

Absorption et émission de la lumière

LP 37

Romain Rescanières et Corentin Logé

Sommaire

| | | |
|-------------|---|-----------|
| I | Objectifs pédagogiques et disciplinaires | 1 |
| II | Introduction | 1 |
| III | Plan détaillé | 2 |
| III.1 | Processus d'interaction lumière-matière | 2 |
| a | Excitation à large spectre | 2 |
| b | Coefficients d'EINSTEIN (1916) | 3 |
| c | Largeur de raie | 5 |
| d | Section efficace d'absorption | 6 |
| III.2 | Équations de populations | 7 |
| a | Système à deux niveaux | 7 |
| b | Exemple : laser $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ | 9 |
| IV | Conclusion | 9 |
| V | Ordres de grandeur sur le $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ | 10 |
| VI | Critique des choix pédagogiques | 10 |
| VII | Remarques des correcteurs | 10 |
| VIII | Questions des correcteurs | 11 |
| IX | Bibliographie | 11 |

I Objectifs pédagogiques et disciplinaires

- Distinguer les notions d'absorption, d'émission stimulée et spontanée
- Décrire la résonance de la probabilité de transition : fréquence centrale et largeur
- Application à Beer-Lambert et aux lasers

II Introduction

La spectroscopie montre que les sources de vapeur atomique présentent un spectre de raies. Sous cette observation, Bohr propose en 1913 un processus quantifié de changement d'énergie de la matière atomique. Il faut attendre 1916 pour qu'Einstein propose une description quantitative des probabilités de transitions d'énergie de la matière par interaction lumière/matière. On va ici s'intéresser à introduire les processus d'interaction décrits par Einstein, puis montrer comment introduire des outils simples de description des transitions entre plusieurs niveaux atomiques.

La description proposée ici sera semi-classique, dans le sens où le champ électromagnétique n'est pas quantifié. Néanmoins, on parlera de photon pour décrire des incréments d'énergie échangée entre le rayonnement et la matière.

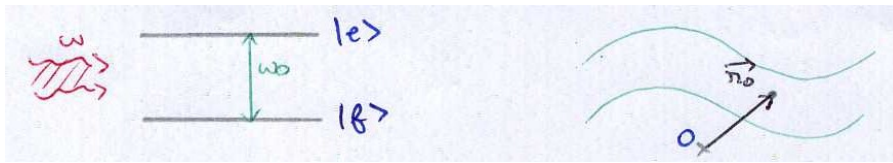
III Plan détaillé

Code couleur :

- Ce qui n'a ni été écrit, ni dit
- Ce qui a été dit
- Ce qui a été écrit

III.1 Processus d'interaction lumière-matière

a Excitation à large spectre



On va s'intéresser à l'interaction entre un atome et un rayonnement électromagnétique. On utilise un modèle de système à deux niveaux pour l'atome, que l'on note $|f\rangle$ et $|e\rangle$. Un état de l'atome peut alors s'écrire comme :

$$|\psi(t)\rangle = c_e \exp\left(-i\frac{E_e}{\hbar}t\right) |e\rangle + c_f \exp\left(-i\frac{E_f}{\hbar}t\right) |f\rangle$$

On peut calculer la position moyenne de la distribution de charges avec ¹ :

$$\langle \hat{z} \rangle = \langle \psi(t) | \hat{z} | \psi(t) \rangle = 2\text{Re} \left(c_e c_f^* \langle e | \hat{z} | f \rangle \right) \cos\left(\frac{E_e - E_f}{\hbar}t\right) = 2\text{Re} \left(c_e c_f^* \langle e | \hat{z} | f \rangle \right) \cos(\omega_0 t)$$

avec $\omega_0 = \frac{E_e - E_f}{\hbar}$ la pulsation de BOHR. On peut donc voir que la quantité $q_e \langle \hat{z} \rangle = d \cos(\omega_0 t)$ peut être interprétée comme un dipôle oscillant à la pulsation ω_0 . En mécanique classique, ce dipôle introduit dans un champ électrique \vec{E} interagirait avec ce dernier avec une énergie potentiel $E_p = -\vec{d} \cdot \vec{E}$. En mécanique quantique, on doit introduire des opérateurs. On écrit alors :

$$\hat{W} = -\hat{\vec{d}}(t) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)$$

