

## LP 37 Absorption et émission de la lumière

Sylvain Fayard - Yann Gouttenoire

### Messages à faire passer dans la leçon :

- ° **3 processus élémentaires** : absorption, émissions spontanée et stimulée.
- ° Sélectivité en fréquence : **loi de Planck-Einstein** → spectroscopie UV-visible, IR..
- ° **Probabilités de transition** par atome et par unité de temps → modèle phénoménologique : **coefficients d'Einstein** et section efficace. **Taux de variation des populations.**
- ° Evolution spatio-temporelle de l'intensité dans un milieu amplificateur.
- ° condition d'amplification : **inversion de population**, impossible avec un système à 2 niveaux , **pompage optique.**
- ° **Equations d'évolution des populations** et régime stationnaire.
- ° **Phénomène de saturation** si l'intensité est trop grande (existence d'une intensité seuil).
- ° **Lasers** : pompage + milieu amplificateur + cavité, analogie avec les oscillateurs en électronique.
- ° Lasers : **condition d'amorçage** : gain > pertes sur un tour.
- ° Lasers : **saturation et régime stationnaire** : le gain compense exactement les pertes.
- ° Application au **refroidissement d'atomes** : utilise à la fois les lasers et le phénomène d'absorption/émission. On atteint des températures de l'ordre du  $\mu\text{K}$ .

### Plan choisi :

#### Intro :

Modèle de l'électron élastiquement lié insuffisant pour rendre compte des phénomènes qui surviennent proche des résonances (pas d'amplification ni saturation de l'absorption).

Mise en évidence expérimentale (spectro à fibre) des spectres :

- . d'émission de Hg,
- . d'absorption (450-550nm) et d'émission (550-600nm) par fluorescence de la rhodamine,
- . d'émission d'une diode laser.

#### I- 3 processus d'interactions élémentaires

##### A) Quantification des énergies et absorption

**Absorption** (schéma). Permet d'expliquer :

1. raies sombres dans spectres d'émission,
2. absorption rhodamine (bande de vibration)

##### B) Désexcitation et émission

. **Emission spontanée** (schéma). Permet d'expliquer :

1. émission par fluorescence de la rhodamine (3 niveaux, NR pour  $3 \rightarrow 2$ ),
2. phosphorescence si grande durée de vie (étoiles au plafond).
3. photon émis : phase, direction, polarisation aléatoire.

. **Emission induite** (schéma, photon incident).

1. Pas intuitif, Einstein l'a postulé pour retrouver l'équilibre thermique d'une assemblée d'atomes baignant dans un rayonnement thermique à T.
2. Photon incident et photon induit sont jumeaux → amplification cohérente d'un flux lumineux.

##### C) Modèle phénoménologique d'Einstein (1917) (Delsart, Sanz)

- . Situation : assemblée d'atomes modélisés par un système à 2 niveaux de populations  $N_1$  et  $N_2$  soumis à rayonnement de fréquence  $\nu$ .

- **Probabilité de transition** par unité de temps pour les 3 processus.  
Introduire en même temps : coefficients d'Einstein, durée de vie radiative, densité d'énergie du rayonnement, profil de raie.
- Relations entre coefficients d'Einstein (valable pour rayonnement isotrope, maser + facile que laser).
- Le coefficient B décrit l'efficacité de l'interaction lumière-matière, il est relié à la **section efficace** de l'interaction : surface qui intercepte la quantité de flux lumineux qui va induire la transition. C'est une grandeur expérimentale.
- Cas onde non monochromatique (densité spectrale :  $J(\nu)d\nu =$  proba de trouver un photon dans l'intervalle  $[\nu, \nu+d\nu]$  ).
- **Taux de variation des populations** (on considère système à 2 niveaux de population  $N_1$  et  $N_2$ ).

## II- Amplification d'une onde

### A) Condition d'amplification (Sanz)

- **Bilan d'énergie du rayonnement** entre  $t$  et  $t+dt$  pour une tranche de section  $S$  entre  $z$  et  $z+dz$  du milieu traversé → **équation d'évolution de l'intensité**. (/!\ l'es est isotrope).
- **Condition d'amplification** de l'onde en RS → nécessité d'une **inversion de population**.
- A l'équilibre, facteur de Boltzmann → **milieu atténuateur**.
- Nécessité d'un **processus de pompage** afin de placer le milieu hors-équilibre et de créer l'inversion de population.

