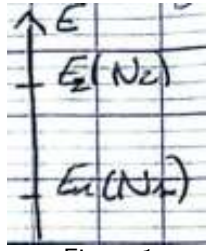


Figure 1

— N_2 atomes au niveau d'énergie 2

$$\Rightarrow N = N_1 + N_2$$

2 niveaux énergétiques résonnants de fréquence propre $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$

2.1 Absorption

Un atome au niveau 1 passe au niveau 2 en absorbant un photon dont l'énergie correspond à l'écart d'énergie entre les 2 niveaux : $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu_0 \Rightarrow$ transfert d'énergie de l'onde lumineuse vers la matière.

Proba qu'un tel événement d'autant plus grande que le rayonnement possède de photon à cette

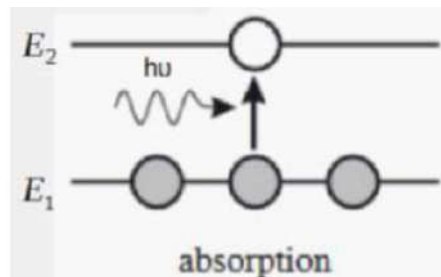


Figure 2

longueur d'onde, cad à cette freq ν_0

Proba de transition par unité de temps : $p_{abs} = u(\nu_0)B_{12} [s^{-1}]$ avec :

— $u(\nu_0)$: densité spectrale d'énergie volumique à la freq $\nu_0 [J.m^{-3}.s]$: suit la **loi de rayonnement de Planck**

— Expe : on voit que l'absorption n'a pas lieu à toutes les freq $\Rightarrow$ dépend

— B_{12} : coeff d'Einstein des niveaux d'énergie considérés $\Rightarrow$ caractéristique du milieu

Evolution des population (ou taux de variation) pendant dt : $\frac{dN_1}{dt} = -p_{abs}N_1 = -u(\nu_0)B_{12}N_1$

et $(\frac{dN_2}{dt} = p_{abs}N_1 = u(\nu_0)B_{12}N_1)$

2.2 Emission spontanée

(Mécanisme opposé à l'absorption)

Un atome excité au niveau E_2 se désexcite spontanément (car la durée de vie τ d'un élément dans un état excité est finie : temps de relaxation) vers le niveau $E_1 \Rightarrow$ émission d'un photon (vu comme onde EM avec freq, phase et polarisation) d'énergie $h\nu'$ de phase, direction et polarisation aléatoires $\Rightarrow$ émission spontanée est incohérente et isotrope.

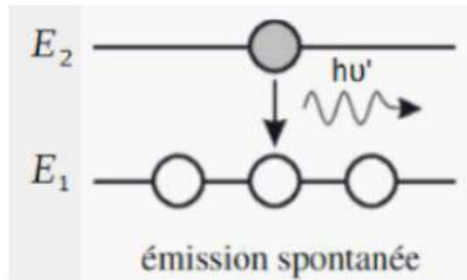


Figure 3

La proba de l'évènement par unité de temps est constante et ne dépend pas de la présence d'autres photons $\Rightarrow p_{es} = A_{21}$ avec $A_{21} = \frac{1}{\tau}$ le coeff d'Einstein pour émission spontanée [s^{-1}]

Evolution de la population pendant dt : $\frac{dN_2}{dt} = -p_{es}N_2 = -A_{21}N_2$ et $(\frac{dN_1}{dt} = p_{es}N_2 = A_{21}N_2)$

$$\frac{dN_2}{dt} + \frac{N_2}{\tau} = 0 \Rightarrow N_2(t) = N_2(t=0)e^{-t/\tau} \quad (1)$$

$\Rightarrow$ La désexcitation d'un atome suit une loi cinétique d'ordre 1

Atome	$A_{12} [s^{-1}]$	τ
CO_2	0.3	3 s
$He - Ne$	800	1 ms
YAG	$1.4 \cdot 10^6$	$0.7 \mu s$

Tableau 1

$\Rightarrow A_{21}$: caractéristique de l'atome et de la transition considérée : très grande variabilité