On peut alors faire l'hypothèse que les variations spatiales du champ se font sur des échelles beaucoup plus grandes que la taille de l'atome ($\lambda = 500 \text{ nm} \gg 1 \text{ \AA}$) pour simplifier l'expression en :

$$\boxed{\hat{W} = -\hat{\vec{d}}(t) \cdot \vec{E}(\vec{r}_0, t)}$$

Notons alors (en redéfinissant l'origine des temps s'il le faut) $\vec{E}(\vec{r}_0, t) = E_0 \cos(\omega t) \vec{u}$. On peut alors utiliser la théorie des perturbations dépendant du temps pour connaître le taux de transition de $|i\rangle$ vers $|j\rangle$ (où $i, j \in \{e, f\}$) :

$$P_{i \rightarrow j}(t) = |d|^2 E_0^2 \left(\frac{\sin\left((\omega - \omega_0)\frac{t}{2}\right)}{\hbar(\omega - \omega_0)} \right)^2$$

La densité volumique d'énergie contenue dans le champ est $u = \epsilon_0 \langle \vec{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$ dans le cas monochromatique. Si maintenant le rayonnement possède une largeur spectrale, on va sommer les probabilités en considérant les différentes fréquences comme incohérentes. Dans le cas polychromatique, on introduit $du = \rho(\omega) d\omega$ et :

1. J'ai un doute sur cette démo, vu qu'il manque $\text{Im}(c_e c_f^* \langle e | \hat{z} | f \rangle) \sin\left(\frac{E_e - E_f}{\hbar}t\right) \dots$

$$P_{i \rightarrow j}(t) = \int |d|^2 \frac{2du}{\varepsilon_0} \left(\frac{\sin((\omega - \omega_0)\frac{t}{2})}{\hbar(\omega - \omega_0)} \right)^2 = \frac{2|d|^2}{\hbar^2 \varepsilon_0} \int \rho(\omega) \left(\frac{\sin((\omega - \omega_0)\frac{t}{2})}{\omega - \omega_0} \right)^2 d\omega$$

[Cf. diapo] La fonction $\left(\frac{\sin((\omega - \omega_0)\frac{t}{2})}{\omega - \omega_0} \right)^2$ est une fonction très piquée autour de ω_0 à mesure que le temps s'écoule (largeur typique $\frac{4\pi}{t}$). Or, la densité spectrale d'énergie volumique en pulsation $\rho(\omega)$ est a priori une fonction lentement variable de ω (spectre large). Ceci nous permet d'approximer l'intégrale comme :

$$\begin{aligned} P_{i \rightarrow j}(t) &\approx \frac{2|d|^2 \rho(\omega_0)}{\hbar^2 \varepsilon_0} \int \left(\frac{\sin((\omega - \omega_0)\frac{t}{2})}{\omega - \omega_0} \right)^2 d\omega \\ &\approx \frac{2|d|^2 \rho(\omega_0)}{\hbar^2 \varepsilon_0} \int \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 \frac{t}{2} dx \\ &\approx \frac{|d|^2 \rho(\omega_0) t}{\hbar^2 \varepsilon_0} \underbrace{\int \left(\frac{\sin(x)}{x} \right)^2 dx}_{=\pi} \\ &\approx \frac{\pi |d|^2 \rho(\omega_0)}{\hbar^2 \varepsilon_0} t \end{aligned}$$

Si on s'intéresse au taux de transition par unité de temps, on trouve donc :

$$\mathcal{R}_{i \rightarrow j} = \frac{\pi |d|^2}{\hbar^2 \varepsilon_0} \rho(\omega_0)$$

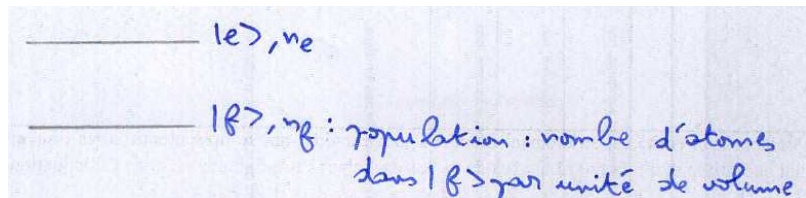
On voit donc que le taux de transition est proportionnel à la densité spectrale d'énergie volumique en pulsation $\rho(\omega)$ du champ, à la pulsation ω_0 de transition de l'atome. Ceci est cohérent avec le modèle de Bohr (conservation de l'énergie). Un champ pauvre (resp. riche) en énergie autour de cette pulsation induit donc une transition avec un taux très faible (resp. riche), c'est-à-dire très peu probable (resp. très probable).