### B) Pompage optique (Sanz)

- Système à 2 niveaux avec mécanisme de pompage.  
Le calcul dans Sanz est faux:
- 1. considérer proba de desexcitation NR :  $1/\tau_2 - A$  et  $1/\tau_1$ ,
- 2. ne pas oublier l'**es** dans l'équation des populations sur  $N_1$ ,
- 3. remplacer  $\Delta N_0$  :  $(\tau_2 - \tau_1)$  par  $\tau_1\tau_2(1/\tau_1 - A)$ .
- Interprétation de la **condition d'amplification** :  $1/\tau_1 > A$ . Pour une intensité faible,  $N_1/\tau_1$  atomes quittent le niveau 1 et  $AN_2$  y arrivent. Ils sont égaux en RS. D'où  $N_1 < N_2$ .
- On remarque que la différence de population tends vers zéro lorsque l'intensité de l'onde devient supérieur à l'intensité de saturation → **saturation de l'amplification ou transparence induite** → **l'ei et l'abs s'équilibrent**.

## III- Les lasers

### A) Cavités (Sanz)

- On ne veut pas seulement amplifier, on veut entretenir l'amplification et être sélectif en fréquence → rôle de la **cavité**.
- Présentation cavité linéaire et cavité en anneau. **Condition de résonance** pour définir les modes propres, analogie avec la corde de Melde. Après un aller-retour (ou un tour complet pour la cavité en anneau), l'onde doit se retrouver en phase avec elle-même.
- Existence de pertes par réflexion, diffusion, absorption.

### B) Effet laser (Delsart p122)

- On se place dans le régime perte faible – gain faible → on peut négliger le terme d'évolution spatial dans l'équation d'évolution de l'intensité.
- **Evolution de l'intensité sur un parcours complet** de la cavité (en intégrant sur un tour complet, préférer cavité en anneau) pour montrer que  $dI/dt > 0$  → **Gain > Pertes : condition d'amorçage de l'effet laser**.
- La **saturation de l'amplification** entraîne que le gain diminue pour finalement être égal aux pertes → RS.
- Expliquer fonctionnement monomode ou multimode avec fonction d'Airy de la cavité superposée à la courbe de gain et de pertes. Un mode ne peut s'établir que si le gain associé est supérieur aux pertes.

### **C) Ralentissement d'atomes (Hänsch et Schawlow 1975)**

- . Situation : jet d'atome de Rb (alcalin) à la sortie d'un four qu'on illumine avec un laser en sens inverse résonant avec une transition de l'atome.
- . En absorbant un photon, un atome va absorber son impulsion et subir un recul puis réémettre un photon par émission spontanée dans une direction aléatoire. Le recul subit par cette dernière étape est donc nulle en moyenne.
- . Cependant, la fréquence du laser vu par l'atome dans son référentiel est légèrement supérieur à celle vu dans le labo. Afin d'être résonante la fréquence du laser dans le labo doit donc être légèrement inférieur à la fréquence de la transition (décalée vers le rouge).
- . Cela est en fait un avantage car on va pouvoir ralentir sélectivement les atomes par classe de vitesse. Leur vitesse suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann, on va d'abord ralentir la classe d'atomes les plus rapides puis adapter la fréquence pour progressivement refroidir tous les atomes → laser accordable. (Faire schéma nbr atomes (vitesse) et montrer l'action du laser).
- . Pour ralentir dans les 2 directions, on peut utiliser 2 lasers contrapropageants de même fréquence, légèrement inférieure à la fréquence de la transition. Un atome ne va donc réagir qu'avec le laser qui se propage dans la direction opposée à sa vitesse.
- . En faisant cela selon 3 axes avec 6 lasers, on crée une mélasse optique : l'atome est ralenti dans toutes les directions de l'espace.
- . Calcul de la température minimale (température de recul):  
on ne pourra jamais diminuer l'impulsion de l'atome en-deça de l'impulsion cédée par le photon d'émission spontanée.  
Réponse : qq  $\mu\text{K}$ .
- . Calcul de la durée de refroidissement :  
le nombre de cycle d'absorption - émission spontanée est l'impulsion initiale de l'atome divisé par l'impulsion d'un photon du laser.  
La durée d'un cycle est la durée de vie d'un état excité de l'atome (l'inverse de largeur naturelle des raies = 10 Mhz).  
Réponse : qq ms.
- . Application : collimation de jet atomique, fontaine atomique..

