Absorption et émission de la lumière

Niveau : Licence

Pré-requis :
- Physique statistique
- Physique quantique

Bibliographie :
- Émission et absorption de la lumière (compte-rendu de montage) , L. Usala et J. Limonet , Prépa agreg ENS de Lyon , 2021
- Physique atomique/Loi de Planck , auteurs variés, Wikibooks , 2025

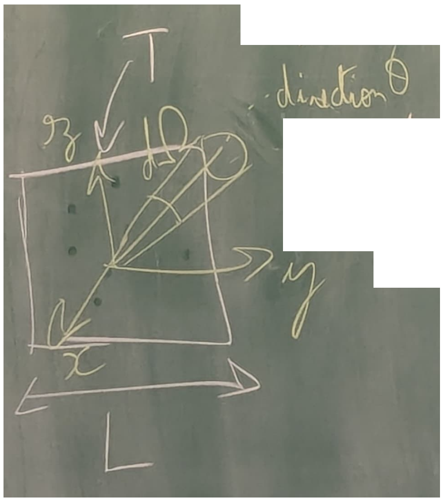
Introduction

En 1860, Kirchhoff étudie les spectres de la lumière avec un spectroscope à prismes (conservé au Musée d'Histoire Naturelle à Paris). Il observe trois types différents de spectres : des spectres continus (comme celui du Soleil), des spectres de raies d'émission (comme celui de l'hydrogène), des spectres de raies d'absorption (avec des raies sombres).

Pourquoi observe-t-on différents types de spectres, et dans quelles conditions ?

I. Rayonnement du corps noir

A. Définition du corps noir



Considérons une boîte fermée et les parois sont fixées à température T (athermanes). Considérons un champ électromagnétique isotrope dans cette boîte. La densité d'énergie confinée dans la boîte : $u = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0}B^2$

Attention: les parois d'un corps noir réel sont au contraire absorbantes mais ici, on introduit une cavité théorique à parois parfaitement réfléchissantes pour introduire le champ électromagnétique confiné, ce qui est le modèle de Planck.

Donc là on a la densité d'énergie volumique mais cette lumière confinée dans le four est polychromatique. Ce qui nous intéresse, ce n'est pas u mais la quantité d'énergie contenue à une fréquence ν donnée (elle s'exprime en $J.m^{-3}.Hz^{-1}$).
Quand un petit trou est percé dans la cavité, la lumière s'échappe et le détecteur mesure alors une intensité lumineuse.

On définit l'intensité lumineuse (ou spectrale) $I_\nu[W.m^{-2}.sr^{-1}.Hz^{-1}]$= puissance émise dans la direction θ par unité de surface et de stéradian et de fréquence :

$$dP = I_\nu \, cos\theta \, dS \, d\Omega$$

Par $d\Omega = 2\pi \, sin\theta d\theta$ et en intégrant sur tous les angles, on obtient : $4\pi I_\nu = < |\overrightarrow{\Pi}| > = cu_\nu$ pour une onde monochromatique polarisée rectilignement tel que c célérité onde et u_ν densité d'énergie électromagnétique à une fréquence ν.

On intègre sur $d\Omega$ donc on a 4π donc $dP = 4\pi I dS$ alors $\dfrac{dP}{dS} = 4\pi I = < \Pi > = cu$

OU Le vecteur de Poynting $\overrightarrow{\Pi} = \dfrac{\overrightarrow{E} \wedge \overrightarrow{B}}{\mu_0}$ donne la densité de puissance par unité de surface $[W.m^{-2}]$. L'intensité totale est obtenue par une intégrale

$$P = \int I_\nu cos\theta d\Omega = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_\nu cos\theta sin\theta d\theta d\phi = \pi I_\nu$$

On intègre toutes les directions qui sortent de la surface, donc le demi-espace orienté vers l'extérieur. C'est la moitié de la sphère. Alors au lieu de 0-2pi et 0-pi on aura 0-pi/2 (ou peut être 0-pi et 0-pi .. à vérifier)

$< \Pi > = \dfrac{P_{tot}}{S} \equiv \dfrac{uV}{tS} \equiv \dfrac{uL}{t} = uc$ et I est surfacique donc $\dfrac{P}{S} = \pi I$

Pour une onde monodirectionnelle : tout l'énergie va dans une seule direction → tout est converti en flux : $< \Pi > = cu$. Mais dans un champ isotrope, l'énergie n'est pas dirigée : elle est répartie dans toutes les directions de l'espace donc $< \Pi > = \dfrac{cu}{4} = \pi I$

Ce qui nous intéresse est l'onde non polarisée qu'on trouve dans la nature. Une onde non polarisée peut être représentée par la somme de 2 ondes polarisée dans 2 plans ⊥ alors : $u_\nu = \dfrac{8\pi I}{c}$

Une onde polarisée rectilignement transporte de l'énergie dans une seule direction d'oscillation. Une onde non polarisée est la somme statistique de deux ondes orthogonales (en x et en y)

Kirchhof a trouvé que cette u_ν ne dépend pas de la nature du corps, juste ν et T.
Kirchhoff est alors amené à définir les grandeurs E_ν et A_ν :

- E_ν : Puissance surfacique à la fréquence ν
- A_ν : fraction observée

Donc $I_\nu = \dfrac{E_\nu}{A_\nu}$

tous les corps (quelle que soit leur nature chimique) émettent proportionnellement à ce qu'ils absorbent.

Pour un corps noir, $A_\nu = 1$ et E_ν est maximale et donc : $I_\nu = E_\nu = \dfrac{8\pi I}{c}$

Alors, le corps noir absorbe toute l'émission. C'est bien la définition du corps noir.
Donc le corps noir est le meilleur émetteur possible à chaque fréquence.

B. Vers la catastrophe ultraviolette

En 1893, Wien a fabriqué artificiellement un corps noir en perçant un trou dans un matériau. Il observait le rayonnement qui sortait de ce trou. En considérant que le matériau est en équilibre, on peut considérer que cette émission est celle d'un corps noir.

Il trouve loi empirique pour la densité spectrale d'énergie : $u_\nu(\nu, T) = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)$

avec f une fonction obtenue expérimentalement. Cette relation empirique est suffisante pour démontrer la loi de Wien et la loi de Stefan.

Loi de Stefan : ($u = \int_0^\infty u_\nu d\nu \propto T^4$) $\phi = \sigma T^4$

Loi de déplacement de Wien : $\lambda_{max} T = 2.9 \times 10^{-3}\ mK$

Vers 1900, Rayleigh (et Jeans) tentent de retrouver ces lois à partir de la physique classique. Ils modélisent la cavité comme une boîte cubique à parois parfaitement réfléchissantes, et y introduisent le champ électromagnétique comme une somme de modes stationnaires (ondes EM). Ils dénombrent le nombre de modes entre ν et $\nu + d\nu$ par unité de volume : $g(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}d\nu$

En appliquant le théorème de l'équipartition (chaque mode a une énergie moyenne $k_B T$):

$$u_\nu d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T d\nu$$

C'est la loi de Rayleigh-Jeans

On retrouve bien l'expression empirique de Wien avec $f\left(\frac{\nu}{T}\right) = \frac{8\pi}{c^3} k_B \frac{T}{\nu}$

Toutefois, cette loi se heurte rapidement à des problèmes lorsqu'on regarde l'ultraviolet (hautes fréquences)

II. Du rayonnement classique à la naissance des quanta

A. Deux lois limite

Pour avoir la densité d'énergie totale par Rayleigh-Jeans, il suffit d'intégrer sur toutes les fréquences possibles : $u_{tot} = \int_0^\infty u_\nu d\nu \propto \int_0^\infty \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T d\nu$ mais cette intégrale diverge !