Puisque l'on a décrit les transitions entre un état $|i\rangle$ et un état $|j\rangle$ sous l'action d'une interaction avec le champ, on vient en fait de décrire de manière quantique les processus d'émission stimulée et d'absorption. Ces deux processus sont donc symétriques !

Transition : On a vu que les taux de transition associés à ces processus sont proportionnels à $\rho(\omega_0)$. En fait, EINSTEIN se doutait déjà que c'était le cas avant même le développement de la mécanique quantique !

b Coefficients d'EINSTEIN (1916)

Avec la volonté de décrire l'interaction entre le rayonnement et la matière, EINSTEIN développe en 1916 un modèle pour l'émission et l'absorption des atomes. Il introduit alors les « coefficients d'EINSTEIN » qui décrivent les probabilités de transitions entre l'état excité et l'état fondamental.



Absorption EINSTEIN décrit la probabilité d'absorption, par un atome dans l'état fondamental, d'un rayonnement le pulsant dans l'état excité comme :

$$dn_f)_{abs} = -n_f p_{abs} dt \Rightarrow \left(\frac{dn_f}{dt} \right)_{abs} = -n_f p_{abs} = -B\rho(\omega_0)n_f$$

où n_f est la population de l'état fondamental et B une constante. On retrouve la proportionnalité à $\rho(\omega_0)$, la densité spectrale d'énergie volumique en pulsation, à la pulsation de BOHR de l'atome, $\omega_0 = \frac{E_e - E_f}{\hbar}$.

Émission stimulée EINSTEIN introduit l'émission stimulée symétriquement à l'absorption. Ce type de processus décrit l'émission d'un photon par stimulation de l'atome par le rayonnement, lorsque ce premier est dans un état excité (capable de libérer de l'énergie). Alors :

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{stim} = -n_e p_{stim} = -B' \rho(\omega_0) n_e$$

où n_e est la population de l'état excité et B' une constante. Encore une fois, on retrouve la dépendance en $\rho(\omega_0)$, confirmée par la mécanique quantique mais prédite par EINSTEIN.

Les photons émis par émission stimulée par le rayonnement sont de même énergie, de même impulsion et de même polarisation que les photons incidents.

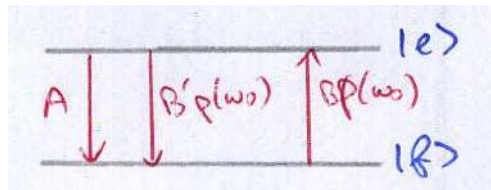
Émission spontanée Enfin, l'atome peut émettre un photon sans interagir avec le rayonnement, par simple retour à l'état fondamental, lorsqu'il se trouve dans l'état excité. Ce processus ne dépend pas du rayonnement, et ainsi :

$$\left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{spont} = -A n_e$$

Les photons émis par émission stimulée sont de fréquence aléatoire (centrée en ν_0), de direction et de polarisation aléatoires.

Remarque : On a vu qu'une approche semi-classique permettait de démontrer les expressions des taux de transition pour les processus d'absorption et d'émission stimulée. L'émission spontanée requiert quant à elle de traiter le *champ* de manière quantique, ce qui est bien plus complexe²...

[Cf. diapo] Dans la pratique, tous ces processus sont présents.



Bilan et relation entre les coefficients Si on suppose que le nombre total d'atomes est conservé, alors :

$$\left(\frac{dn_f}{dt} \right)_{tot} = - \left(\frac{dn_e}{dt} \right)_{tot} = A n_e + B' \rho(\omega_0) n_e - B \rho(\omega_0) n_f$$

Hypothèses :

- Régime stationnaire : $\left(\frac{dn_f}{dt} \right)_{tot} = 0$
- Même dégénérescence : $g_e = g_f$
- Ensemble d'atomes à l'équilibre thermodynamique avec un rayonnement de corps noir

2. Dans la description que nous avons donnée jusqu'alors, l'état $|e\rangle$ est un état propre, donc stationnaire. Par conséquent, si l'atome se trouve dans cet état, il n'a pas de raison apparente de le quitter (bien qu'un état de plus faible énergie soit disponible)... On ne peut donc pas espérer traiter le cas de l'émission spontanée par ce modèle semi-classique.