Emission en pratique : modèle prévoit des raies spectrales infiniment fines, pas vrai en pratique

- Elargissement naturel : inégalité Heisenberg temps-énergie : $\tau \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2}$ (car photon a une freq aléatoire)
- Elargissement collisionnel : chocs entre particules modifient légèrement leur état d'énergie
- Elargissement Doppler thermique $\Rightarrow$ toutes les émissions n'ont pas la même freq

2.3 Emission stimulée/induite

On considère atome dans l'état excité E_2 . Si un photon d'énergie $h\nu$ collisionne avec un état excité $\Rightarrow$ émission d'un photon "jumeaux" : même énergie (freq), quantité de mouvement et état de polarisation, même phase que photon incident

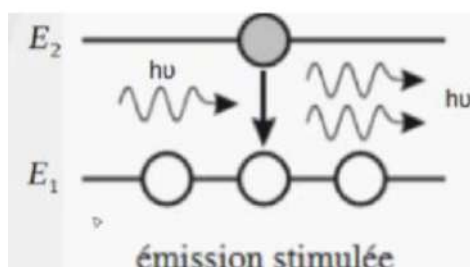


Figure 4

$\Rightarrow$ Photons émis sont cohérents entre eux $\Rightarrow$ source de lumière cohérente et unidirectionnelle (laser)
 On a 2 fois plus d'énergie dans le milieu après la collision $\Rightarrow$ l'énergie augmente en prenant de l'énergie au milieu (laser)

Proba par unité de temps de ce processus : $p_{ei} = B_{21}u(\nu_0)$ avec B_{21} : coeff Einstein pour émission induite [$J.m^{-3}.s$]

Evolution des population pendant dt : $\frac{dN_2}{dt} = -p_{ei}N_2 = -B_{21}u(\nu_0)N_2$ et $(\frac{dN_1}{dt} = p_{ei}N_2 = B_{21}u(\nu_0)N_2)$

2.4 Comparaison entre les différents processus

2.4.1 Lien entre les coefficients d'Einstein

On s'intéresse aux 3 processus en même temps.
 Système : gaz de N atomes à l'intérieur d'une boîte non réfléchissante à $T \Rightarrow$ boîte avec champ EM + atome $\Rightarrow$ **système fermé isolé**

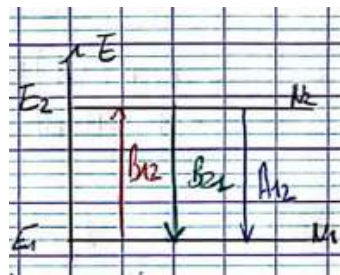


Figure 5

Hypothèse 1 : les atomes n'interagissent pas entre eux, ils interagissent avec le rayonnement de la cavité qui suit la distribution du corps noir

La **loi du rayonnement de Planck** (représentant l'énergie du photon) : $u(\nu_0) = \frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}} - 1}$

Hypothèse 2 : Equilibre thermo (eq thermique avec thermostat) (comme dans le cas du rayonnement thermique $\Rightarrow$ on va pouvoir comparer) $\Rightarrow \frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0$

$$\frac{dN_2}{dt} = u(\nu_0)B_{12}N_1 - A_{21}N_2 - B_{21}u(\nu_0)N_2 = 0 \quad (2)$$

$$u(\nu_0)(B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = A_{21}N_2 \quad (3)$$

$$u(\nu_0) = \frac{A_{21}N_2}{(B_{12}N_1 - B_{21}N_2)} = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}} \quad (4)$$

Or à l'équilibre thermo, les populations suivent la statique de Maxwell-Boltzmann : $N_1\alpha e^{-\frac{E_1}{k_B T}}$
 et $N_2\alpha e^{-\frac{E_2}{k_B T}} \Rightarrow \frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}}$

$$\text{On remplace dans l'eq } \Rightarrow u(\nu_0) = \frac{A_{21}N_2}{(B_{12}N_1 - B_{21}N_2)} = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}} - B_{21}} = \frac{A_{21}}{B_{21}} \frac{1}{\frac{B_{12}}{B_{21}}e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}} - 1}$$

