

---

# LP 38 : Aspects corpusculaires du rayonnement, notion de photon

---

Yann MONCEAUX et Cédric BLAIZE



## Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'effet photoélectrique</b>	<b>1</b>
1.1 Expérimentalement . . . . .	1
1.2 Interprétation d'Einstein (1905) . . . . .	4
<b>2 Le photon : caractéristiques et applications</b>	<b>4</b>
2.1 Masse et impulsion . . . . .	4
2.2 Moment cinétique . . . . .	6
<b>3 Photons uniques</b>	<b>8</b>
3.1 Réalisation d'une source . . . . .	8
3.2 Anticorrélation . . . . .	8
<b>Conclusion</b>	<b>9</b>
<b>Choix pédagogiques</b>	<b>9</b>
<b>Questions</b>	<b>9</b>
<b>Remarques</b>	<b>11</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>11</b>

Niveau : L3

Prérequis :

- Quantification des échanges d'énergie pour le corps noir
- Energie d'une particule relativiste
- Notions de mécanique quantique
- Polarisation d'une onde lumineuse

## Introduction

Max Planck a résolu le problème de la catastrophe ultraviolette (divergence de l'énergie aux faibles longueurs d'ondes de la loi Rayleigh-Jeans) en introduisant la quantification des échanges d'énergie. On va voir au cours de cette leçon qu'on peut aller encore plus loin en introduisant la notion de photon.

## 1 L'effet photoélectrique

### 1.1 Expérimentalement

Effet photoélectrique : émission d'électrons par un matériau soumis à l'action de la lumière.



*Présentation expérimentale avec un électroscope. Préparation de l'électroscope :*

- *remplacer la partie supérieure de l'électroscope par la plaque de zinc*

- *On charge une baguette positivement par frottement, ce qui arrache les électrons (le plastique marche très bien quand on préfère éviter la peau de chat!)*
- *On établit le contact baguette-plaque, surplus de charge positive, l'aiguille est repoussée et s'incline*
- *on pose un instant un doigt sur la plaque, le corps sert de masse, l'électroscope redevient électriquement neutre et l'aiguille redevient verticale*
- *on retire la baguette, qui repart avec ses charges positives, l'électroscope est chargé négativement et l'aiguille s'incline à nouveau*

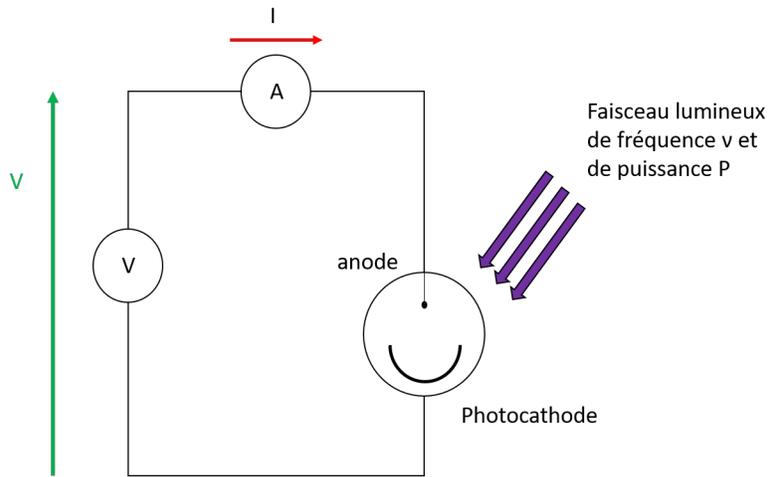
On peut maintenant mettre en évidence l'effet photoélectrique.

- Eclairer la plaque de zinc avec une lampe à vapeur de mercure en plaçant une plaque de verre à la sortie de la lampe. Rien ne se passe.
- Retirer la plaque de verre. L'aiguille remonte, les électrons ont bien été arrachés par la lumière. Par ailleurs on met aussi en évidence le fait que ce phénomène dépend de la longueur d'onde.