On peut a priori considérer n'importe quel type de rayonnement lumineux en interaction avec les atomes. Considérons, par mesure de simplicité, une assemblée d'atomes en équilibre avec un rayonnement thermique de corps noir. $\rho(\omega)$ est alors connue, et donnée par la loi de PLANCK pour le corps noir. Or, à l'équilibre :

$$\rho(\omega_0) = \frac{An_e}{Bn_f - B'n_e} = \frac{A}{B \frac{n_f}{n_e} - B'}$$

Or, à l'équilibre thermique, le facteur de BOLTZMANN donne le rapport des populations :

$$\frac{n_f}{n_e} = \exp\left(\frac{E_e - E_f}{k_B T}\right)$$

Ainsi :

$$\rho(\omega_0) = \frac{A}{B \exp\left(\frac{E_e - E_f}{k_B T}\right) - B'} = \frac{A}{B'} \frac{1}{\frac{B}{B'} \exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right) - 1}$$

Mais la loi de PLANCK donne :

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \Rightarrow \boxed{\frac{A}{B'} = \frac{\hbar\omega_0^3}{\pi^2 c^3}} \quad \text{et} \quad \boxed{B = B'}$$

On voit que la connaissance de l'un des coefficients d'EINSTEIN donne accès à tous les autres. D'autre part, on voit que sans le processus d'émission stimulée³ (si $B = 0$), il n'existe pas de solution non triviale pour l'interaction entre la matière et le rayonnement de corps noir. On retrouve la symétrie entre émission stimulée et absorption, qui avait poussé EINSTEIN à introduire l'émission stimulée. D'autre part, on retrouve le résultat que l'on a obtenu par un traitement semi-classique : le passage de $|f\rangle$ à $|e\rangle$ a le même taux de transition que celui de $|f\rangle$ à $|e\rangle$.

On verra dans la suite que l'émission stimulée est particulièrement intéressante de par la cohérence des photons émis avec le rayonnement incident. Avec les expressions des coefficients d'EINSTEIN, on peut calculer le rapport des probabilités de transition par émission spontanée et stimulée :

$$\frac{p_{stim}}{p_{spont}} = \frac{B'\rho(\omega_0)}{A} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}\right) - 1}$$

où la dernière égalité vient de la relation entre A et B' , ainsi que de la loi de PLANCK. Alors :

- à $T = 300$ K et dans le visible, on a $\frac{\hbar\omega_0}{k_B T} \approx \frac{6,6 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{500 \times 10^{-9} \times 25 \times 10^{-3} \times 1,6 \times 10^{-19}} \approx 100$ ie $p_{stim} \ll p_{spont}$
- à $T = 3000$ K et dans le visible : $\frac{\hbar\omega_0}{k_B T} \approx 10$ ie toujours $p_{stim} \ll p_{spont}$.

L'émission spontanée domine devant l'émission stimulée dans les conditions expérimentales usuelles.

Transition : Nous avons pour le moment décrit un cas idéal où les niveaux d'énergie de l'atome sont parfaitement définis. Nous allons voir que le temps de vie naturel du niveau excité limité par l'émission spontanée a un effet d'élargissement du niveau excité de l'atome.

c Largeur de raie

Si on note $n_e(t)$ la population de l'état excité à l'instant t , et que l'on ne considère que l'émission spontanée, on a :

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{spont} = -An_e \Rightarrow n_e(t) = n_{e,0} \exp(-At)$$

3. Qui est peut-être le moins évident à comprendre...

On remarque donc l'existence d'un temps $\tau = \frac{1}{A}$ caractéristique de la durée de vie des atomes dans l'état excité sous le seul effet de l'émission spontanée. Ce temps est relié à l'énergie de la transition par la relation d'HEISENBERG :

$$\delta E \tau \geq \frac{\hbar}{2} \Rightarrow \boxed{\delta \omega \geq \frac{1}{2\tau}}$$

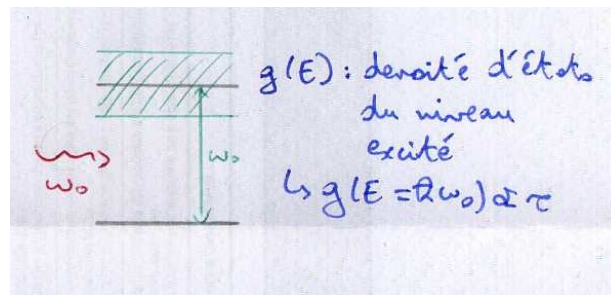
On a ainsi un élargissement naturel de la raie d'émission due à l'émission spontanée de l'ordre de $\frac{1}{\tau}$ autour de la pulsation de BOHR ω_0 .