Cela signifie que le modèle prédit une énergie infinie émise dans l'ultraviolet : c'est ce qu'on appelle la catastrophe ultraviolette. L'énergie volumique ne peut pas diverger! Il s'agit d'un grave problème, car la loi de Rayleigh-Jeans est établie avec la physique statistique et l'électromagnétisme, les théories physiques les plus solides.

Or, l'expérience montre que l'énergie émise chute rapidement aux hautes fréquences :
La loi de Rayleigh-Jeans ne fonctionne pas pour les petites longueurs d'onde.

Pour corriger ce problème à haute fréquence, Wien propose une loi empirique :

$$u_\nu = c_1 \nu^3 e^{-c_2 \frac{\nu}{T}}$$

Elle décrit bien la partie ultraviolette du spectre, mais échoue à basse fréquence.
Quand $\nu \to 0$ alors $e^{-h\nu/k_BT} \to 1$ Mais ν^3 tends vers 0 plus vite donc $u_\nu \to 0$
Cela prédit que le rayonnement devient négligeable à basse fréquence. Beaucoup plus vite que la courbe de Rayleigh-Jeans en ν^2

Il manque alors une formule unifiée qui fonctionne à toutes les fréquences.

B. Loi de Planck

Il cherche d'abord à faire une fonction qui interpole les 2 expressions de Rayleigh-Jeans et Wien. Il propose d'abord une forme de compromis : $u_\nu = C_1 \nu^3 \dfrac{1}{e^{-C_2 \frac{\nu}{T}} - 1}$

Un peu de calcul permet de trouver les constantes C_1 , C_2 pour obtenir la loi de Planck :

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_BT}} - 1}$$

$$\text{Ou} \quad u_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_BT}} - 1}$$

Python des trois lois : Planck, Rayleigh-Jeans et Wien.

Il a introduit la constante h qui n'avait pas de sens physique (selon lui) mais qui était là pour l'interpolation et h vient du mot hilfeu en allemand qui veut dire "aide".

A basse longueur d'onde, donc hautes fréquences, par DL on retrouve la loi de Wien.
A grande longueur d'onde, on retourne Rayleigh-Jeans.

Pour $h\nu \gg k_BT$ (grandes fréquences), on a : $e^{h\nu/k_BT} \gg 1$ et on retrouve loi de Wien
Pour $h\nu \ll k_BT$ (petites fréquences), on a : $e^{h\nu/k_BT} \approx 1 + \dfrac{h\nu}{k_BT}$ et on a Rayleigh-Jeans

Planck réalise ensuite que la forme du dénominateur ressemble à une série géométrique. Il propose alors l'hypothèse suivante : les oscillateurs peuvent ne se trouver que dans des états discrets bien définis dont l'énergie est un multiple entier de l'énergie minimale

$$E_n = nh\nu \quad (n \in \mathbb{N})$$

Il s'agit de l'acte de naissance de la mécanique quantique !

Experience 1 : Mesure de T du Soleil ou d'une lampe QI en utilisant la loi de Planck.

Cette expérience nous donne une application immédiate de la loi de Planck : mesurer la température d'objets lointains.

Jusqu'à présent on a parlé que du spectre continu observé par Kirchhoff. Mais il y a d'autres spectres comme les spectres de raies en suivant l'approche d'Einstein.

III. Interactions lumière-matière

A. Les coefficients d'Einstein

L'approche d'Einstein repose sur l'interaction entre les photons et les atomes. On se place dans un cas simple où un atome a 2 niveaux d'énergie E_1 et $E_2 > E_1$. Il y a trois processus d'interaction.

En état fondamental, l'électron est dans l'état d'énergie le plus bas E_1. En envoyant un photon d'énergie adaptée $h\nu = E_2 - E_1$, l'atome est excité et l'élctron passe au niveau E_2. Ce phénomène est l'absorption. L'équation qui régit ce phénomène est :

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}^{\nu} N_1 u_{\nu}$$

L'électron se désexcite et émet un photon. C'est l'émission spontanée qui est un processus aléatoire. Les photons obtenus sont non-cohérents. L'équation qui régit ce phénomène est :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{12} N_2$$

Le troisième cas est une désexcitation de l'électron mais par un photon arrivant sur l'atome. C'est l'émission stimulée. On obtient donc 2 photons cohérents en fréquence et en phase.
Cela a beaucoup d'applications pour générer une lumière cohérente qui est le laser.

A. Spectre de raie et l'atome d'hydrogène

Différents types de raies très connues, Balmer, Lyman. Expression de l'énergie pour l'atome d'hydrogène. Introduction de la constante de Rydberg. Réécriture de l'énergie de l'hydrogène. Niveaux d'énergie de l'hydrogène

Experience 2 : Vérification de la loi de Ritz-Rydberg (Série Balmer)

Conclusion

il existe un corps noir presque parfait dans la nature : le fond diffus cosmologique, observé par le satellite Planck (!).

Complément : principe des lasers (modèle minimal)

On appelle $N = N_2 - N_2$ l'inversion de population et on note n le nombre de photons. En l'absence d'atomes, les photons évoluent selon $\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\kappa n$; ce nombre diminue car la cavité laisse passer les photons (miroir semi-réfléchissant). En l'absence de photons, les atomes émettent spontanément et suivent l'équation $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = R - \gamma N \equiv \gamma(N_0 - N)$.

Le principe du laser est de coupler les atomes avec les photons. On a alors :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = R - \gamma N - WNn \tag{13}$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\kappa n + WNn \tag{14}$$

En régime stationnaire, on ne trouve pas les bons résultats (les valeurs de seuil ne sont pas bonnes). Le laser démarre grâce à l'émission spontanée, qui libère les premiers photons donnant ensuite lieu à de l'émission stimulée. Il faut prendre en compte ce phénomène. On doit alors ajouter le premier photon :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = R - \gamma N - WN(n+1) \tag{15}$$

$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\kappa n + WN(n+1) \tag{16}$$

Pour résoudre ces équations non linéaires, on suppose deux régimes. Si $n \ll 1$, on obtient alors $n = \frac{W}{\kappa}N$ en régime stationnaire. On peut aussi considérer $n \gg 1$ et on trouve $n = \frac{\gamma}{W}\left(\frac{R/\gamma}{\kappa/W} - 1\right)$. On trouve deux lois affines pour n, l'une de pente faible ($n \ll 1$, régime de fluorescence) et l'autre de pente forte ($n \gg 1$, régime laser), qui se croisent en $n = 1$. La loi pour n quelconque est l'interpolation des deux droites.

Questions

C'est quoi une lampe Quartz-Iode ? Pourquoi l'iode ? Ça fait partie de quelle famille de lampe ?
C'est un spectre continu par le quartz et l'iode. Lampe à incandescence (on obtient lumière en chauffant) pour avoir un spectre continu. Le filament tungstène est parcouru par un courant et chauffe par effet Joule. Dans le vide, le tungstène s'évapore. On ajoute donc un gaz tampon qui empêche le tungstène d'aller vite vers les parois. L'halogène établi l'auto-génération ce qui augmente le chauffage. On obtient donc un spectre à haute T. Pour que l'ampoule ne fond pas, on utilise un matériau qui fond à haute T qui est le quartz.