Remarques : Pour que l'expérience fonctionne :

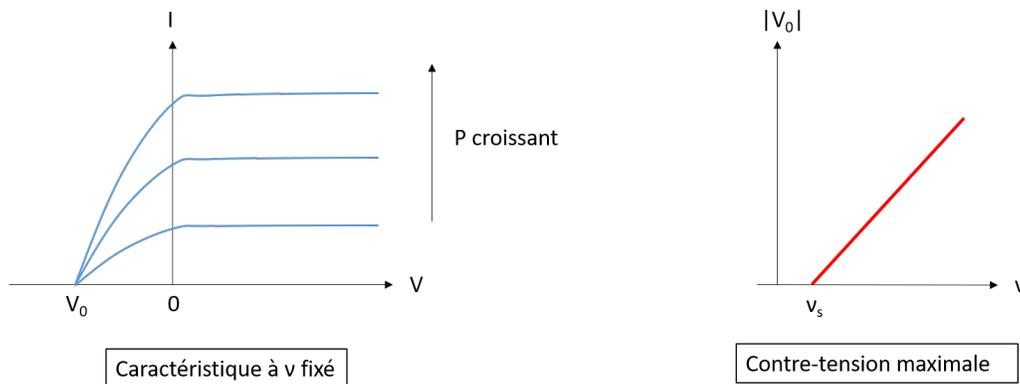
- Placer l'aiguille dans le bon sens, il faut que sa seule position d'équilibre stable soit quasi-verticale, et pas qu'elle ait deux positions d'équilibres, une verticale et une horizontale
- Prendre une des vieilles lampe à vapeur de mercure cylindrique et pas rectangulaire (apparemment les rectangulaires ne serait pas assez puissante. Je n'ai pas vérifié, mais en tout cas ça fonctionne avec les anciennes)

Cette expérience est qualitative, si on veut mieux comprendre l'effet photoélectrique il faut en réaliser une quantitative. Le montage proposé pour réaliser cela est le suivant :



La photocatode est une plaque métallique sensible à la lumière. L'anode une électrode destinée à recueillir les électrons. L'ensemble des deux est placé dans un tube à vide. La photocatode est éclairée par un faisceau lumineux de fréquence  $\nu$  et de puissance  $P$ . On place l'électrode à un potentiel  $V$  par rapport à la photocatode, ce qui a pour effet d'accélérer les éventuels électrons arrachés par effet photoélectrique, et donc de les repousser ou de les attirer selon le signe de la tension. On relève le courant et la tension.

Les résultats de cette expérience sont de la forme suivante :



On voit sur la caractéristique à  $\nu$  fixé que le courant finit par atteindre une valeur fixée à  $V$  grand, proportionnelle à la puissance  $P$ . Par ailleurs le courant est non nul pour une tension nulle. Il s'annule pour une tension négative  $V_0$ . Sa valeur absolue,  $|V_0|$  représente la contre-tension maximale au delà de laquelle aucun courant ne passe plus car l'anode repousse tout les électrons. Elle est telle que :

- Sa valeur dépend uniquement de  $\nu$  et pas de  $P$
- elle augmente linéairement avec  $\nu$  de pente indépendante du matériau

- Il existe une fréquence seuil  $\nu_s$  en dessous de laquelle il n'y a pas d'effet photoélectrique.  $\nu_s$  dépend du matériau

On va voir comment la notion de corpuscule de lumière permet d'expliquer ces résultats à priori étonnants.

## 1.2 Interprétation d'Einstein (1905)

Il faut fournir un travail pour arracher les électrons du métal, noté  $W_s$ .

Si l'énergie de l'onde lumineuse est communiquée sous forme de corpuscules nommés photons et d'énergie  $h\nu$ , celle-ci ne pourra arracher les électrons que si  $h\nu \geq W_s = h\nu_s$   
On explique ainsi le seuil, qui dépend bien du matériau.

Si  $\nu \geq \nu_s$  l'excédent d'énergie est emporté par l'électron sous forme d'énergie cinétique  $h\nu = W_s + \frac{1}{2}mv^2$  Equation d'Einstein

C'est cette énergie cinétique qui permet aux électrons d'atteindre l'anode même s'ils sont repoussés lorsque la tension est négative. La contre-tension maximale  $|V_0|$  est donc telle que :  $e|V_0| = \frac{1}{2}mv^2 = h\nu - W_s = h(\nu - \nu_s)$

soit  $|V_0| = \frac{h}{e}(\nu - \nu_s)$

On retrouve bien le fait que la pente est indépendante du matériau. Cela a été confirmé expérimentalement, on retrouve bien la même valeur de  $h$  que Planck !