[Cf. diapo] Finalement, $g(E)$ ayant une largeur $\sim \frac{1}{\tau}$ et une aire de l'ordre de 1^4 , lorsque ω s'ajuste autour de ω_0 , on peut évaluer $g(E = \hbar\omega_0)$ comme :

$$g(E = \hbar\omega_0) \sim \tau = \frac{1}{A}$$

Transition : Quel est l'effet de cet élargissement sur les autres processus ? On sait que ceux-ci sont symétriques : on ne s'intéresse qu'à l'absorption.

d Section efficace d'absorption



Considérons l'interaction entre un atome dont le niveau excité est élargi naturellement et un laser dont la pulsation $\omega = \omega_0$ (et d'amplitude E_0). Notons $g(E)$ la densité d'états en énergie dans le spectre de l'atome, qui a donc une largeur $\sim \frac{1}{\tau}$. La règle d'or de FERMI décrit le taux de transition de $|f\rangle$ vers $|e\rangle$ (qui est donc un continuum de densité d'états en énergie $g(E = \hbar\omega_0)$) dû à l'absorption comme⁵ :

$$\mathcal{R}_{f \rightarrow e} \propto |d|^2 E_0^2 g(E = \hbar\omega_0)$$

Or, on a vu que dans le modèle semi-classique, $|d|^2 \propto B$ (cf première partie). D'autre part, on peut relier E_0^2 à l'intensité du laser et donc au flux de photons incidents sur l'atome :

$$\phi_{phot} = \frac{I}{\hbar\omega} = \frac{1}{2\hbar\omega} \varepsilon_0 c E_0^2 \propto \frac{E_0^2}{\omega}$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_{f \rightarrow e} &\propto \frac{B\omega_0}{A} \phi_{phot} \\ &\propto \frac{1}{\omega_0^2} \phi_{phot} \\ &\propto \boxed{\lambda_0^2 \phi_{phot}} \end{aligned}$$

Un calcul complet donne :

$$\boxed{\mathcal{R}_{f \rightarrow e} = \underbrace{\frac{3\lambda_0^2}{2\pi}}_{\equiv \sigma_0} \phi_{phot}}$$

4. En fait égale au nombre total d'états accessibles, qui est intrinsèque à l'atome.

5. Si $\omega \neq \omega_0$, alors on évalue en $g(E = \hbar\omega)$.

σ_0 est la section efficace d'absorption du rayonnement par l'atome. Il s'agit de la surface effective que présente le rayonnement à l'approche de l'atome. On remarque que, dans le visible :

$$\sigma_0 = \frac{3 \times (500 \times 10^{-9})^2}{2\pi} \approx 12 \times 10^6 \text{ \AA}^2$$

Ainsi, les atomes sont de très bonnes antennes pour la réception du rayonnement visible.

Transition On a réussi à partir de la mécanique quantique et à se donner un outil simple de description des interactions lumière-matière, via la section efficace. On va donc pouvoir facilement faire des équations de population pour savoir l'évolution des propriétés de la matière et du rayonnement au cours du temps.

III.2 Équations de populations

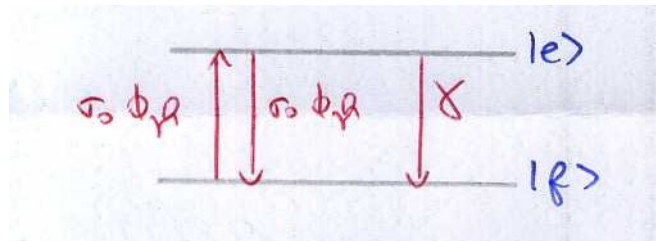
On ne s'intéresse ici pas aux aspects fréquentiels, et on suppose que les rayonnements sont accordés sur les fréquences de Bohr des systèmes atomiques étudiés.

a Système à deux niveaux

On s'intéresse à un ensemble de système à deux niveaux. [Cf. diapo] Hypothèses :

- Même dégénérescence : $g_e = g_f$
- Système fermé : $n_e + n_f = n = \text{cste}$
- On néglige l'effet de l'émission spontanée sur le flux de photons devant l'émission stimulée : les photons émis spontanément n'ont aucune raison de se propager dans la direction de propagation des autres photons.
- Taux γ de désexcitation s^{-1} : lié à l'émission spontanée, et aussi à tous les autres processus de relaxation non radiatifs (collisions, excitation de phonons si milieu solide...)

