

Leçon de Physique n°21 Absorption et émission de la lumière

Niveau : CPGE 2ème année

Programme :

Notions et contenus

Capacités exigibles

4. Introduction à la physique du laser

4.1. Milieu amplificateur de lumière

Absorption, émission stimulée, émission spontanée.

Distinguer les propriétés d'un photon émis par émission spontanée ou stimulée.

Coefficients d'Einstein.

Associer l'émission spontanée à la durée de vie d'un niveau excité. Utiliser les coefficients d'Einstein dans le seul cas d'un système à deux niveaux non dégénérés.

Amplificateur d'ondes lumineuses.

Justifier la nécessité d'une inversion de population.

Livres : Cagnac Physique atomique tome 1, Einstein aujourd'hui, DGLR physique statistique, Fox Optique quantique, BUP 655 et BUP 679, Tout-en-un PC DUNOD

Pré-requis : mécanique, optique, résonance, modèle de Bohr, rayonnement thermique

Intro :

L'apport conceptuel d'Albert Einstein à l'interaction lumière-matière est essentiel. Son approche, qui a consisté à introduire la notion d'absorption et d'émission stimulée du rayonnement, est à l'origine du processus d'émission laser.

L'objet de cette leçon est de poser les bases pour étudier le principe du fonctionnement d'un LASER qui signifie « Light Amplifier by Stimulated Emission of Radiation », ce qui peut se traduire par « amplificateur de lumière par émission stimulée de rayonnement ». Nous sommes donc naturellement amenés à examiner les processus d'interactions lumière-matière. Nous nous placerons dans le cadres d'un modèle proposé par Albert Einstein en 1917 avant l'invention de la mécanique quantique.

I – Interaction matière rayonnement

1) Position du problème *Tout-en-un PC*

*Approche classique : pas de quantification. Modèle de l'électron élastiquement lié. Ce modèle ne permet pas d'expliquer la structure discontinue des spectres de raie

Manip d'intro : Prendre une lampe à vapeur d'Hydrogène avec un condenseur, lentille et prisme. Projeter le spectre de raie ?

* Hypothèse de Planck, 1901 : quantification des échanges d'énergie lumineuse entre la matière et un rayonnement électromagnétique de fréquence ν_0 via des quantum d'énergie $h\nu_0$ où h est la constante de Planck (donner valeur).

*Approche Einstein, 1917 : énergie électromagnétique quantifiée (pas seulement les échanges), quantum d'énergie = photon

Ces échanges individuels se produisent à des instants aléatoires, imprévisibles avec exactitude. Seul prévision => probabilités *Cagnac*

Dans cette leçon, nous nous intéressons essentiellement au phénomène de résonance optique, c'est-à-dire pour des transitions entre deux niveaux d'énergie E_2 et E_1 d'un atome sous l'action d'une onde de fréquence ν_0 telle que $h\nu_0 = E_2 - E_1$ où très voisine de ν_0 . Seules les fréquences voisines de ν_0 telle que $h\nu_0 = E_2 - E_1$ ont une probabilité appréciable d'interagir avec le système.

Définir N_1 et $N_2 \Rightarrow$ populations

Cagnac + Tout-en-un

Paragraphe que la probabilité de transition par unité de temps *Tout-en-un*

Albert Einstein proposa de manière phénoménologique l'existence de 3 processus élémentaires d'interaction entre la lumière et la matière : émission spontanée, émission induite (ou stimulée) et absorption que nous allons étudier maintenant.

- 2) Emission spontanée
- 3) Absorption**
- 4) émission induite
- 5) Rayonnement polychromatique ?

A chaque fois : faire le schéma, donner la probabilité du processus (ODG ici ou dans II3) \rightarrow *Cagnac fin du ch. 3* et le taux de variation de la population N_1 ou N_2

II – Relation entre les coefficients d'Einstein

1) Equation d'évolution *Tout-en-un et Cagnac*

- on a : $dn_2/dt = w_{12}n_1 - A_{21}n_2 - w_{21}n_2$
- à l'équilibre dynamique $dn_2/dt = 0$ et on en déduit : $(B_{12}n_1/n_2 - B_{21})\rho(\nu)u = A_{21}$ dans le cas d'une excitation monochromatique

2) Analyse de l'équation entre les atomes et les gaz de γ du corps noir OU

* Relation entre les probabilités des transitions (facultatif?) *Cagnac*

- l'équilibre précédent ne constitue pas un équilibre thermique
- on imagine que les atomes sont enfermés dans une enceinte fermée portée à la température T et on suppose l'équilibre thermique réalisé : $u\nu$ est donnée par la loi de Planck (dans ce cas $u\nu$ varie lentement, on peut se placer dans le cas broad line) et les populations n_1 et n_2 des deux niveaux sont stationnaires et obéissent à la loi statistique de Boltzmann : $n_1/n_2 = G_1/G_2 \exp((E_2 - E_1)/kT)$ où G_1 et G_2 représentent les poids statistiques des niveaux E_1 et E_2
- on a : $(B_{12}n_1/n_2 - B_{21})u\nu = A_{21}$
- cette relation est valable qq soit T , en particulier lorsque T tend vers l'infini on a $n_1/n_2 = G_1/G_2$ et $u\nu$ tend aussi vers l'infini $\Rightarrow G_1 B_{12} = G_2 B_{21}$, les probabilités sont dans le poids statistique des deux niveaux concernés
- on a $u\nu = A_{21}/B_{21} \cdot 1/(\exp((E_2 - E_1)/kT) - 1)$ ce qui est conforme à la loi de Planck, s'il n'y avait pas l'émission induite on n'aurait pas le facteur -1
- on en déduit $A_{21}/B_{21} = 8\pi h/\lambda^3$, ces résultats sont valables de façon générale

3) Discussion des résultats

- évaluer les ordres de grandeur entre les coefficients ???