Par identification avec la loi de Planck :

— $\frac{B_{12}}{B_{21}} = 1 \Rightarrow \boxed{B_{12} = B_{21}} \Rightarrow$ l'émission stimulée est le processus symétrique de l'absorption

— $\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3} \Rightarrow \boxed{A_{21} = \frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3}}$

$\Rightarrow$ Il suffit de connaître un seul coefficient et la freq pour connaître toutes les caractéristiques du système

2.4.2 Comparaison entre les types d'émission

On étudie la compétition entre les 2 processus d'émission.

$$\frac{dN_{2,sti}}{dN_{2,spon} = \frac{-B_{21}u(\nu_0)N_2dt}{-A_{21}N_2dt}} = \frac{B_{21}}{A_{21}}u(\nu_0) = \frac{c^3}{8\pi h\nu_0^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}} - 1} \quad (5)$$

$$\boxed{\frac{dN_{2,sti}}{dN_{2,spon}} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu_0}{k_B T}} - 1}} \quad (6)$$

OCG (T=300K) :

— $\lambda_{visible} \Rightarrow e^{(\cdot)} \approx 10^{41} \Rightarrow \frac{dN_{2,sti}}{dN_{2,spon}} \approx 10^{-41} \Rightarrow dN_{2,sti} \ll dN_{2,spon} \Rightarrow$ L'émission spontanée domine

— $\lambda = 70\mu m \Rightarrow dN_{2,sti} \approx dN_{2,spon}$

— $\lambda \approx 1cm \Rightarrow dN_{2,sti} \gg dN_{2,spon}$: principe du MASER (micro-onde) conçu avant laser car plus simple de faire des ondes centimétrique à température ambiante

$\Rightarrow \lambda$ et T ont une influence sur qui domine entre stimulée ou spontanée

3 Application au laser

3.1 Principe (Light Amplification by Stimulated Emission Radiation)

Basé sur émission stimulée car permet d'émettre des photons cohérents entre eux et de même direction que rayon incident $\Rightarrow$ **Faisceau laser** : faisceau photons cohérents allant dans la même direction

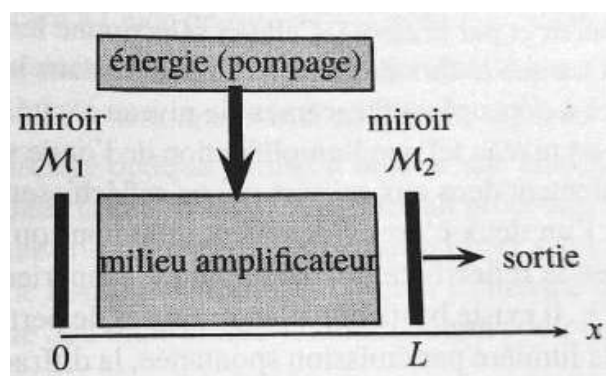


Figure 6

Laser : cavité délimitée par 2 miroirs (1 totalement réfléchissant et l'autre partiellement). Elle contient un gaz d'atomes à plusieurs niveaux d'énergie. On envoie de l'énergie (via pompage optique) pour exciter les atomes et provoquer l'émission stimulée de photons qui vont désexciter d'autres atomes, à nouveau émission stimulée de photons, etc ... $\Rightarrow$ très grand nombre de photons cohérents

et en phase émis $\Rightarrow$ rôle amplificateur de la cavité
 $\Rightarrow$ on veut $N_1 < N_2$: milieu amplificateur $\Rightarrow$ besoin d'un pompage
 $(N_1 > N_2$: milieu atténuateur, comme avec Beer Lambert)

3.2 Nécessité de l'inversion de population

Avec calcul d'ODC, mieux car bcp plus rapide

ODG :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2-E_1}{k_B T}} = e^{-\frac{h\nu_0}{k_B T}} \quad (7)$$