On représente :



Évolution de n_e et n_f On a :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dn_e}{dt} \right)_{\text{tot}} &= +\sigma_0 \phi_{\text{phot}} n_f - \sigma_0 \phi_{\text{phot}} n_e - \gamma n_f \\ &= \underbrace{-2\sigma_0 \phi_{\text{phot}} n_e + \sigma_0 \phi_{\text{phot}} n}_{\text{couplage matière-rayonnement}} \underbrace{-\gamma n_f}_{\text{processus de relaxation}} \end{aligned}$$

Et $n_f = n - n_e$

Temps caractéristique d'évolution

$$T_{\text{evol}} = \frac{1}{\gamma + 2\sigma_0 \phi_{\text{phot}}} \leq \frac{1}{\gamma}$$

Ordre de grandeur : pour le laser néodyme YAG (grenat d'yttrium aluminium) :

$$\frac{1}{\gamma} = 240 \mu\text{s}$$

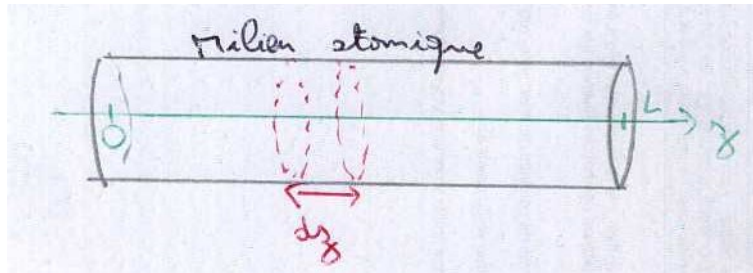
Aux échelles de temps qui nous intéressent ici, on atteint donc le régime stationnaire.

Régime stationnaire

$$\left. \frac{dn_e}{dt} \right)_{\text{tot}} = 0 \Rightarrow n_e = \frac{\sigma_0 \phi_{\text{phot}} n}{\gamma + 2\sigma_0 \phi_{\text{phot}}} \quad \text{et} \quad n_f = n - n_e$$

[Cf. diapo] Pour des flux de photons importants, n_e et n_f tendent vers $n/2$: il y a égalisation des populations. On peut caractériser le ϕ_{phot} caractéristique de variation des populations : avec l'équation précédente, il vient :

$$\phi_{\text{phot}, \text{sat}} = \frac{\gamma}{2\sigma_0}$$



Évolution de ϕ_{phot} On considère une propagation de la lumière suivant z sur une distance caractéristique L .

Bilan de photons sur une tranche dz pendant dt :

$$\begin{aligned} N_{ph}(t) &= \text{nombre de photons dans la couche } dz \text{ à } t \\ N_{ph}(t + dt) &= N_{ph}(t) + \phi_{ph}(z) S dt - \phi_{ph}(z + dz) S dt + \underbrace{\sigma_0 \phi_{ph} dt}_{\text{nombre d'atomes dans } e \text{ sur } dz} \underbrace{n_e S dz}_{\text{nombre d'atomes dans } e \text{ sur } dz} - \sigma_0 \phi_{ph} dt n_f S dz \end{aligned}$$

En régime stationnaire :

$$\frac{d\phi_{ph}}{dz} = \sigma_0 \phi_{ph} \underbrace{(n_e - n_f)}_{=D=\text{inversion de population}}$$

Système non linéaire : il y a couplage matière-rayonnement !

Interprétation Gain linéique :

$$\alpha = \frac{1}{\phi_{ph}} \frac{d\phi_{ph}}{dz} = \sigma_0 D < 0$$

Du fait qu'on ne peut pas faire d'inversion de population dans un système à deux niveaux : il ne peut pas y avoir amplification du rayonnement!!!

$$\alpha = -\sigma_0 n \times \underbrace{\frac{1}{1 + \frac{\phi_{ph}}{\phi_{ph, \text{sat}}}}}_{\text{terme de saturation avec } \phi_{ph}}$$

Il ne sert à rien d'appliquer un rayonnement tel que $\phi_{ph} > \phi_{ph, \text{sat}}$: ça ne changera quasiment rien aux caractéristiques optiques du milieu.