III – Applications

1) Phénomènes de résonance

2) LASER

a) Amplification d'une onde par un milieu matériel *Tout-en-un*

b) Inversion de population – coefficient d'amplitude en régime stationnaires

c) Conditions de fonctionnement

**Expérience d'absorption par les vapeurs de sodium

→ émission spontanée multi-directionnelle (expérience de résonance optique)

Vidéo : conférence de Bernard Cagnac

Détails :

Absorption

- à la probabilité d'absorption d'un photon sur une unité de longueur σn correspond la probabilité de collision d'un atome sur une unité de temps σD (rôles symétriques)
- chaque fois qu'un atome est excité par l'absorption d'un photon, il est arraché à l'état E_1 et porté dans l'état E_2 , pendant une durée très courte dt on a : $dn_1/n_1 = (-\sigma D dt)$
- on définit la probabilité de transition par unité de temps :
$$w_{12} = -1/n_1 (dn_1/dt) = \sigma D = \sigma u \lambda / h$$
- jusqu'à maintenant on avait supposé que l'absorption des photons ne se faisait que pour les photons ayant $\nu = \nu_{12}$, or le phénomène se produit aussi sous l'action de photons de ν voisines de ν_{12} : σ dépend de ν (courbe centrée sur ν_{12})
- on peut refaire le raisonnement précédent sur une bande de fréquence $d\nu$: on a dans ce cas on utilise la densité spectrale u_ν telle que $u = u_\nu d\nu$: $w_{12} = \sigma(\nu) \lambda / h * u_\nu d\nu$
- on suppose que u_ν varie très peu à l'échelle du domaine de valeurs de $\sigma(\nu)$: hypothèse d'excitation broad line, dans ce cas la probabilité globale vaut :
$$w_{12} = \lambda / h * u * \int \sigma(\nu) d\nu$$
 et dans ce cas $B_{12} = \lambda / h * \int \sigma(\nu) d\nu$
- généralement dans les expériences avec les laser, les atomes interagissent avec une onde étroitement monochromatique pour laquelle ν est bien définie
- généralement on introduit une fonction $\phi(\nu)$ proportionnelle à $\sigma(\nu)$ mais normalisée telle que pour une onde monochromatique :
$$w_{12}(\nu) = B_{12} * \phi(\nu) * u$$
 avec $\int \phi(\nu) d\nu = 1$

Emission spontanée

on définit la probabilité d'émission spontanée par unité de temps : $A_{21} = (-1/n_2 * dn_2/dt)$

Emission induite

- jusqu'à maintenant on s'est limité à deux phénomènes : l'action de l'onde EM de fréquence $h\nu_{12}$ est de provoquer des transitions d'absorption dans lesquelles l'atome passe de E_1 à E_2 , on a considéré que les transitions entre E_2 et E_1 se produisent spontanément en l'absence d'action extérieure
- en fait l'action de l'onde EM peut aussi provoquer des transitions entre E_2 et E_1 : émission induite
- on est conduit à faire l'hypothèse d'une probabilité d'émission induite ayant une définition symétrique de celle de la probabilité d'absorption :
- probabilité par unité de temps de l'émission induite : $w_{21} = -1/n_2 * (dn_2/dt)$
- $w_{21}(\nu) = B_{21} * \phi(\nu) * u$ avec $\int \phi(\nu) d\nu = 1$
- dans le cas de l'hypothèse broad line : $w_{21} = B_{21} * u$

Détails pour le III ?

Propriétés du rayonnement induit

a – Caractéristiques de l'onde induite

Le photon induit a la même pulsation, le même vecteur d'onde, la même phase spatiale et temporelle et la même polarisation => identique au photon incident, *Cagnac ch4*

b – Condition d'amplification de l'onde incidente

- on calcule la variation de puissance P du faisceau de section S lorsqu'il traverse un milieu dont l'épaisseur vaut dz , on obtient dP en comptant le nombre de photons absorbés ou créés par émission induite en une seconde dans le volume $V=Sdz$:

$$dP = V h \nu (|dn_2/dt| - |dn_1/dt|) = V h \nu (B_{21} n_2 - B_{12} n_1) \rho(\nu) u$$
- pourquoi on ne tient pas compte de A_{21} : le rapport A_{21}/B_{21}
- pour avoir $dP > 0$ il faudrait avoir $n_2/n_1 > B_{12}/B_{21} = G_2/G_1$: condition jamais réalisée dans les conditions d'équilibre thermiques à n'importe quelle température
- il y a donc nécessité de réaliser une inversion de population : avoir $n_2/n_1 > G_2/G_1$
- c'est dans le domaine hertzien qu'a été réalisé le premier dispositif permettant d'amplifier une onde à la traversée d'un milieu grâce à une inversion de population : son inventeur l'a appelé MASER
- dans le domaine optique c'est le LASER

c – Réalisation d'une inversion de population

On prend juste l'exemple de l'interaction avec d'autres atomes : on provoque une décharge dans un mélange des deux gaz rares hélium et néon, la décharge fait passer un certain nombre d'atomes d'hélium dans un état excité métastable (longue durée de vie), l'énergie de ce niveau métastable de l'hélium coïncide avec l'énergie de plusieurs niveaux excités très voisins du néon, cette coïncidence permet le transfert d'énergie d'un atome d'hélium métastable à un atome de néon lors d'une collision, on parvient donc à peupler de manière préférentielle certains niveaux excités du néon