

# Compte rendu LP36 : Aspects corpusculaires du rayonnement, notion de photon

Le plan proposé n'est pas très original, étant donné les impératifs qui cadrent cette leçon. Il faut parler des expériences historiques, mais ne pas oublier les applications modernes. Il faut aussi parler de l'expérience d'anticoïncidence, sans entrer dans la théorie qui sort du programme de licence.

Niveau : L3

Prérequis : Relativité, notamment les relations liant énergie et impulsion; l'électromagnétisme et l'optique ondulatoire; les niveaux d'énergie atomiques; absorption et émission de la lumière.

**Introduction :** Le XIX<sup>ème</sup> correspond en physique au triomphe de l'optique ondulatoire et de l'électromagnétisme. Par exemple Young a montré le caractère ondulatoire de la lumière avec son expérience d'interférence. Maxwell a su unifier et démontrer tous ces résultats expérimentaux grâce à sa théorie de l'électromagnétisme. Peu après la publication des travaux de Maxwell, Hertz produit à l'aide d'un oscillateur les premières ondes électromagnétiques, dont l'existence avait été prédite par Maxwell. Pourtant, le travail des physiciens n'est pas fini, puisque une dizaine d'année plus tard, Planck utilise l'hypothèse d'une quantification de l'énergie apportée par la lumière, et Hallwachs, travaillant dans le labo de Hertz, découvre ce qu'on appelle aujourd'hui l'effet photoélectrique, que nous allons vous présenter dans une première partie.

## 1 L'effet photoélectrique

### 1.1 Observation et description

Première expérience qualitative à faire en direct, à l'aide du matériel de Cachan. Une plaque en zinc est reliée à un électroscope (une aiguille mesure la charge sur la plaque, l'aiguille est verticale si la charge est nulle). Pour charger la plaque négativement, on frotte un barreau de plexiglas avec une peau de chamois. Notre main étant posée sur la plaque, on approche le barreau chargé sans touché la plaque. Ce barreau agit comme une "pompe" pour les électrons de notre main, et ces derniers viennent migrer sur la plaque. Enfin on retire la main, puis le barreau, et la plaque est chargée négativement. On vient ensuite éclairer la plaque avec la lampe à vapeur de mercure, et la charge indiquée par l'électroscope disparaît peu à peu. Ainsi, les électrons sont arrachés par le rayonnement, c'est l'effet photoélectrique.

Désormais, on charge la plaque positivement. Pour cela, on touche la plaque avec le barreau chargé, la main étant sur la plaque. On constate que le rayonnement n'altère pas la charge indiquée par l'aiguille, seul les électrons sont arrachés.

Enfin, si on place une plaque en verre entre la lampe et la plaque, et qu'on se replace dans les conditions de la première expérience (plaque chargée négativement), on observe pas l'arrachement des électrons. L'effet photoélectrique est donc possible pour certaines fréquences.

Passons désormais au principe de l'expérience plus quantitative, qui a permis à Millikan notamment de travailler avec une bonne précision sur l'effet photoélectrique. La plaque sur laquelle se trouvent les électrons à arracher est à l'intérieur d'un tube cathodique. On place en face une électrode à un potentiel positif (grâce à un générateur), la plaque étant à la masse. Cette tension dans le tube crée un champ électrique qui attire les électrons vers l'électrode, et crée un courant dans le circuit, que l'on mesure. Le schéma de l'expérience est proposé figure 1. Le principe de l'expérience, ainsi que tout l'aspect historique mentionné plus haut, sont très bien rapportés dans le Cagnac *Physique atomique*, tome 1.

L'interprétation de l'expérience est aussi très bien faite dans le Cagnac, mais attention il faut faire le tri, il y a un peu trop de détails. Ce qui est caractéristique de l'effet photoélectrique dans ces résultats, c'est l'existence d'un potentiel d'arrêt  $V_0$  (tension négative appliquée aux bornes de l'électrode/plaque) qui est une fonction affine de la fréquence du rayonnement éclairant la plaque, à partir d'une certaine fréquence seuil  $\nu_s$  (voir figure 2). En dessous de cette fréquence, il ne se passe rien, aucun électron n'est arraché quelque soit le potentiel appliqué à l'électrode, ou la puissance de l'onde incidente. Einstein déduit de ce résultat (1905) que la lumière est composée de grains (qu'on appellera plus tard, 1926, des photons), portant l'énergie  $E = h\nu$ , avec  $\nu$  la fréquence du rayonnement et  $h$  la constante de Planck. Il retrouve ainsi l'expression postulée par Planck utilisée pour expliquer le rayonnement du corps noir.

Un photon arrivant sur la plaque transmet son énergie à un électron. Il faut que cette énergie soit supérieure à ce qu'Einstein nomme le travail d'extraction du métal  $W_s = h\nu_s$ , ce qui explique la fréquence seuil. L'énergie qui reste à l'électron extrait est la différence entre celle du photon incident et le travail d'extraction  $h(\nu - \nu_s)$ . Si cette énergie est inférieure à l'énergie potentielle au niveau de l'électrode  $-eV$ , l'électron n'a pas assez d'énergie pour atteindre l'électrode, et il n'y a pas de courant dans le circuit. La plus grande valeur (négative donc) du potentiel pour laquelle l'électron n'a pas assez d'énergie pour atteindre l'électrode a pour valeur absolue

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

On retrouve notre droite affine. Millikan ne croyait pas à l'interprétation d'Einstein ni aux résultats expérimentaux. Il reprend donc l'expérience à son compte et obtient la droite attendue avec une meilleure précision que ses prédécesseurs. Joint à ses travaux expérimentaux sur la mesure de la charge élémentaire de l'électron, eux aussi d'une grande précision, Millikan retrouve la valeur numérique de la constante de Planck, qui avait au préalable été établie grâce à l'étude des spectres du rayonnement de corps noir.