Si on introduit la longueur d'onde seuil  $\lambda_s = \frac{c}{\nu_s}$  la longueur d'onde au dessus de laquelle il n'y a plus d'effet photoélectrique et qu'on présente quelques valeurs pour différents matériaux :

Métal	Ni	Fe	Zn	Na	Rb	Cs
$\lambda$ (nm)	248	258	365	496	564	590

On remarque que pour le Zinc, la longueur d'onde seuil est dans l'UV ce qui explique pourquoi dans l'expérience introductive il fallait des UV pour arracher les électrons. On voit donc que la notion de photon permet d'expliquer l'effet photoélectrique de façon satisfaisante.

## 2 Le photon : caractéristiques et applications

### 2.1 Masse et impulsion

Les photons, "grains de lumières" se déplacent à priori à  $c$ , la célérité de la lumière. Ils sont donc nécessairement relativistes. Or on rappelle que l'énergie d'une particule relativiste est  $E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$  où  $p$  est l'impulsion de la particule et  $m$  sa masse.

On en déduit donc que  $h\nu = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$ .

Cette relation est valable pour toute fréquence donc en faisant tendre la fréquence vers 0 :  $(\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4})_{\nu=0} = 0$ . d'où  $\begin{cases} (p^2c^2)_{\nu=0} = 0 \\ (m^2c^4)_{\nu=0} \end{cases}$

Comme la masse et la célérité de la lumière sont indépendantes de la fréquence, on en déduit que  $m = 0$ . Le photon est une particule de masse nulle!

On a alors  $E = pc$  pour un photon.

Remarque : Pour le photon on n'écrit pas  $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$  car  $\gamma$  tend vers l'infini et la masse est nulle.

On a donc  $h\nu = pc$  soit  $\lambda = \frac{h}{p}$ . C'est la relation de De Broglie.

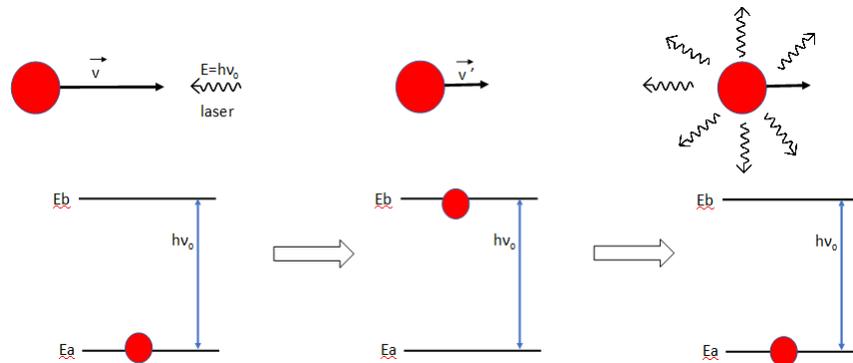
On peut sinon écrire  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$

### Application : refroidissement Doppler

Par refroidissement, on entend diminuer l'agitation thermique, donc si on considère un gaz d'atomes par exemple, diminuer la vitesse thermique de ces atomes.

On considère un atome dans un niveau d'énergie  $E_a$ , avec un niveau excité au-dessus d'énergie  $E_b$  telle que  $E_b - E_a = h\nu_0$ . Si on envoie à l'aide d'un laser un photon de fréquence  $\nu_0$  sur l'atome, il va pouvoir l'absorber et passer dans le niveau excité. Or par conservation de l'impulsion, si le photon se propage en sens inverse de l'atome, l'atome va être ralenti.

Sa vitesse va être à nouveau modifiée par émission spontanée d'un photon lors de la désexcitation mais ce processus étant isotrope, après un très grand nombre de cycle absorption-émission spontanée, la modification de la vitesse par émission spontanée sera nulle en moyenne. C'est ainsi que l'atome peut-être ralenti.



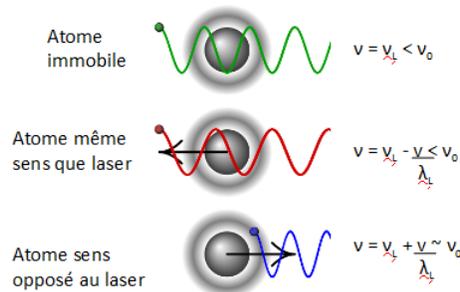
Par conservation de la quantité de mouvement, la variation de vitesse de l'atome lors de l'absorption est  $\Delta v = -\frac{h\nu_0}{mc}$

Pour un atome de rubidium (atome typique lors de ce type d'expérience) :  $\begin{cases} m = 1.45 \times 10^{-25} \text{kg} \\ \nu_0 = 3.86 \times 10^{14} \text{Hz} \end{cases}$   
donc  $\Delta v = -6 \text{mm.s}^{-1}$

Typiquement, la vitesse thermique d'un gaz d'atome de rubidium à température ambiante est de quelques centaines de mètres par secondes. On voit qu'il va falloir beaucoup de cycles d'absorption-émission spontanée pour ralentir significativement l'atome, mais ça permet de justifier pourquoi on peut négliger l'influence de l'émission spontanée par moyennage.