La luminance surfacique, d'où vient le $cos\theta$? Il n'est pas cohérent avec le reste.
Il y a peut être un mélange entre θ et Ω. Par contre le résultat de l'intégrale est bon.

$u = \dfrac{8\pi c}{I}$ **n'est pas cohérent ..**
C'est plutôt $\dfrac{8\pi I}{c}$

Comment on passe de u en u_ν car ces 2 grandeurs ne sont pas pareilles. Quels sont les ingrédients qui mènent à avoir un rayonnement monochromatique.
Aucun, normalement ça ne dépend pas du caractère monochromatique de l'onde. Puisque ça fonctionne à n'importe quelle fréquence donc peut aussi fonctionner pour une onde monochromatique.

Onde non polarisée = Somme 2 ondes polarisée dans 2 plan $\perp$ .. Si on ajoute 2 contributions, le résultat est au carré et pas la somme ..
Les 2 ondes sommées ne sont pas cohérentes donc le terme $E_1 E_2$ a une moyenne nulle. Ou parce qu'ils sont polarisés $\perp$ donc le terme croisé est un produit scalaire nul.

c'est quoi un A_ν et pas clair par rapport à Albédo .. vaut mieux ne pas en parler
Un corps noir a un albedo = 1 sur tout le spectre donc en réalité ça n'existe pas.

Le spectre du Soleil hors atmosphère sera continu sans bandes d'absorption ?
Non pas vraiment continu, les bandes seront beaucoup moins profondes mais toujours là car il y a des absorptions dans les couches externes du Soleil. C'est pas le cas pour la bande d'absorption de l'eau mais plutôt pour tous les éléments de la 1ère ligne du tableau périodique et un peu de la 2ème ligne.

Expliquer la loi de Planck
Le 1/(expo-1) est le nombre de particules par mode. Puis on le multiplie par l'énergie $h\nu$ et par la densité d'énergie ν^2 d'où le ν^3. En intégrant sur tout l'espace et par discrétisation on a le reste.

Tu as dit que Kirchhoff a utilisé deux prismes, pourquoi ?
Il utilise plutôt un goniomètre avec un prisme.

Dans quelles circonstances observe-t-on des raies d'absorption ?
Lorsqu'un rayonnement continu traverse un milieu peu dense (un gaz typiquement), le rayonnement est absorbé à des longueurs d'onde précises correspondant aux transitions atomiques. Elles sont situées exactement aux mêmes positions que les raies d'émission. On les observe dans l'atmosphère, depuis Newton.

La lampe utilisée s'appelle quartz-iode, que cela veut-il dire ?
C'est un filament de tungstène dans un gaz d'iode. L'ampoule est faite en quartz fondu. Le quartz a la propriété de transmettre les UV et les IR, il conduit bien la chaleur et ne fond pas. Autant de propriétés que ne possède pas le verre.

Quand tu as présenté E_ν, dimensionné comme une émittance, quel coefficient sans dimension peut-on faire apparaître ?
Il est intéressant de faire apparaître l'albédo.

D'où viennent les lois de Kirchhoff ? Comment fait-il pour mesurer u_ν ou I_ν ?
Elles sont principalement expérimentales. Kirchhoff a décomposé la lumière pour tenter d'observer le spectre le mieux résolu. Il a utilisé un prisme, mais c'est bizarre car le prisme absorbe et fausse les mesures !

Quelle est la contribution d'Einstein dans cette leçon, à part son approche pour les lasers ?
C'est lui qui a introduit la notion de photons qui justifie l'hypothèse de Planck, dans un de ses articles de 1905.

La loi de Rayleigh-Jeans est en fait postérieure à 1905 et donc à la loi de Planck. Que faut-il dire pour corriger ton propos ?
La loi de Planck n'est pas une simple interpolation, elle a vraiment prédit la réalité.

Planck a en fait réécrit l'histoire. Au début, il ne croyait pas du tout aux quanta. Il ne savait pas pourquoi il y avait cette série. Il a ensuite réinterprété sa loi comme une interpolation de celles de Wien et Rayleigh-Jeans, plusieurs années après 1905.

À quel moment précis la constante h apparaît-elle dans les calculs ?
La série géométrique s'écrit : $\dfrac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_BT}}-1} = \dfrac{e^{\frac{h\nu}{k_BT}}}{1-e^{-\frac{h\nu}{k_BT}}} = \displaystyle\sum_{n=1}^{+\infty} e^{-\frac{nh\nu}{k_BT}}$
On somme ainsi que des quanta d'énergie espacés de $h\nu$*. On retrouve d'ailleurs la fonction de partition grand canonique.*

Pourquoi la constante h s'appelle-t-elle ainsi ?
Elle signifie hilfe*, auxiliaire, en allemand. Je n'aurais pas dû dire que Planck a supposé les quanta de lumière, c'était une hypothèse qu'Einstein a faite contrairement à Planck.*

Il manque un mot dans ton analyse.
On est à l'équilibre thermique. La loi de Kirchhoff n'est valable qu'à cette condition, raison pour laquelle k_BT *apparaît dans les calculs. La loi de Planck résulte de l'équilibre du rayonnement. Il faut aussi supposer un champ incohérent.*

Tu y crois, à un temps de vie d'un niveau excité de trois secondes ? De quoi dépend ce temps de vie ?
Pour un laser, c'est plausible mais c'est plutôt l'exception que la règle. Le temps de vie dépend de la fréquence et de la taille de l'atome. Sinon, l'ordre de grandeur est la nanoseconde, surtout pour les alcalins avec lesquels beaucoup d'expériences ont été menées.

Question sur la Manip

Comment fonctionne une lampe QI ?
lampe à incandescence (filament de tungstène chauffé) dans un bulbe de quartz (très peu absorbant). Le filament baigne dans un gaz d'iode qui permet de redéposer le tungstène sur le filament si des atomes de celui-ci sont arrachés lors du chauffage.

Quel est l'ordre de grandeur de la puissance surfacique du soleil arrivant sur Terre ?
300W/m^2

Titre : **Emission et absorption de la lumière**

Présentée par : Anne-Cécile Buellet

Rapport écrit par : R. Taureau

Correcteur : Jean Hare

Date : 04/03/2024

Bibliographie		
Titre	**Auteurs**	**Éditeur**
Physique en PC/PC*	**P. Olive**	**ellipse**
Physique tout-en-un PC/PC*	**M.-N. Sanz**	**Dunod**
Optique Physique	**R. Taillet**	**De boeck**

Plan détaillé

Niveau choisi pour la leçon : 2è année CPGE
Pré-requis :

- Introduction à la quantique (Energie quantifiée, inégalité d'Heisenberg)
- Rayonnement du corps noir

Introduction

Phénomènes d'absorption et émission de lumière observés et utilisés dans nombreux domaines, notamment astrophysique (spectre supernovae pour en déduire le type d'explosion, spectre d'étoiles pour la composition, la température, l'âge etc.)

I/ Spectres et énergie

1) Historique

Vision classique ne permet pas d'expliquer les raies des spectres. 1901 : Planck montre que les électrons chargées produisent de la lumière quantifiée, 1917 : Einstein montre que l'énergie lumineuse elle-même est quantifiée.