**Ccl :** Grande variété de lasers et de leurs utilisations (physique des hautes énergies, atomes froids, découpe des métaux, opération de la myopie, etc ...)

#### **Expériences présentées :**

Mise en évidence expérimentale (spectro à fibre) des spectres :

1. d'émission de Hg,
2. d'absorption (450-550nm) et d'émission (550-600nm) par fluorescence de la rhodamine,
3. d'émission d'une diode laser.  
On aurait pu montrer le laser en kit.

#### **Remarques et questions du correcteur:**

- .
- . Désexcitation non radiative ?
- . Différence phosphorescence/fluorescence
- . Loi de Beer-Lambert
- . Origine émission spontanée
- . Rapport de branchement pour la durée de vie
- . Lien coefficients d'Einstein et loi de Planck
- . Intérêt section efficace
- . Coefficient d'Einstein valable pour un atome ?
- . Lien laser oscillateur
- . Comment faire pour rendre laser plus sélectif ?
- . Comment refroidir d'avantage les atomes ?
- . Comment on retrouve la loi de Planck ?
- . Qu'est ce qui est responsable de l'élargissement ?
- . Relation d'incertitude temps-énergie, vraie relation d'incertitude de Heisenberg ?

- . Miroirs plans ou sphériques ?
- . Importance rugosité miroirs ?
- . Dans le cas de He-Ne, c'est quoi qui émet ?
- . Quel raisonnement de MQ permet de remonter à la largeur des raies ?  
Comment calculer les coefficients d'Einstein ?

### **Complément (questions possibles):**

#### **Types de lasers :**

Laser à gaz, laser à excimère, laser à colorant, lasers à semi-conducteurs.

#### **Régimes de fonctionnement:**

Continu ou impulsionnel (Q-switched, modes bloqués..).

#### **Méthodes de pompages :**

Irradiation par autre onde EM sur une autre transition (pompage optique), collisions électroniques, atomiques ou moléculaires dans les gaz, tri sur jet atomique ou moléculaire (maser à amoniac).

#### **Laser accordable :**

Spectre large de fluorescence d'un milieu amplificateur à large bande (100 Thz) (ex : solution de rhodamine, cristal de saphir/titane).

Puis on sélectionne la fréquence de plus en plus précisément, par exemple :

Filtre de Lyot (lame biréfringente entre 2 polariseurs parallèles orienté à 45° des lignes neutres de la lame cristalline) → qq Thz.

Lames faces parallèles (0.1cm → 150Ghz).

Fabry-pérot (1 cm → 15Ghz).

Fabry-pérot (1 m → 300 Mhz) (on joue avec les distances)

On peut également sélectionner des fréquences avec un réseau de diffraction.

Dans certain laser, on trouve des cavités FP à miroir sphérique pour augmenter le nombre d'aller-retour.

#### **Validité du modèle d'Einstein :**

Ce modèle explique le fonctionnement de la plupart des lasers, redonne le rayonnement thermique pour lequel il a été développé. Cependant il ne dit rien des phases du champ et du dipole atomique.

Un calcul rigoureux des coefficients de la matrice densité (populations et cohérences) d'une assemblée d'atomes à travers les équations de Bloch optique montre que les oscillations de Rabi entre les populations sont brouillées après un certain temps caractéristique. Les phénomènes déphasants responsables de cette perte de cohérence sont les interactions des atomes entre eux et avec leur environnement (collisions) ainsi que l'émission spontanée (valable également pour un atome isolé). Lorsque les oscillations de Rabi sont rapidement amorties par l'environnement, on peut négliger ces « transitoires cohérents » et se contenter des solutions des équations de Bloch en régime stationnaire. Ces solutions redonnent rigoureusement les populations  $N_1$  et  $N_2$  calculées via le modèle d'Einstein.

Le modèle d'Einstein n'est valable que pour une assemblée d'atomes.

#### **Validité du modèle de Lorentz de l'électron élastiquement lié :**

Le calcul des cohérences à travers les équations de Bloch redonne, dans la limite des faible intensité, l'expression de la polarisabilité calculée avec le modèle de l'électron élastiquement lié à un facteur près, la force d'oscillateur qui donne l'importance relative de chaque fréquence de résonances.