Cependant on peut remarquer qu'un des problèmes de ce procédé est qu'il faut connaître la direction de propagation de l'atome pour placer le laser en face, et aussi qu'il faut arrêter le laser au bon moment car sinon l'atome va commencer à se déplacer dans le même sens que le sens de propagation du laser au bout d'un certain temps.

Le procédé précédent est complété par utilisation de l'effet Doppler : en plaçant deux lasers face à face dans la direction de propagation de l'atome de fréquence  $\nu_l < \nu_0$ , si le laser se propage dans le même sens que l'atome, la fréquence perçue sera encore plus faible, mais s'il se propage en sens opposé, la fréquence perçue sera plus élevée que  $\nu_l$  et donc plus proche de  $\nu_0$ . L'atome absorbe le photon avec une probabilité beaucoup plus grande s'il se dirige en sens opposé à celui-ci, i.e si l'absorption du photon va le ralentir.



En plaçant 3 paires de lasers se propageant dans des sens opposés, on peut refroidir un nuage d'atome jusqu'à des températures de l'ordre du mK!

Remarque correcteur : Attention, par simple refroidissement doppler on n'atteint pas le mK. Il faut compléter par effet Zeeman, voir questions

## 2.2 Moment cinétique

Comme l'électron qui possède un spin 1/2, le photon possède également un moment cinétique intrinsèque. Son spin est de 1.

Si à priori 3 projections sont possibles, la projection de spin 0 est interdite par la théorie quantique des champs car le photon a une masse nulle.

Les projections correspondent aux polarisations :  $\begin{cases} m_s = -1 : \text{polarisation circulaire gauche notée } \sigma^- \\ m_s = +1 : \text{polarisation circulaire droite notée } \sigma^+ \end{cases}$

La polarisation rectiligne  $\pi$  est la superposition d'une circulaire droite et d'une circulaire gauche.

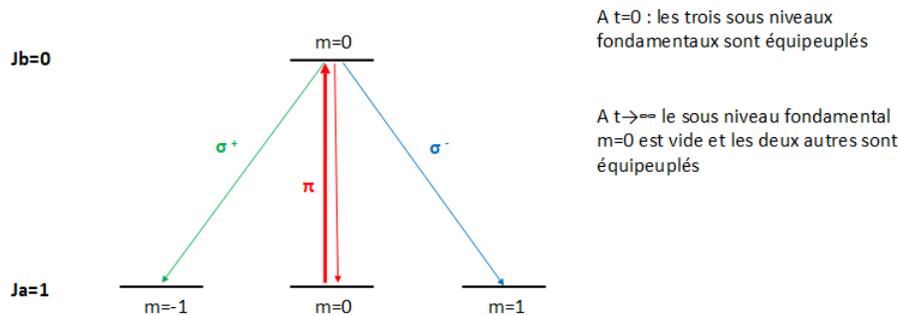
Application au pompage optique :

L'hamiltonien d'interaction d'un atome avec un champ électrique est (approximation aux grandes longueurs d'ondes)  $H_{EM} = -\hat{\vec{D}} \cdot \vec{E}$  où  $\hat{\vec{D}}$  est l'opérateur moment dipolaire électrique de l'atome et  $\vec{E}$  le champ électrique extérieur.

Le rayonnement ne peut provoquer la transition entre deux états atomiques  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$  au 1er ordre de la théorie des perturbations que si  $\langle a | H_{EM} | b \rangle \neq 0$ . Si on écrit  $|a\rangle$  et  $|b\rangle$  dans la base  $|n, l, m\rangle$  on peut aboutir à des règles de sélections. En considérant que  $E_b > E_a$  :

$$\begin{aligned}
 & - l_b - l_a = \pm 1 \\
 & - \begin{cases} \sigma^- : m_b - m_a = -1 \\ \sigma^+ : m_b - m_a = +1 \\ \pi : m_b = m_a \end{cases}
 \end{aligned}$$

Si on considère la transition entre un niveau fondamental de moment cinétique total  $J_a = 1$  et un excité  $J_b = 0$  et qu'on éclaire avec des photons de polarisations  $\pi$  :



Une des utilités du pompage optique est de préparer un état quantique.