2) L'atome d'hydrogène.

Différents types de raies très connues, Balmer, Lyman. Expression de l'énergie pour l'atome d'hydrogène. Introduction de la constante de Rydberg. Réécriture de l'énergie de l'hydrogène. Niveaux d'énergie de l'hydrogène

3) La constante de Rydberg

Expérience sur la série de Balmer. Détermination de la valeur de la constante de Rydberg et comparaison avec la valeur théorique, incertitude de type A.

II/ Les coefficients d'Einstein

1) Absorption

$$\left(\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t}\right)_{\text{abs}} = -P_{\text{abs}} \times N_1$$
$$= -w(\omega_0)B_{12}N_1$$

Description et illustration.

Introduction de la densité spectrale d'énergie volumique et expression.

$$w(\omega_0) = \frac{2h\omega_0^2}{(2\pi)^3c^2} \times \frac{1}{\exp\left(\frac{h\omega_0}{2\pi kT}\right)-1}$$

2) Emission

a- Spontanée

Description et illustration.

$$\left(\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t}\right)_{\text{spont}} = -P_{\text{spont}} \times N_1 = -w(\omega_0)A_{21}N_2$$

b- Stimulée/Induite

Description et illustration.

$$\left(\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t}\right)_{\text{sti}} = -P_{\text{sti}} \times N_1 = -w(\omega_0)B_{21}N_2$$

3) Population d'un niveau

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}$$
$$\frac{dN_2}{dt} = w(u_{\omega_0})(B_{21}N_1 - B_{12}N_2) - A_{21}N_2$$

En régime permanent :

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = 0$$
$$N_1 = \frac{A_{21}}{w(u_{\omega_0}) + B_{21}}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}\frac{N_1}{N_2}$$
$$N_1 = N_2 \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_BT}\right) \quad \text{(Facteur Boltzmann)}$$

Par identification :

$$B_{12} = B_{21} = B$$
$$A_{21} = \frac{2h\nu^3}{c^2}$$

III/ Le LASER

Signification de l'acronyme + parler du Maser

1) Inversion de population

Pour émission amplifiée $N_2 > N_1$.
Il faut une inversion de population, réalisée via un pompage d'électron de E1 vers E2 par un milieu actif
description du dispositif.

2) 4 niveaux

Ex. Le Laser He-Ne

3) Utilité

Largeur spectrale fine
Source élargissement :

- Chocs
- Effet Doppler
- Durée de vie finie sur sur un niveau

Déractif
Puissance concentrée
Grande cohérence

Conclusion

Questions posées par l'enseignant (avec réponses)

1) **Vous n'avez pas précisé dans quel modèle vous calculiez l'énergie de l'atome d'hydrogène (Bohr), la constante de Rydberg de l'hydrogène ça veut dire quoi ? Pourquoi de l'hydrogène ?**
2) **Comment dans votre expérience on peut faire la différence entre l'hydrogène et le deutérium ?**
3) **Vous nous avez parlé d'astrophysique, c'est très sympathique, comment est-ce qu'on a découvert l'Hélium ?**

Ces trois questions tournent autour de la masse réduite $\mu = \frac{m_e m_N}{m_e + m_N} = \frac{m_e}{1 + m_e/m_N}$ où m_N est la masse du noyau, qui intervient dans la séparation de variables du problème à 2 corps.
Pour un atome hydrogénoïde (un électron), les niveaux d'énergie sont ($Z =$ numéro atomique)

$$\boxed{E_n = -\frac{\mu (Ze^2/4\pi\epsilon_0)^2}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{E_0}{2n^2}\frac{Z^2}{1+\frac{m_e}{m_N}}} \quad \text{où} \quad E_0 = \frac{m_e (e^2/4\pi\epsilon_0)^2}{\hbar^2} = 2 \times 13{,}6 \text{ eV}$$

La constante de Rydberg stricto sensu, notée R_∞, correspond à la limite $m_N \to \infty$ (et $Z = 1$). Comme elle intervient dans la loi donnant des nombres d'onde[1] :

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{\Delta E \times 2\pi}{\hbar c}, \quad \text{on a} \quad R_\infty = \frac{\mathrm{E}_0 2\pi}{4\,\pi\hbar c} \approx 10\,973\,731{,}568 \ldots\ m^{-1}.$$

L'ampoule de la lampe de Balmer (dite « tube de Geissler ») contient de l'eau (vapeur). Une décharge électrique dissocie les molécules d'eau et crée (entre autres) des atomes H neutre.
Les réponses sont alors :

[1] R_∞ est la constante physique qui est mesurée avec la plus grande précision. Elle est actuellement limitée à 12 chiffres par la (petite mais trop grande) incertitude sur le rayon du proton, dont il fut tenir compte dans un vrai atome d'hydrogène.

1) La lampe de Balmer donne accès à la « constante de Rydberg de l'hydrogène »,notée R_H, correspondant à $m_N = m_p$, avec$m_p/m_e \approx 1836$, et donc les nombre d'onde sont inférieurs de environ 1/2000. (Retenir au moins l'ordre de grandeur).

2) La plupart de ces lampes contiennent aussi de l'eau lourde DHO. Pour l'atome de deutérium, le décalage par rapport à R_∞ n'est plus de 1/1836 mais la moitié. Pour la raie Ba_α à $\lambda \approx 656{,}21\ \mathrm{nm}$, le décalage H-- D est donc de $656/1836 \sim$ 0,3 nm. Ce décalage n'est pas forcément résolu avec le mini-spectromètre utilisé, mais est relativement accessible avec l'un des spectrographes de type Czerny-Turner disponibles dans la collection.

3) L'élément hélium a été découvert dans le spectre solaire (Janssen,1868), représenté par des aies dont certaines coïncidaient presque avec celles de l'hydrogène : par exemple la transition de He (avec Z=2) pour $n = 4 \rightarrow n = 2$ est à la même longueur d'onde que la transition $n = 2 \rightarrow n = 1$ de H, à l'effet de masse réduite près.

4) Vous nous avez dit que la constante de Rydberg avait une certaine valeur théorique, d'où vient cette valeur théorique, comment est-elle déterminée ?

La valeur « théorique » est calculée numériquement à partir des valeurs des constantes fondamentales, mais la relation utilisée résulte d'un modèle. Toutefois, aujourd'hui, la mesure très précise de R_H et celle de R_∞qu'on en tire, sert à améliorer la précision sur les autres constantes fondamentales !

5) Dans cette expérience vous nous avez parlé d'échantillonnage, c'était un peu flou, vous en avez parlé dans un contextes un peu différent (désaturation de la raie), ça veut dire quoi ?

Le terme correct était « Temps d'intégration », qui soit être réduit pour les raies intenses et augmenté pour observer les raies peu lumineuses.

6) Comment il marche ce spectrographe ?

La lumière est collectée et guidée à l'intérieur via la fibre optique. Elle arrive sur un de diffraction concave (montage de Rowland), qui permet de n'affranchir de la nécessité de travailler en onde plane. La lumière diffractée est refocalisée sur une caméra une caméra CCD, dont la relecture est envoyée via USB sur le PC. La caméra est étalonnée en longueur d'onde en tenant compte de cette géométrie particulière. Ce qui permet de tracer la densité spectrale de puissance $\mathrm{I}(\lambda)$ détectée, multipliée par les efficacités de diffraction et de détection, et convolée avec la réponse du système à une onde monochromatique (fonction d'instrument).