Pour $\lambda_0 = 600nm$, $\Rightarrow \nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = 5.10^{14}Hz$, d'où $E_2 - E_1 = h\nu_0 = 35.10^{-20}J$. Donc pour $T = 300K$,
 $\Rightarrow \frac{N_2}{N_1} = 2.4.10^{-35} \Rightarrow \boxed{N_2 \ll N_1}$

$\Rightarrow$ A cette température le milieu n'est pas amplificateur $\Rightarrow$ nécessité d'utiliser le pompage qui va permettre une inversion de population en enrichissant le milieu en atomes dans l'état 2 $\Rightarrow$ pompage à plusieurs niveaux

Calcul pas le temps de le faire

Bilan énergétique ou de puissance pour une onde EM.

On suppose qu'elle se propage selon l'axe (Oz) tel que $P(z) = \Pi(z)S$ ($\|\vec{\Pi}$ de l'onde EM incidente)
 $=$ puissance EM qui traverse la section S du faisceau à abscisse z.

Puissance liée au flux de photons $\Phi(z)$: $P(z) = h\nu\Phi(z)$

Bilan énergétique : (à un élément de volume élémentaire) $P(z + dz) = P(z) + P_{em,induite} + P_{em,spontane} - P_{absorbe}$.

Or émission spontanée produit des photons de façon aléatoire dans toutes les directions $\Rightarrow$ très peu de photons émis dans la direction de l'onde $\Rightarrow$ les photons ne renforcent pas l'onde incidente car pas en phase.

Photons issus de émission induite même direction et en phase avec l'onde incidente $\Rightarrow$ ils la renforcent.

$\Rightarrow$ **Néglige le processus de l'émission spontanée decant stimulée**

De plus, $P_{abs} = h\nu\Phi_{abs}(z) = h\nu\frac{dN_{abs}}{dt}dV$ avec $dV = Sdz$ et dN_{abs} : nbre de photons absorbés par unité de volume pendant dt.

Or sur les $dN = \Phi dt$ photons qui traversent la section S pendant dt, seulement une partie va être absorbé : on note cette fraction $\frac{\sigma}{S}$ avec σ la section efficace d'absorption (soit de l'atome)

$$\Rightarrow dN_{abs} = N_1 \frac{\sigma}{S} dN = N_1 \frac{\sigma}{S} \Phi dt$$

De la même façon on obtient : $P_{em}(z) = h\nu N_2 \sigma \Phi dz$.

$$P_{abs}(z) = h\nu N_1 \frac{\sigma}{S} \Phi dt \frac{1}{dt} S dt = h\nu N_1 \sigma \Phi dz \quad (8)$$

$$\Rightarrow P(z + dz) - P(z) = \frac{\partial P}{\partial z} dz = h\nu N_2 \sigma \Phi dz - h\nu N_1 \sigma \Phi dz = h\nu \Phi (N_2 - N_1) dz \sigma$$

$$\boxed{\frac{dP}{dz} - \sigma(N_2 - N_1)P(z) = 0} \quad (9)$$

=> Puissance EM transportée par onde $P(z) = P_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)z}$.

Dans le cas d'un système à 2 niveaux, $N_2 - N_1 < 0 \Rightarrow P(z)$ diminue => l'onde s'atténue quand l'onde progresse dans le gaz car le processus d'absorption l'emporte sur l'émission induite ==> besoin d'amplifier l'onde avec un système à plusieurs niveaux pour inverser la population.

(Rmq : $I = \langle ||\vec{\Pi}|| \rangle$ et avec $P(z) \Rightarrow$ on retrouve Beer Lambert avec $\alpha = \sigma(N_2 - N_1)$)

3.3 Pompage optique sur système à plusieurs niveaux

Principe : on alimente le second niveau par une source optique supplémentaire qui permet d'effectuer une transition du niveau fondamental vers un niveau excité en énergie $E_3 > E_2$.