On voit donc que le modèle du photon a permis d'expliquer des phénomènes comme l'effet photoélectrique, et que ses caractéristiques donnent lieu à de nombreuses applications. Mais a-t-on des vraies preuves de leur existence? C'est ce qu'on va essayer de voir dans la 3ème partie.

### 3 Photons uniques

#### 3.1 Réalisation d'une source

La première démonstration expérimentale d'une source pouvant émettre des impulsions lumineuses à un seul photon a été réalisée par Philippe Grangier, Alain Aspect et Gérard Roger à l'Institut d'Optique en 1986.

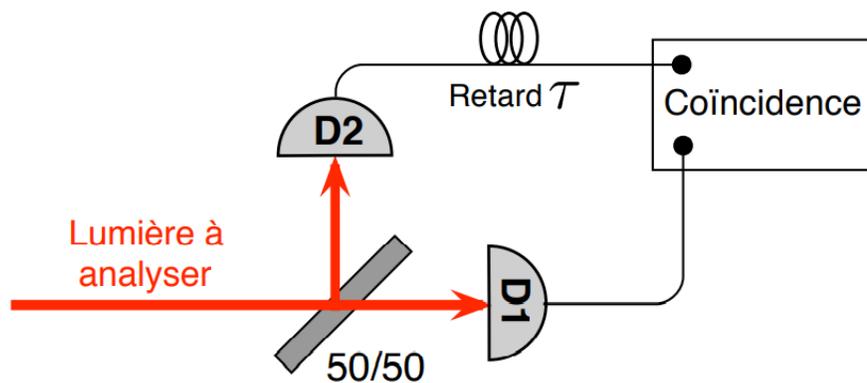
Cette expérience consistait à isoler l'émission de fluorescence d'un atome de calcium. Un atome de calcium initialement au repos puis excité va se désexciter en émettant successivement 2 photons de fréquence  $\nu_1$  ( $\lambda_1=551$  nm) puis  $\nu_2$  ( $\lambda_2=423$  nm).

On détecte le premier photon émis, on sait alors que dans un intervalle de temps  $T$  de l'ordre de 5ns, correspondant à la durée de vie de l'état intermédiaire, le deuxième photon va être émis. On peut alors isoler ce deuxième photon !

Il existe d'autres types de sources de photons uniques, comme les centres NV par exemple.

#### 3.2 Anticorrélation

On cherche à prouver que la source obtenue émet bien les photons un par un. Pour ça, un interféromètre de Hanbury Brown et Twiss a été mis en place



D1 et D2 sont des photodétecteurs.

On note :

$P_1(t)$  la probabilité qu'un photon soit détecté par D1 à l'instant  $t$

$P_2(t + \tau)$  la probabilité qu'un photon soit détecté par D2 à l'instant  $t + \tau$

$P_{1,2}(t, t + \tau)$  la probabilité qu'un photon soit détecté par D1 à l'instant  $t$  et un autre par D2 à l'instant  $t + \tau$

On définit alors la fonction de corrélation  $g^{(2)}(\tau) = \frac{P_{1,2}(t, t + \tau)}{P_1(t)P_2(t + \tau)}$

On note l'anticorrélation  $A = g^{(2)}(0) = \frac{P_{1,2}(t,t)}{P_1(t)P_2(t)}$

On voit que si la source émet des photons un par un,  $A=0$  car il est impossible de détecter un photon à la fois en D1 et en D2 au même instant  $t$  : s'il est unique il passe soit par la branche 1 soit par la branche 2 de l'interféromètre.

Pour une source classique en revanche, on peut écrire  $A = g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle}$   
Or, d'après l'inégalité de Cauchy-Schwartz, on a  $A \geq 1$ .

L'équipe qui a réalisé la source de photons uniques décrites précédemment a utilisé cette source pour mesurer le coefficient d'autocorrélation. Ils ont obtenu une valeur  $A = 0.18 < 1$ , ce qui contredit le caractère ondulatoire de la lumière, et est considéré comme une preuve suffisante du caractère corpusculaire du rayonnement bien que  $A$  ne soit pas strictement nul.