7) Quel rôle joue le fait que vous considériez un corps noir dans la partie II ? Quelles sont les lois qui sont valables dans cette approximation et celles qui ne le sont pas ?

Les « équations de taux » ne sont pas valables en général, mais **seulement si** le rayonnement présent est large bande, c'est à dire avec un temps de cohérence très court (devant les autres temps d'évolution du système). Notamment en présence d'u champ monochromatique d'un laser, l'évolution est sensible aux phases des coefficients décrivant l'état quantique du système et se rapproche de du régime de l'oscillation de Rabi.

Par contre il n'est absolument pas nécessaire que le rayonnement soit celui du corps noir !
Il est de même *contre-productif* de faire cette hypothèse. Le point crucial est que l'hypothèse l'équilibre ($\frac{dN_i}{de} = 0$) entre les atomes qui vérifient la statistique Boltzmann et le rayonnement permet d'établir la loi de Planck, sans l'avoir supposée a priori !

8) Quelle propriété du rayonnement avez-vous omise dans votre liste relative au rayonnement stimulé ?
La polarisation ?
Certes mais c'est surtout **la phas** . C'est ce qui va permettre l'interférence constructive et l'édification progressive d'un champ cohérent (temporellement) et intense.

9) A quoi sert dans le laser le fait qu'on ait une cavité ?
Elle contribue à sélectionner une longueur d'onde → lumière monochromatique.
Mais ce n'est pas sa fonction essentielle, car on pourrait alors utiliser un filtre optique à la sortie.
La cavité permet de recycler la lumière précédemment émise, c'est à dire de faire une contre-réaction positive sur le milieu amplificateur. Lors que le gain du système bouclé est suffisant, on entre dans un régime d'oscillation. Comme la cavité à une transmission sélective en fréquence, le seuil d'oscillation est réalisé aux fréquences pour lesquelles le gain de la contreréaction est le plus grands, correspondant aux fréquences de résonnance de la cavité.
Mais le spectre du laser est beaucoup plus fin[2] que les modes de la cavité !

10) Quelles hypothèses vous faites dans la partie II si ce n'est pas parfaitement un corps noir ?
Un corps réel est caractérisé par son efficacité d'absorption et d'émission, dépendant de la fréquence, appelée « albedo » souvent noté α (avec α =1 pour le cops noir, par définition). Le spectre du rayonnement d'équilibre et sa puissance dépendent alors de l'albedo. Si l'albédo est constant sur une large gamme de fréquence, on parle souvent de « corps gris », dans cette gamme, la densité spectrale de puissance est celle de corps noir, multipliée par α.

11) Vous avez dit que le laser avait une forte puissance spatiale, ça veut dire quoi ?
Qu'est-ce qui empêche de faire ça avec une source conventionnelle ?
Il s'agit de la « densité surfacique de puissance ».Elle peut être très élevé en raison de capacité que l'on a à focaliser le laser sur une surface très petite (typiquement d'aire λ^2, voire 10 fois moins). C'est une question de cohérence spatiale.

Commentaires lors de la correction de la leçon

Dans l'optique d'une leçon de type « docteur », le choix de l'expérience de lampe de Balmer est potentiellement judicieux, car l'utilisation d'autres lampes conduit difficilement à des mesures quantitatives censées. Mais il faudrait éviter d' y consacrer autant de temps.
Dans l'interprétation de cette expérience, même s'il n'est pas question de traiter ici le modèle de Bohr, il faut bien avoir en tête la dimension de la constante de Rydberg, et le rôle de la masse réduite (cf questions)
Une autre expérience possible est d'étudier le spectre d'absorption d'un colorant comme la Rhodamine, mettent en exergue la loi de Beer-Lambert, et permettant de mettre en évidence, (qualitativement), la fluorescence, c'est-à-dire l'émission spontanée.

[2] Dans le modèle le plus simple, très au-dessus du seuil, et en l'absence de dérives lentes, la largeur du laser est limitée par des fluctuations de phase. Une fois éliminés tous les bruits techniques, ces fluctuations sont principalement dues à l'émission spontanée, qui elle, sera toujours présente. On aboutirait alors à la limite théorique de Scully&Lamb :
$\Delta\nu \sim \kappa/n$ où κ est la largeur d'un mode de la cavité, et n le nombre de photons stockés dans la cavité (Pour de bon miroirs , le nombre de photons émis par unité de temps est $\sim \kappa\, n$, qui soit aussi s'écrire $P/\hbar\omega$ où la puissance émise P est la puissance émise. Ce nombre n est donc extrêmement grand.) Dans la pratique il y a souvents d'autres sources de fluctuations que l'on réduit en stabilisant le laser en température et en l'asservissant sr une cavité étroite et/ou une référence atomique. Il est ainsi très courant, en labo, d'avoir $\Delta\nu$ inférieure à 1 MHz (correspondant à une longueur de cohérence supérieure à 300 m) et on descend parfois à $\Delta\nu \sim$ quelques Hz.

Il faut bien préciser le fait que le modèle des équations de taux n'est valable que si le champ est incohérent, c'est à dire plus quantitativement si son temps de cohérences est plus court que la largeur de la durée de vie du niveau atomique 2,,ou en fait du temps d'élargissement inhomogène). Ce qui veut dire en passant qu'il risque de ne plus être réalise dans le cas du rayonnement laser !Il est aussi essentiel de ne pas supposer dès le début que le champs est celui du corps noir obtenu par d'autres moyens, puisque l'un des mérites essentiels de ce modèle est qu'il permet d'établir la loi de Planck, en supposant simplement l'équilibre (solutions stationnaires) avec la matière. Et que la prise en compte des deux processus d'émission distincts est indispensable pour que cela fonctionne.

Compte tenu du temp un peu excessif passé sur la loi de Balmer-Rydberg, la partie III sur le laser, assez classique, manque un peu d'ampleur. Il faut bien sur insister, en amont, sur le fait que l'émission stimulée ne marche pas seulement avec un (unique) photon incident, mais aussi avec un nombre très grand de photons, et que le taux d'émission est alors proportionnel à ce nombre. Il faut aussi garde à l'esprit que les photons stimulés reprennent la phase du champ incident et pas seulement la fréquence : c'est précisément e qui assure la grande cohérence(de phase) du champ laser.
En revanche, la très faible divergence du champ best pas intrinsèquement liée à l'effet laser, mais résulte essentiellement de la structure des modes de la cavité. Dans une cavité de type Fabry-Perot sphérique, les modes les mieux confinés sont des faisceaux gaussiens, qui sont limités par la diffraction, et pour des faisceaux assez larges, il en résulter une divergence très faible.

Il faut préciser que ni les équations d'Einstein ni le développement sur le laser ne sont incontournables dans cette leçon. En particulier, le jury réclame de façon de plus en plus insistante de voir des leçons porter sur d'autres propriétés, et notamment des effets dynamiques liés aux processus d'émission et d'absorption, soit, en bref, des atomes froids.
La mélasse optique à une dimension est assez simple pour faire l'objet d'un développement intéressant en 10 minutes, avec assez peu de mécanique quantique. On trouvera sans doute cela dans les compléments des versions récentes du cours de l'X, le livre de Claude Fabre et al. sur les lasers ; le complément AXIX du Cohen et al (tome 3) ; ou au chapitre 1 du cours de M2 de CCT et Pierre Desbiolles, qui est disponible à l'URL
https://www.dropbox.com/scl/fi/oflt71xkzp9gdc43mlqky/CohenT-Desbiolles-Atomes-ultra-froids-2002.pdf &dl=1,.il se peut que ce dernier ne soit pas encore dans la bibliothèque de l'agreg qui part au lycée Diderot, on peut essayer de l'y ajouter si cela vous intéresse.