Aux flux faibles $\phi_{ph} \ll \phi_{ph, \text{sat}}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi_{ph}}{dz} &\simeq -\sigma_0 n \phi_{ph} \\ \Rightarrow \ln \frac{\phi_{ph}(z=0)}{\phi_{ph}(z=L)} &= \sigma_0 n L = A : \text{absorbance} \end{aligned}$$

Loi de Beer-Lambert (!!)

La loi de Beer-Lambert n'est valable qu'à ϕ_{ph} faible !

Application : on est capable de quantifier n par exemple : hyper utile en chimie.

Transition Objectif : Utiliser les propriétés amplificatrices d'un milieu atomique pour amplifier la lumière. Donc, on veut une inversion de population, et donc étude d'un système avec plus que 2 niveaux.

b Exemple : laser Nd^{3+} :YAG

[Cf. diapo] On a le schéma des niveaux atomiques de Nd^{3+} . On modélise cet ion par un système à 4 niveaux.
+ Définition du pompage

[Cf. diapo] On fait les mêmes hypothèses que dans la partie précédente, en ajoutant que les taux de relaxation entre les niveaux 3 et 2, puis 1 et 0 sont plus grands que tous les autres taux de transition impliquant les niveaux 0 et 3. Donc on suppose que $n_3 \simeq 0$ et $n_1 \simeq 0$. On en déduit ainsi, par les équations de population en régime stationnaire, l'inversion de population en fonction du flux de photons et du taux de pompage.

[Cf. diapo] On s'intéresse à une cavité laser. Il s'agit d'une cavité fermée dans laquelle le rayonnement passe un grand nombre de fois par le milieu amplificateur. Des pertes de rayonnement ont lieu, ne serait-ce que pour récupérer la lumière laser en sortie.

Rayonnement Pertes modélisées par :

$$\left. \frac{d\phi_{ph}}{dz} \right)_{\text{pertes}} = -\frac{\kappa}{c}\phi_{ph}$$

avec κ (s^{-1}) : taux de relaxation lié aux pertes de rayonnement

Sur un tour de longueur L_{cav} :

$$\phi_{ph}(z = 0) = \phi_{ph}(z = 0) e^{-\frac{\kappa}{c}L_{cav}} \times e^{+\sigma_0 DL}$$

On en déduit les solutions stationnaires stables du système : **[Cf. diapo]**

$$W_{p,seuil} = \frac{\kappa\gamma_{21}L_{cav}}{\sigma_0 cnL}$$

En régime d'oscillation laser, on a donc le gain qui est égal aux pertes optiques du système. Si l'on veut réaliser un laser, il faut que le taux de pompage seuil ne soit pas trop élevé pour pouvoir l'atteindre.

Pour obtenir l'effet laser, il faut :

- de faibles pertes κ dans la cavité
- une section efficace d'absorption σ_0 grande , ce qui explique pourquoi le maser a été plus simple à réaliser que le laser !
- un pompage efficace
- un taux de relaxation du niveau 2 faible (longue durée de vie de 2)

IV Conclusion

Dans cette leçon, on a réussi à voir quel était le formalisme adéquat pour se donner des outils simples pour traiter les systèmes atomiques, en partant de la mécanique quantique. Ce traitement semi-classique suffit pour de nombreuses applications comme le laser, qui est extrêmement utilisé aujourd'hui !

Rappelons que la lumière laser a des propriétés de :

- cohérence temporelle et spatiale
- puissance (kW en continu pour Nd^{3+} :YAG)
- directivité ($w_0 \simeq 1$ mm)

V Ordres de grandeur sur le $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$

- $\sigma_0 \simeq 4 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
- $1/\gamma_{21} \simeq 240 \mu\text{s}$
- $1/\kappa \simeq 33 \text{ ns}$

VI Critique des choix pédagogiques

- Ne pas balancer direct le $\rho(\omega_0)$ dans les coefficients d'Einstein : essayer de justifier d'où il vient via la théorie des perturbations
- Justifier l'élargissement spectral d'un niveau via les processus de relaxation
- Montrer comment on peut définir le σ_0 à partir de la mécanique quantique, et que tout devient hyper simple pour traiter les atomes derrière.
- Traiter en détail le cas d'un système à 2 niveaux
- Montrer un système type laser
- Mais c'est trop long... Dommage...