#### **Lien approche semi-classique (équation de Bloch optique) - modèle d'Einstein - modèle de Lorentz :**

Les équations de Bloch, comporte 2 équations : l'une portant sur l'évolution temporelle des populations et l'autre portant sur l'évolution temporelle des cohérences. Lorsque l'on considère la deuxième équation dans un régime de fort amortissement et qu'on la réinjecte dans la

première (on élimine adiabatiquement la variable « cohérence » à relaxation rapide) on obtient l'équation d'évolution des populations selon le modèle d'Einstein. Lorsque l'on considère la deuxième équation dans le cas d'un système peu excité, on obtient l'équation d'évolution du dipole atomique dans le cadre de l'électron élastiquement lié.

### **Origine émission spontanée :**

C'est le couplage de l'état excité de l'atome avec les fluctuations de l'énergie électromagnétique du vide. On est alors face à un couplage entre un état discret et un continuum car il existe une infinité de vecteurs d'onde possibles pour le photon. La probabilité de transition donnée par la règle d'or de Fermi intégrée sur tous les vecteurs d'onde et polarisations possibles du photon émis fournit la probabilité de désexcitation par émission spontanée pour les temps courts. C'est celle qui est donnée par le modèle d'Einstein. D'après la relation temps-énergie, le temps de vie finie de l'état excité entraîne un élargissement en énergie du niveau excité. Pour les temps plus long, il faut pousser la théorie des perturbations dépendantes du temps un peu plus loin et utiliser la méthode de Wigner-Weisskopf. Celle-ci implique que la probabilité pour l'atome de rester dans l'état excité décroît exponentiellement avec le temps (cf radioactivité). De plus, la théorie prévoit un certain déplacement de l'énergie du niveau excité si ce dernier correspond à un état S (fonction d'onde orbitale nulle à l'origine), c'est le Lamb shift.

### **Environnement à élargissement inhomogène :**

Nous avons considéré que tous les atomes avaient la même fréquence de résonance mais c'est faux. Une des causes principales pour les lasers à gaz est l'élargissement Doppler. En milieu condensé, cela peut provenir des irrégularités de la maille cristalline de manière à ce que chaque atome voit un champ électrostatique différent. Ainsi dans l'équation d'évolution de l'intensité, le coefficient d'amplification pour l'onde (le gain par unité de longueur) qui est la différence de population multiplié par la section efficace correspond à une seule classe d'atome de fréquence de résonance bien déterminée. Le coefficient d'amplification pour l'échantillon total s'exprime comme le produit de convolution du coefficient d'amplification pour une seule classe d'atome convolué par la distribution statistique des fréquences de résonance. Dans le cas des faibles intensités, on peut l'exprimer comme le produit de convolution du profil spectral par la distribution statistique des fréquences de résonance. Cela donne bien souvent le produit de convolution d'une lorentzienne par une gaussienne et donc un profil de voigt pour le coefficient d'amplification du milieu en fonction de la fréquence de l'onde. A forte intensité, l'interprétation est plus délicate car on ne peut négliger la saturation de l'amplification qui est d'autant plus forte que la fréquence de l'onde est proche de la résonance.

### **Speçroscopie sub-Doppler :**

But : réduire la largeur naturelle des raies.

Dans un milieu à élargissement inhomogène, le spectre de l'onde émise par fluorescence n'est pas le profil spectral mais le produit de convolution du profil spectral avec la distribution statistique des fréquences de résonance. Pour une vapeur, la largeur des raies va alors être dû à l'élargissement Doppler. On peut réduire cette largeur en réduisant la composante des vitesses longitudinales au laser. Pour cela, on utilise un faisceau d'atomes bien collimaté que l'on vient excité avec un laser croisé à  $90^\circ$  et on vient récupérer la lumière de fluorescence dans la troisième direction.

### **Spectroscopie par absorption saturée :**

But : mesurer la largeur naturelle d'une raie.