Complément : modèle simplifié du laser mettant en évince le seuil et le deux régimes

(présenté lors de la correction de la leçon)

Dans un modèle simplifié on peut écrire des équations de taux pour l'inversion de population N et le nombre de photon n stockés dans la cavité (dans un mode donné). En l'absence de couplage, on peut a :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\gamma N + R \quad \text{et} \quad \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\kappa\, n$$

qui décrivent la relaxation de N et de n avec des durées de vies respectives γ^{-1} et κ^{-1}, et où le terme source R représente le « taux de pompage », proportionnel à la puissance injectée.
On peut alors introduire un terme de couplage de la forme $\pm WN(n+1)$ où W est le taux d'émission dans le mode, le terme en n étant associé à l'émission stimulée, et où le $+1$ rend compte de la petite fraction d'émission spontanée qui, au lieu de fuir dans l'espace (terme γ), est émise dans le mode de la cavité. On a alors les deux équations différentielles linéaires couplées (dans lesquelles $W \ll \gamma$ et $W \ll \kappa$) :

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\gamma N - WN(n+1) + R \quad (1)$$
$$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = -\kappa n + WN(n+1) \quad (2)$$

Comme on ne sait pas les résoudre, on va en chercher les solutions stationnaires ($\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}t} = 0$). Il est alors possible de faire des calculs, en distinguant deux régimes : $n \ll 1$ (régime de florescence) et $n \gg 1$ (régime laser).

Florescence : En négligeant n devant 1, on a (1) ⇒ $N = \frac{R}{W+\gamma} \approx N^{(0)}$ où l'on pose $N^{(0)} = R/\gamma$

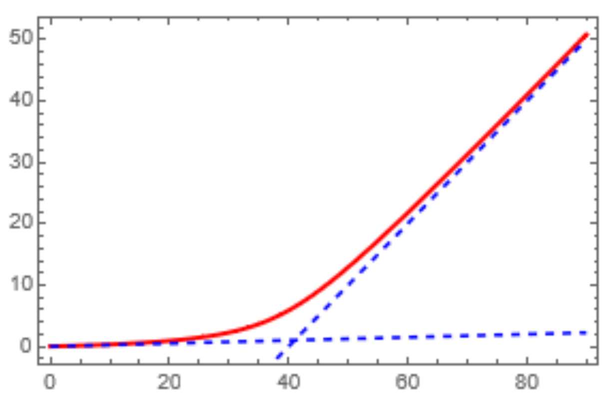
En reportant $N = N^{(0)}$ dans (2) il vient $n = \frac{WN^{(0)}}{\kappa} = \frac{W}{\kappa\gamma} R$: n est proportionnel à R avec une pente faible $\frac{W}{\kappa\gamma}$.

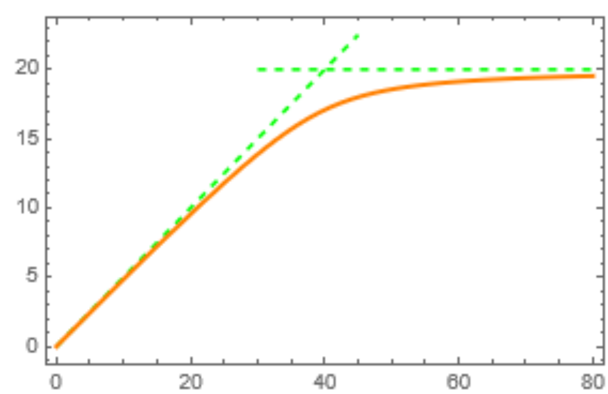
Laser : En négligeant 1 devant n, on a (2) ⇒ $N = \frac{R}{\kappa}$ et en reportant dans (1) il vient : $n = (R - \gamma N)/WN$, qui s'écrit de façon plus parlante en introduisant $N^{(1)} = \kappa/W$ (qui est $\gg 1$) :

$$n = \frac{\gamma}{W}\left(\frac{N^{(0)}}{N^{(0)}} - 1\right) = \frac{1}{\kappa}\left(\frac{R}{R_s} - 1\right) = \frac{R}{\kappa} - \frac{\gamma}{W} \text{ où l'on, a posé } R_S = \frac{\kappa\gamma}{W}$$

C'est cette fois une fonction affine, qui coupe l'axe des abscisses pour $R = R_s$ et croît ensuite avec une asymptote linaire de pente $1/\kappa$. Le nombre $N^{(1)}$ est en fait celui qui signe le changement de régime, puisque dans le régime de fluorescence $N^{(0)} \sim N^{(i)}$ correspond au moment où $n \sim 1$.

C'est donc ce qui définit le seuil du laser $R_s = \kappa\gamma/W$. On peut observer que sous le seuil, n et N sont tous les deux proportionnels à R (avec des pentes très différentes, alors que, au-dessus du seuil, N reste sensiblement égal à $N^{(1)}$.





Représentation graphique de n (à gauche, en rouge) et de N (à droite, en orange) en fonction de R.
Sur chaque graphe figurent en pointillés bleus ou verts les valeurs asymptotiques dans les deux régimes discutés plus haut, qui se coupent au point d'abscisse $R = R_s$.
Ces graphes sont tracés pour $\kappa = 1$ (en unités arbitraires), $\gamma = 2\kappa$ et $W = \kappa/200$, donnant $R_s = 40\kappa$ et $N^{(1)} = 20$.

Titre : **LPO6 Absorption et émission de la lumière**

Présentée par : Elric Sivierou **Rapport écrit par** : Maxime Castello

Correcteur : Jean Hare **Date** : 03/02/2023

Bibliographie		
Titre	**Auteurs**	**Éditeur**
Tout en un PC/PC*		Dunod
Physique PC/PC*		Ellipse
Optique physique	R.Taillet	

Niveau choisi pour la leçon : CPGE
Prérequis : Corps noir, Statistique de Maxwell–Boltzmann

Plan détaillé

Introduction : présentation du spectre d'émission et d'absorption de la rhodamine

I. Interaction photon matière

a) Système à 2 niveaux avec $E_2 > E_1$ dans un champ EM de densité d'énergie $u(\nu)$