Système à 3 niveaux :

- Passe de l'état fondamental 1 à 3 par pompage optique
- e- du niveau 3 perdent rapidement de l'énergie (sans émettre de photons) au profit de l'état métastable 2 (= état excité de la transition laser 2=>1) => inversion de population quand $N_2 > N_1$
- On veut $N_2 - N_1$ le plus grand possible : difficile avec un système à 3 niveaux car niveau 1 toujours très peuplé (car fondamental) => ajout d'un quatrième niveau

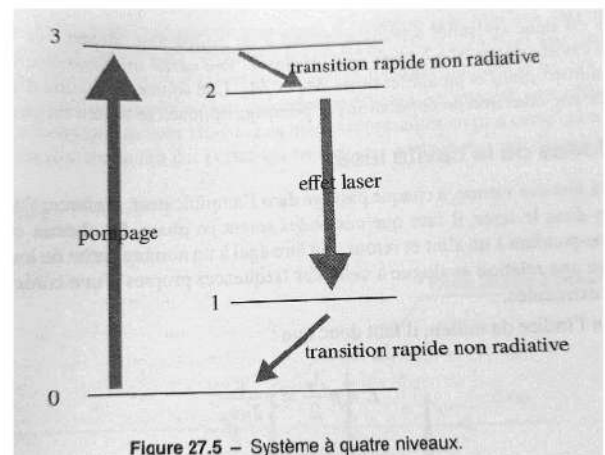
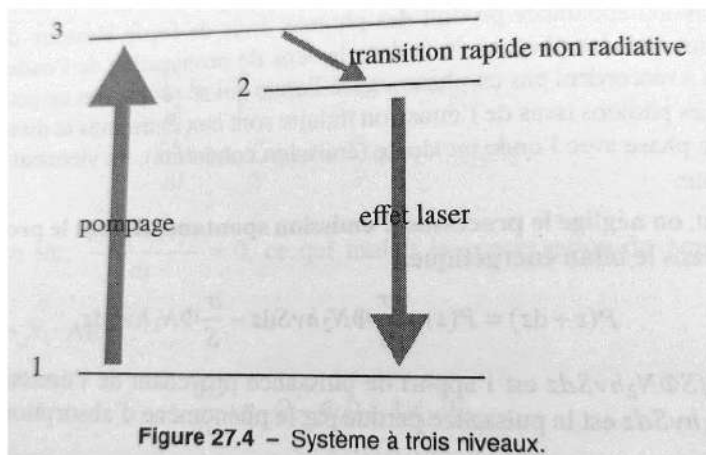


Figure 7

Système à 4 niveaux : ajout d'un niveau de durée de vie très courte (=> facile d'obtenir $N_2 > N_1$ car N_1 toujours très petit) entre niveau transition laser et fondamental (transition non radiative)

3.4 Modes de la cavité

La cavité agit aussi comme un filtre (comme Fabry-Perrot) pour sélectionner des longueurs d'onde. Plus les miroirs sont réfléchissants, plus les photons font des aller-retours, plus freq sélectionnée finement => plus λ précis.

2 miroirs qui servent à amplifier le signal et générer une émission stimulée plutôt que spontanée (car les photons font de multiples allés-retours dans la cavité) => ils imposent 2 conditions aux limites => on a une onde stationnaire comme avec corde de Melde.

Pour que la lumière vienne à chaque passage renforcer l'onde lumineuse il faut que les ondes soient en phases => chemin optique dans la cavité d'un allé-retour = $p\lambda$ avec $p \in \mathbf{N}^*$
=> $2L = p\lambda$ avec L : longueur de la cavité

Avec n l'indice du milieu => $L = p \frac{c}{2n\nu_p}$

=> Fréquences des modes propres possibles (en régime permanent) : $\boxed{\nu_p = p \frac{c}{2nL}}$

Pas besoin d'une onde incidente pour que le laser démarre : émission spontanée (à la bonne λ qui sera amplifiée) suffit.

CONCLUSION On a vu 3 processus qui décrivent l'interaction lumière-matière.

Une des applications est le LASER très utilisé dans différents domaines (médecine, découpage métaux industrie, codes barres) (Cd, dvd avec laser rouge et Blue ray avec bleu car plus fin)