Si on envoie une onde laser monochromatique intense sur un échantillon d'atomes tous initialement dans leur état fondamental on creuse un trou dans la distribution statistique en fréquence de résonance des atomes dans leur état fondamental. La largeur de ce trou est la largeur naturelle de la raie. Ce trou est centré sur la fréquence du laser dans le référentiel de l'atome et sa profondeur augmente avec l'intensité de l'onde jusqu'à la saturation (égalité des populations pour la classe d'atome concernée). Ce phénomène s'appelle le hole burning. L'objectif de la méthode d'absorption saturée est de venir sonder la largeur de ce trou et donc la largeur naturelle de transition. La technique fonctionne sur un scénario du type pompe-sonde. On envoie un 1<sup>er</sup> laser d'intensité assez forte pour saturer une certaine classe d'atomes

puis on envoie un 2<sup>e</sup> laser d'intensité beaucoup plus faible dont on va balayer la fréquence autour de la fréquence de résonance de la classe d'atomes saturés par le 1<sup>er</sup> laser afin de mesurer un spectre d'absorption. Ce spectre d'absorption va présenter un pic de largeur égale à l'élargissement Doppler avec pour une certaine fréquence un trou de largeur égale à la largeur de raie (plus petite).

En pratique, il est difficile d'accorder la fréquence de 2 lasers. On utilise un seul laser accordé sur la fréquence de résonance de la classe d'atomes de vitesse nulle qui, à l'aide d'une lame semi-réfléchissante, va jouer le rôle de la pompe au 1<sup>er</sup> passage dans le milieu et de la sonde au 2<sup>e</sup> passage. De cette façon, il n'y a pas d'effet Doppler et les 2 ondes excitent la même classe d'atome.

Il existe également le phénomène d'amplification saturée en cavité linéaire lorsqu'un mode de la cavité coïncide avec la fréquence de la transition au repos. On a alors amplification de l'onde à partir de la même classe d'atomes pour ses 2 passages dans la cavité (double hole burning pour la même classe d'atomes). Le spectre du laser présente alors un léger creux pour la fréquence de la transition. C'est le phénomène de Lamb-dip.

### **Compétition de modes :**

Dans un milieu à élargissement homogène, on a une seule classe d'atome. Il ne peut y avoir qu'un fonctionnement monomode et il y a donc compétition entre les modes. Cependant, cela n'est pas vrai pour une cavité linéaire qui entraîne l'établissement d'une onde stationnaire avec des ventres et nœuds (absence de saturation au voisinage des nœuds). Cela n'est généralement pas vrai non plus en régime impulsif où un mode n'a pas le temps de tuer les autres.

Dans un milieu à élargissement inhomogène, il y a compétition entre 2 modes lorsque qu'ils sont amplifiés par la même classe d'atome. Formulé autrement, 2 hole burning ont lieu sur la même classe d'atomes à partir de 2 modes différents. On a alors compétition entre les 2 modes après quoi un seul ne peut demeurer.

### **Refroidissement d'atomes :**

1. La température minimale pour les atomes n'est pas dans le cas général la température de recul. C'est une autre température appelée température Doppler 1000 fois plus grande (qq mK). En fait, lorsque l'on a calculé la température limite on a seulement pris en compte l'impulsion cédée par le dernier photon d'émission spontanée et on a négligé la somme de toutes les impulsions cédées par les quelques milliers de photons d'émission spontanée de directions aléatoires. On a supposé cette somme nulle en moyenne mais c'est faux. On peut assimiler cette série d'impulsions cédées par les photons à une marche au hasard dans l'espace des impulsions. Alors la variance de la variable impulsion dans cette espace croît linéairement dans le temps avec un certain coefficient de diffusion et cela cause un étalement des vitesses et donc un échauffement. La température limite du refroidissement Doppler correspond alors à un équilibre entre la force de friction Doppler due à la mélasse optique et le chauffage dû aux fluctuations de l'impulsion de l'atome.
2. En pratique ce n'est pas une mélasse optique qui est réalisée pour ralentir les atomes c'est un piège magnéto-optique qui est constitué d'une paire de bobines parallèles parcourues par des courants opposés qui produisent un champ magnétique nul au centre et qui évolue linéairement de part et d'autre. On superpose selon cet axe 2 lasers contrapropageants de même fréquence légèrement décalée vers le rouge et de polarisations circulaires opposées  $\sigma_-$  et  $\sigma_+$ . De cette façon, les fréquences des transitions entre sous-niveaux Zeeman dépendent de la position. On va positionner les composantes  $\sigma_-$  et  $\sigma_+$  pour que les atomes n'absorbent que des photons issus de l'onde qui se propagent dans la direction opposée. L'avantage est double. La vitesse de capture est plus grande mais surtout cela permet de piéger l'atome dans l'espace des positions (force de rappel).
3. On a parlé de la force de pression de radiation, celle-ci dépend du gradient de phase du champ et est en quadrature de phase avec ce dernier donc elle est dissipative, l'énergie de l'atome étant évacuée par émission spontanée. Il y a également la force dipolaire qui