Existence de 3 phénomènes élémentaires, avec photon stimulé parfaitement identique au photon incident (fréquence, phase, vecteur d'onde, polarisation)
Coefficients d'Einstein :
Émission spontanée $\mathrm{d}N_{1|sp} = -\mathrm{dN}_{2|\mathrm{sp}} = \mathrm{d}N_{sp} = N_2\mathrm{A}_{21}\mathrm{d}t$
Émission stimulée $\mathrm{d}N_{1|st} = -\mathrm{d}N_{2|st} = \mathrm{d}N_{st} = N_2\mathrm{B}_{21}\, u(\mathrm{\nu})\mathrm{d}t$
Absorption (introduction expérimentale) $\mathrm{d}N_{1|abs} = -\mathrm{d}N_{2|sabs} = \mathrm{d}N_{abs} = -N_1\mathrm{B}_{12}\, u(\mathrm{\nu})\mathrm{d}t$
$\boxed{\frac{dN_1}{dt} = N_2\mathrm{A}_{21} + (N_2\mathrm{B}_{21} - N_1\mathrm{B}_{12})\, u(\mathrm{\nu}) \text{ et } \frac{dN_2}{dt} = -N_2\mathrm{A}_{21} - (N_2\mathrm{B}_{21} - N_1\mathrm{B}_{12})\, u(\mathrm{\nu})}$ (équ. de taux)

b) Régime permanent

$$\mathrm{d}N_i/\mathrm{d}t = 0 \Rightarrow N_2\big(\mathrm{A}_{21} + B_{21}\mathrm{u}(\mathrm{\nu})\big) = N_1\mathrm{B}_{12}\, u(\mathrm{\nu}) \Rightarrow \frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\, u(\nu)}{B_{21}\, u(\nu) + A_{21}}$$

Or à l'équilibre thermique $\frac{N_2}{N_1} = \exp(-h\nu/k_BT)$, indépendant de $u(\nu)$
Donc[1] à pour $u(\nu) \to \infty$ on a $\frac{B_{12}}{B_{21}} = \exp\left(-\frac{h\nu}{k_BT}\right)$, et à la limite $T \to \infty$, $\boxed{B_{12}/B_{21} = 1}$
On en déduit alors aussi $\mathrm{e}^{\frac{h\nu}{k_BT}} = \frac{B_{12}\, u(\nu) + A_{21}}{B_{21}\, u(\nu)} = 1 + \frac{A_{21}}{B_{21}\, u(\nu)} \Rightarrow u(\nu) = \frac{A_{21}/}{B_{21}}\left(\mathrm{e}^{\frac{h\nu}{k_BT}} - 1\right)^{-1}$.
On retrouve ainsi la forme fonctionnelle de la loi de Planck, à un facteur multiplicatif près.
Pour évaluer le rôle de l' émission stimulée, on fait le rapport $\alpha = \frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}N_{\mathrm{sp}}} = \left(\mathrm{e}^{\frac{h\nu}{k_BT}} - 1\right)^{-1}$ indép. de A_{21}.
OG :pour $\lambda = 600$ nm : à $T = 300$ K $\alpha \sim 10^{-35}$; à T =50 000 K (soleil) } $\alpha \sim 1$
Enfin le cours sur le corps noir nous donne le numérateurs et on en déduit $\boxed{A_{21}/B_{21} = 8\pi h\nu^3/c^3}$

[1] Ce raisonnement est bancal, car il n'est pas sûr, (ni même vrai) que $u(\nu) \to \infty \Rightarrow T \to \infty$! Par contre la réciproque est vraie : *à l'équilibre thermique* $T \to \infty \Rightarrow u(\nu) \to \infty$, a fraction tend vers $\frac{B_{12}}{B_{21}}$ et $\frac{\mathrm{N}_1}{\mathrm{N}_2} \to 1$.

II. Application au laser

a) <u>Gain</u> Inversion de population nécessaire

Le calcul délicat de l'amplification est entièrement à revoir. Il faut impérativement introduire la densités d'atomes, et la section efficace d'émission et d'absorption déduite de B_{12}.

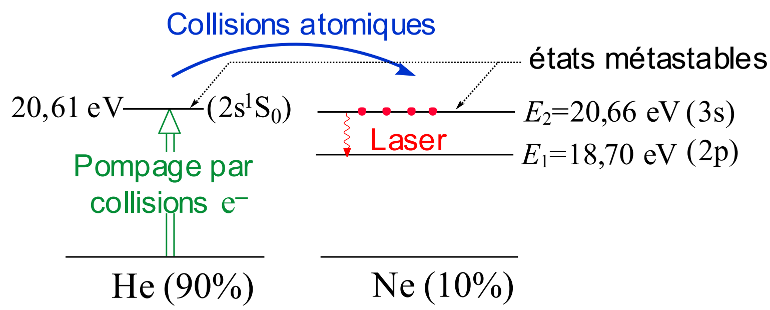
b) <u>Inversion de population</u>

Impossible à 2 niveaux à cause de Maxwell–Boltzmann ⇒ système à 4 niveaux

Population pour 3 types d'états ; fondamental, stable métastable (E_2) et instable (E_1) pour différents régimes de pompage:

- À l'équilibre
- Avec pompage léger ou fort

Application au laser He-Ne



c) <u>Cavité laser</u>

Le faisceau fait des aller-retour dans le milieu à gain (milieu amplificateur).

Limitation de la puissance par saturation du gain (et pas par l'émission spontanée !!!)

Un miroir partiellement réfléchissant pour la sortie.

Questions posées par l'enseignant (avec réponses)

<u>Quel rôle joue le fait que $u(\nu)$ soit ou ne soit pas la densité du corps noir ?</u>

Il faut supposer que le rayonnement a un temps de cohérence suffisamment faible et donc une grande largeur spectrale. En effet, les atomes interagissant avec un champ cohérent donneraient lieu à des oscillations de Rabi. Mais ni le corps noir ni même l'équilibre ne sont requis, il suffit que la largeur spectrale du rayonnement soit assez grande devant la largeur naturelle de la transition atomique.

<u>Pourquoi est-ce que c'est $u(\nu)$ et n'utilise-t-on pas un vecteur de Poynting ?</u>

On aurait pu. C'est plus concret, et un peu plus compliqué.
Mais le lien avec la suite (notamment le II.a) serait plus naturel.

<u>Dans le cas du laser vous faites des hypothèse différentes sur $u(\nu)$?</u>

Oui on n'a pas un rayonnement de type corps noir.

<u>De ce fait les résultats obtenus dans la partie I restent ils valables ?</u>

Mais il faut néanmoins supposer que la largeur du rayonnement laser reste assez large, pour que les équations de taux restent valables.

<u>De quoi dépendent les coefficients d'Einstein ?</u>

« Écart d'énergie entre les niveaux ». Ils dépendent certes de la fréquence transition ν, avec une puissance 3, ce qui est beaucoup. Mais aussi de l'intensité de couplage avec les niveaux inférieurs. À l'approximation dipolaire, pour un atome à 1 électron de valence, elle est proportionnelle à la norme des éléments de matrice de l'opérateur dipôle $\hat{\vec{d}} = -e\,\hat{\vec{r}}$: $\boxed{A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \times \frac{1}{6\hbar^2\epsilon_0} \left\| \left\langle \phi_1 \middle| \hat{\vec{d}} \middle| \phi_2 \right\rangle \right\|^2}$, en application de la règle d'or de Fermi , de la somation sur les angles et les polarisations, et de la densité d'états des photons[2] (en ν^2), et de l'énergique $h\nu$ par photon. C'est cette dépendance vis-à-vis de fonctions d'onde qui explique, en combinaison avec les règles de conservation du moment cinétique, la métastabilité des états S.

[2] La densité d'état en fréquence et en angle solide est le jacobien $dJ/d^2\Omega$ du changement de variable $\vec{k} \to (\nu, \Omega)$

$$\rho(\nu,\Omega) = \frac{dJ}{d^2\Omega} = \frac{D\vec{k}}{D(\nu,\Omega)} = \frac{d^3k}{d\nu\, d^2\Omega} = \frac{\left(\frac{2\pi}{c}\right)^3 \nu^2 d\nu}{d\nu\, d^2\Omega} \quad \text{d'où} \quad \rho(\nu,\Omega)\, d^2\Omega = \left(\frac{2\pi}{c}\right)^3 \nu^2$$

<u>Pouvez-vous préciser vos histogrammes sur la population en parlant des coefficients A et B.</u>

« Je ne préfère pas répondre » Les histogrammes populations/énergie présentés au II.b) ne sont hélas pas reproduits ici.