VII Remarques des correcteurs

Il faut arriver au laser dans cette leçon, c'est primordial. C'est un titre déguisé pour parler de lasers... Garder au moins 10 minutes pour en parler.

On pourrait partir d'emblée sur les coefficients d'EINSTEIN, puis enchaîner sur l'amplification.

Attention, la relation $E\tau \sim 1$ n'est pas une relation de HEISENBERG, c'est une propriété des TF !

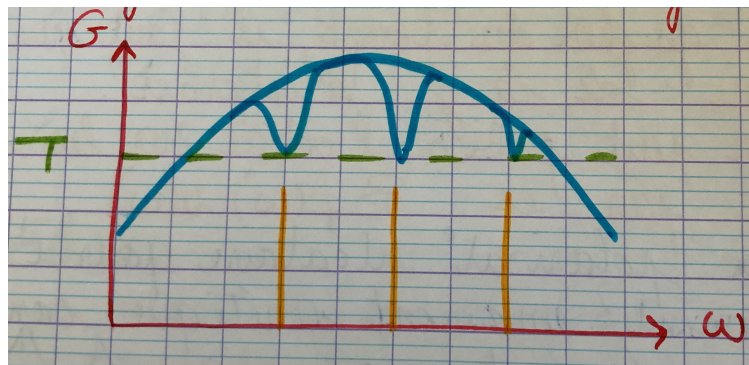
Attention, σ_0 n'est pas la même en laser car on ne parle plus de corps noir ! On peut quand même utiliser σ_0 mais il faut dire que ce n'est pas la même.

Il faut parler du gain linéique et dire qu'il est du signe de D (c'est LE résultat important).

Il ne faut pas faire le système à 4 niveaux au tableau → sur slides !

Il faudrait parler d'augmentation d'amplitude et de la condition de bouclage en phase.

Il faudrait arriver à la fin à la courbe :



Il faudrait discuter des largeurs de raies lasers.

Ne pas traiter le démarrage du laser, mais regarder pour les questions...

VIII Questions des correcteurs

Correcteurs étudiants :

1. Quand est-ce que $\rho(\omega)$ varie peu ? *Aux temps longs*
2. Quel principe physique apparait alors aux temps longs ? *Conservation de l'énergie*
3. Justification système à 2 niveaux ?
4. Quels processus sont descriptibles en semi-classique ? Comment interpréter l'émission spontanée ? *Fluctuations du vide*
5. Commentaires sur la dépendance du rapport $\frac{A}{B}$ avec ω_0 ?
6. Utilisation de la stat. de Maxwell-Boltzmann pour l'équilibre avec le corps noir ? *T élevée et milieu dilué.*
7. A quoi sert l'hypothèse émission spontanée \ll émission stimulée ?
8. Pourquoi il faut $D > 0$?
9. Le laser est un système à trois niveaux au moins : pourquoi ? Ça existe les lasers à deux niveaux ?

Correcteur enseignant :

1. La polarisation est-elle vraiment aléatoire dans le cas de l'émission spontanée ? *Non, le moment cinétique est toujours conservé !*
2. Diapos N_e et N_f en fonction de ϕ : commentaires sur $\phi \gg 1$?
3. Si on met un très fort champ incident, il se passe quoi pour le milieu ? *Il est transparent !*
4. Cause d'élargissement principale des raies ? *Mécanique (miroirs)*
5. Processus de diffusion de la phase ? Processus de SCHAWLOW-TOWNES ? *Faible dans les lasers à gaz, mais prédominant dans les lasers à semi-conducteurs (~ 3 MHz)*
6. Elargissement homogène ? Exemple de processus physiques qui y conduisent ? *Lasers solides : phonons*
7. Peut-on modifier le taux d'émission spontanée ? *Effet Purcell*

IX Bibliographie

1. Cours de L3 JFR
2. Dunod, Physique tout-en-un, PC-PC* pages 1061 à 1093.
3. Dangoisse, Les lasers (vraiment très bien !) (surtout le chapitre 1, et un tout petit peu la fin du 4, pour avoir des connaissances sur les élargissements dans un laser)
4. Grynberg, Aspect, Fabre, *Introduction to Quantum Optics : From the Semi-classical Approach to Quantized Light* (pour la diffusion de la phase).