dépend du gradient d'intensité du champ et qui est non-dissipative car elle résulte d'une redistribution de photons entre les 2 ondes contrapropageantes. Elle est dite réactive. Autre interprétation de la force dipolaire : un champ non résonant induit sur le niveau fondamentale de l'atome un déplacement lumineux (light-shift) proportionnel à l'intensité lumineuse. La force qui dérive de ce déplacement d'énergie est bien proportionnelle au gradient d'intensité du champ. Ces 2 forces qui pilotent l'interaction d'un atome avec une onde, réactive et dissipative, peuvent être dérivées du modèle de l'électron élastiquement lié. Il manque seulement le facteur qui traduit le phénomène de saturation de l'absorption tel que décrit dans cette leçon. Elles correspondent respectivement aux parties réelle et complexe de la susceptibilité électrique. Voir problème agrégation physique 2006.

4. Pour les atomes tels que le niveau fondamental est dégénéré, une autre force de friction basée sur l'effet Sisyphus permet d'atteindre des températures sub-doppler et parfois la température de recul. Lorsque l'on a 2 faisceaux opposés polarisés linéairement à angles droits, on forme une onde stationnaire de polarisation modulée spatialement, alternativement  $\sigma_-$  et  $\sigma_+$  en quadrature l'une de l'autre. Les intensités des composantes  $\sigma_-$  et  $\sigma_+$  induisent une modulation spatiale également alternée des déplacements lumineux des 2 sous-niveaux Zeeman. L'atome voit un seul des 2 potentiels sinusoidaux en quadrature l'un de l'autre. Lequel de ces 2 potentiels est déterminé par le sous-niveau Zeeman que l'atome occupe. Lorsque l'atome subit une transition entre sous-niveau Zeeman, il voit l'autre potentiel. Cependant la probabilité de cette transition est maximale lorsque l'atome est à un sommet de potentiel. Par conséquent, l'atome va monter un potentiel, arriver au sommet, subir une transition entre sous-niveau Zeeman et tomber en bas d'une vallée de l'autre potentiel, monter à nouveau jusqu'au sommet de ce potentiel et ainsi de suite.
5. Il est possible d'atteindre des températures sub-recul de l'ordre du nK. Une première méthode est de faire en sorte que les atomes de vitesse nulle n'interagissent plus avec les lasers → on crée des états noirs. Une seconde méthode est d'éliminer les atomes les plus énergétiques en diminuant soudainement les caractéristiques du piège. Après thermalisation entre les atomes restants, on se retrouve à une température plus faible qu'initialement → refroidissement évaporatif.

## **Bibliographie et remarques bibliographiques :**

### **. *Pour la leçon:***

Tout-en-un, nouveaux programmes, Sanz,  
Lasers et optique non linéaire, Delsart.

### **. *Un peu de tout sur les lasers :***

Lasers, Cagnac, Faroux.

### **. *Pour comprendre la refroidissement par photo-absorption:***

Les atomes froids Erwan Jahier (Livre de vulgarisation, excellent pour comprendre vite),  
Physique quantique, Le Bellac,  
Physique atomique, tome 1, Cagnac, Tchang-Brillet, Pebay-Pérouta.

### **. *Pour aller plus loin :***

Processus d'interaction entre photons et atomes, Cohen-Tannoudji, Dupont-Rox, Grynberg  
(chap 5 sur les équations de Bloch optique),  
Introduction à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre,  
Une brève histoire des atomes froids Dalibart CDF (Le mieux pour tout comprendre sur les  
atomes froids, y compris sur l'effet Sisyphé),  
Problème agrégation physique 2006 (Forces réactives, dissipatives puis température Doppler  
calculés avec le modèle de l'électron élastiquement lié),  
Atomic physics Budker, Kimball, Demille.

## **Remarques importantes des rapports de jury :**

Les candidats ne précisent pas suffisamment les propriétés du rayonnement considéré.  
Ne pas confondre les processus élémentaire pour 1 atome et pour une assemblée d'atomes.