<u>Quel processus de la partie 1 est le plus quantique ?</u>

« L'émission spontanée car le temps de vie est caractérisé par la physique quantique ». Les deux autres processus sont aussi régis par la mécanique quantique. Mais l'émission spontané avec son caractère aléatoire et son lien avec les fluctuations du vide quantique, et intrinsèquement quantique, même si on peut en faire un modèle classique.

<u>Le photon doit-il avoir exactement la même énergie que l'écart énergétique ?</u>

« Oui, mais l'inégalité d'Heisenberg impose une certaine tolérance ». Il s'agit naturellement de la relation d'indétermination temps/énergie : la durée de vie limitée de états excités (instables comme métastables) introduit une certaine largeur en énergie, qui définit une certaine tolérance sur la résonne Mais c'est aussi ici qu'intervient l'hypothèse du caractère incohérent du champ.

<u>C'est quoi l'absorption ? Pensez-vous que ce rapport dépend du flux entrant ?</u>

« Non en effet ». Ce qui confirme donc la vacuité de l'expérience présentée en introduction, qui prétendait montrer que l'absorptivité (rapport out/in) dépendait du flux incident[3].

<u>Quel est la pertinence du facteur alpha dans le cas du laser ?</u>

Le facteur α est un critère très qualitatif pour expliquer que l »mission stimulée est—toutes choses égales par ailleurs—plus importante dans le cas des hautes fréquences (grandes longueurs d''onde, comme les ondes radio ou micro-ondes que dans la domaine optique, et aux hautes températures. C'est ce qui, traditionnellement, explique que les Maser (hydrogène, ammoniac, etc.) ont été réalisés avant les Laser.

<u>Q</u> *<u>: Quelle est la limite à température infinie pour N1 et N2 ?</u>*

« $N_1 = N_2$ ». Mais ce n'est pas du tout pertinent pour un laser.

<u>Quel est le rôle de l'état métastable ?</u>

« Il permet l'inversion de population ». Si l'état 2 est un état métastable, cela facilite l'inversion de population dans la mesure où cela permet un accumulation d'atomes dans cet état. Cela n'est cependant efficace que si –au contraire – l'état 1 se vide très vite vers des états d'énergie inférieure. Et pour un fonctionnement en continu (CW), ces atomes doivent de plus pourvoir être repompés.

<u>D'où vient le ν^3 dans l'expression de la densité du corps noir ?</u>

« Il faut refaire le calcul avec le gaz de photon » (cf note 2 sur la page sui précède).
On a un facteur ν^2 qui vient de la densité d'états des photons, et un autre qui vient de l'énergie $h\nu$ par photon.

<u>Que se passe-t-il si les niveaux N1 et N2 sont dégénérés ?</u>

Si l'état fondamental 1 est dégénéré (degré g_1 =2,3,…), il faut sommer l'absorption de tous les niveaux, ce qui concrètement revient à multiplier B_{12} par g_1; si de même le niveau excité est dégénéré (degré g_2 =2,3,…), il faut sommer les transferts stimulés sur ces niveaux, ce qui revient à multiplier B_{21} par g_2. Mais il faut aussi repartir ces transferts sur ces différents niveaux, ce qui conduit à diviser respectivement par g_2 et par g_1. Les équations de taux sont alors :

$$\boxed{\frac{dN_1}{dt} = \frac{g_2}{g_1} N_2\mathrm{A}_{21} + \left(\frac{g_2}{g_1} N_2\mathrm{B}_{21} - N_1\mathrm{B}_{12}\right)u(\nu) \text{ et } \frac{dN_2}{dt} = -N_2\mathrm{A}_{21} - \left(N_2\mathrm{B}_{21} - \frac{g_1}{g_2}N_1\mathrm{B}_{12}\right)u(\nu)}$$

Et L'équilibre à haute température conduit donc à la relation $\boxed{B_{12}/B_{21} = g_2/g_1}$.

<u>Est-ce que l'émission spontanée joue un rôle dans le laser</u>

Elle induit une certaine largeur spectrale. En effet l'émission stimulée est de plus en plus importante, quand on augmente le pompage au-dessus du seuil, mais l'émission stimulée ne disparait pas. Dans

[3] Cela peut se produire dans le cas de « l'absorption saturée », (avec un laser), mais qui est très loin du régime usuel.

l'approche simplifiée où tous les n photons stimulés dans la cavité sont en phase, on peut représenter le champ par un (grand) vecteur de Fresnel de longueur $\sqrt{n}$, tandis que les photons spontanés ajoutent un petit vecteur aléatoire, de longueur 1, ce qui induit une (petite) fluctuation de la phase du laser. L 'évaluation de largeur en fréquence qui en résulte, un peu technique, conduit à la limite de Schawlow–Townes : la largeur spectrale du laser $\delta\nu$ est (à peu près) la largeur du mode pertinent de la cavité de la cavité $\Delta\nu$ divisée par le nombre n de photons qu'elle contient : $\delta\nu \sim \frac{\Delta\nu}{n} \sim \frac{\Delta\nu^2}{P/h\nu}$, où P est la puissance de sortie.

En outre, l'émission spontanée sert au démarrage du laser : sous le seuil il n'y a essentiellement que de l'émission spontanée (régime de florescence); quand on atteint le seuil, le milieu devient « transparent » (c'est –à-dire très légèrement amplificateur) et les photons spontanés déclenchent l'émission stimulée, et ceux qui sont dans la largeur de la cavité donnent lieu à une interférence constructive qui constitue le champ laser.

Commentaires lors de la correction de la leçon

- Attention la manip qui montre l'absorption est à la fois fausse et mal réalisée et fatalement mal interprétée. Dans ce genre de cas, la manip vous dessert ! Faire le noir avec ses doigts est une mauvaise idée (le rouge est transmis par la peau et les muscles, et en plus, il y a des interstices entre les doigts).
- La démonstration du gain avec le cylindre n'a pas de sens faite comme ça
- Vous avez accordé une vraie place au laser ce qui est positif, mais il reste une importante marge de progression.
  - Ce que vous avez dit avec les histogrammes est plutôt bien vu, mais peu clair et pas assez étayé.
  - Vous auriez peut-être dû introduire la notion de seuil du laser
  - Le rôle de la cavité ne se limite pas à recycler les photons, elle a un rôle de sélection de fréquence par interférence constructive (mode longitudinal) et impose la forme du faisceau (mode transverse)
- Si vous pouviez changer le plan trop classique, ce serait positif mais il faut être sûr d'avoir les ressources pour le faire.

Exemples de « passages obligés » sur cette leçon

- Davantage sur les lasers ou sur un certain type laser (YAG, semi-conducteurs, etc…)
- Effets cinématique et/ou dynamiques influençant ou induits par les processus.
- Équations d'évolution en r champ cohérent (penser aux oscillations de Rabi dans la LP « 2niveaux)
- Modèle classique d'émission spontanée et conséquences (penser à l'atome de Bohr).