## Conclusion

Le rayonnement présente donc un caractère corpusculaire ! Néanmoins cela ne veut pas dire que ce qui est connu sur son aspect ondulatoire est faux, il faut prendre les deux aspects en compte. Cette dualité onde-corpuscule est mise en évidence dans des expériences d'interférences avec des photons uniques.

<https://www.youtube.com/watch?v=PaTgZrc5iYk>

## Choix pédagogiques

Le plan présenté ici est assez courant. J'ai choisi de présenter des applications plus récentes (le jury ne veut plus entendre parler d'effet Compton!), ainsi que dédier entièrement la partie 3 à la preuve du caractère corpusculaire car tout ce qui vient avant ne le prouve absolument pas. Par exemple l'effet photoélectrique peut également être expliqué par une quantification de la matière avec un rayonnement traité classiquement. Enfin j'ai choisi de mettre la dualité onde-corpuscule seulement en conclusion, car selon moi le titre de la leçon invite à traiter uniquement du caractère corpusculaire dans le corps de la leçon.

## Questions

- **Les électrons sautent de la photocatode à l'anode ?**  
Non, il existe une énergie cinétique d'extraction
- **D'où vient la relation pour l'énergie d'une particule relativiste ?**  
Conservation de la norme du quadrivecteur énergie impulsion
- **Est-ce que les interférences avec des particules une par une marchent avec d'autres particules que les photons ?**

Oui, par exemple avec des électrons

- **Pourquoi saturation de  $I=f(V)$  à P donnée pour l'effet photoélectrique ?**

A puissance fixée, à haute tension la limitation devient la taux d'extraction des électrons par la lumière

- **Expérience de mesure de  $h$  à partir de l'effet photoélectrique ?**

Par Millikan

- **Est-ce que le photon stimulé joue un rôle dans le refroidissement laser ?**

Non, car il a les mêmes propriétés que le photons incident donc bilan de quantité de mouvement nulle

- **Comment fait-on pour prendre en compte le fait que la résonance par effet Doppler reste limitée car les atomes ralentissent donc l'effet Doppler ne peut plus permettre l'accordage sur la fréquence de résonance ?**

Changer la fréquence de transition

- **Comment changer la fréquence de transition ?**

Effet Zeeman

- **Est-ce que le photon possède un moment cinétique orbital? A quoi est-il du ?**

Oui, lié au modes transverses.

- **Interprétation des règles de sélections**

Conservation du moment cinétique total du système atom + photon

- **Qu'est ce qui est utilisé actuellement pour faire des photons uniques ?**

Sources photons sur demande, génération par seconde harmonique

- **Qu'est ce qu'un centre NV ?**

Défaut azote-lacune dans un cristal

- **Comment isole-t-on un photon issu d'un centre NV ?**

Isolation spatiale (contrairement à l'atome de calcium présenté où c'était un isolement temporel)

- **Comment détecter des photons uniques ?**

Photodiode à avalanche. Avec supra on peut détecter des photons uniques micro ondes

- **Que vaut l'autocorrélation pour un laser ?**

Le laser est de distribution poissonnienne, l'autocorrélation vaut 1 pour tout  $\tau$

## Remarques

- Ecrire moins au tableau pendant la 1ère partie, mettre les observations de l'effet photoélectrique uniquement sur diapo
- Bien de traiter le refroidissement Doppler plutôt que l'effet Compton
- Plutôt décrire les règles de sélection par conservation du moment cinétique total qu'avec la MQ
- Pour le pompage optique : il existe une compétition avec la relaxation
- Essayer de mettre de l'actualité dans la leçon
- Savoir ce qu'on peut mettre comme détecteurs de photons uniques

## Bibliographie

- Physique Atomique, tome 2, Cagnac (pour l'effet photoélectrique)
- Optique quantique 1 : Lasers, Aspect, Fabre, Grynberg (pompage optique)
- Source de photons uniques et interférences à un seul photon, thèse de Vincent Jacques (pour la 3ème partie)
- Les lasers, cours et exercices corrigés, Dangoisse, Ed. Dunod (non utilisé ici mais conseillé pour refroidissement d'atomes)
- Mécanique quantique tome 1, Aslangul (effet photoélectrique, aussi pour corps noir et effet Compton non traités ici)
- Garing pour les modes transverses selon le correcteur