Pour notre plaque en zinc, le travail d'extraction vaut  $W_s = 3,4$  eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de 336 nm. Ainsi, seuls les rayons UV peuvent arracher des électrons de la plaque, c'est pourquoi avec le verre qui filtre les UV on ne pouvait pas observer l'effet photoélectrique.

**Conclusion :** L'effet photoélectrique a donc permis à Einstein de supposer que la lumière était composée de grains, portant chacun l'énergie  $h\nu$ . Au delà de ces considérations théoriques, l'effet photoélectrique est le phénomène de conversion de la lumière en courant, donc constitue

le principe de fonctionnement des photo-détecteurs. Nous allons détailler dans la sous partie suivante le principe de fonctionnement du photomultiplicateur.

## 1.2 Le photomultiplicateur

Cet appareil est bien décrit dans le Cagnac. Pour expliquer le fonctionnement des photo-détecteurs, il faut d'abord parler de sensibilité de l'appareil  $S$ , qui est le rapport entre l'intensité qu'il produit sur la puissance lumineuse incidente, donc en A/W  $S = I/P$ . Soit  $\phi$  le flux de photons incidents sur l'appareil, donc  $P = h\nu$ . Si nous sommes au dessus de la fréquence seuil, un certain pourcentage de photons envoie un électron dans le circuit par effet photoélectrique. Ce pourcentage est le rendement quantique  $\eta$ , compris entre  $10^{-3}$  et  $10^{-1}$ . En effet, les autres photons peuvent chauffer la plaque sans arracher les électrons, ils ne participent pas tous à l'effet photoélectrique. On a donc  $I = \eta\phi e$ . Ainsi

$$S = \frac{e\lambda}{hc} \eta$$

Le photomultiplicateur est constitué d'une première plaque pour laquelle un certain nombre d'électrons sont créés par effet photoélectrique. Puis entre deux plaques successives, les électrons sont accélérés grâce à une tension d'environ 100 V, et lorsqu'ils arrivent sur la plaque suivante, du fait du choc, d'autres électrons sont arrachés et le courant grandit. On parvient à un gain en courant de l'ordre du million.

**Application numérique :** Le flux de puissance lumineuse surfacique d'une bougie à 10 mètres est d'environ  $\pi \approx 10^{-6}$  W/m<sup>2</sup>. Pour un détecteur de surface 1 cm<sup>2</sup> et d'une sensibilité de 10 mA/W, on a un courant de l'ordre du pA, ce qui n'est pas mesurable. Par contre, grâce au gain du photomultiplicateur, le courant est de l'ordre du microampère, la mesure est possible.

**Conclusion :** L'effet photoélectrique a permis de supposer pour la première fois que la lumière était composée de grains, les photons. Nous allons détailler cette notion en deuxième partie.

## 2 Notion de photon

### 2.1 Propriétés

Le photon est un boson de spin 1, se déplaçant à la vitesse  $c$ , d'énergie  $E = h\nu$ ,  $\nu$  étant la fréquence de la lumière associée à ce photon. L'énergie relativiste du photon s'écrit

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} = h\nu$$

avec  $p$  l'impulsion du photon et  $m$  sa masse. Quand  $\nu$  tend vers 0, les deux termes sous la racine tendent aussi vers 0, donc la masse du photon tend vers 0. Or la masse du photon ne dépend pas de la fréquence, donc la masse du photon est nulle.

On a donc

$$E = pc = h\nu$$

, soit

$$p = \frac{h}{\lambda} = \hbar k$$

. Vectoriellement, l'impulsion du photon est donc associée au vecteur d'onde de l'onde lumineuse

$$\mathbf{k} : \mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$$

Enfin, on associe à la polarisation de l'onde lumineuse un moment cinétique pour le photon :  $+\hbar$  si la polarisation est circulaire droite ( $\sigma^+$ ) ;  $-\hbar$  si la polarisation est circulaire gauche ( $\sigma^-$ ) ; 0 si la polarisation est rectiligne ( $\pi$ ).

**Conclusion :** Nous avons donc associé aux propriétés ondulatoires de la lumière (fréquence, vecteur d'onde, polarisation), des propriétés mécaniques pour le photon (énergie, impulsion, moment cinétique). C'est la démarche inverse qu'a menée De Broglie en associant l'impulsion d'une particule matérielle à un vecteur d'onde. Nous allons nous attacher dans le reste de cette partie à développer les conséquences de l'impulsion et du moment cinétique du photon (lois de conservation), le cas de l'énergie du photon ayant déjà été traité dans la première partie.

## 2.2 Impulsion

### 2.2.1 Effet Compton

C'est un passage quasiment obligé de la leçon, première manifestation expérimentale de l'impulsion du photon. La description de l'expérience et l'interprétation sont là encore très bien faites dans le Cagnac.

Des photons correspondants aux rayons X durs viennent percuter des électrons contenu dans un cristal. On observe le rayonnement diffusé dont on analyse le spectre grâce à un spectromètre à cristal (le cristal constitue un réseau de diffraction dont on se sert à partir de l'angle de diffusion sur ce réseau de Bragg pour connaître la longueur d'onde du rayonnement). On observe l'apparition d'une autre longueur d'onde, la première étant conservée, toujours plus grande que la longueur d'onde initiale. Le décalage est plus grand si l'angle de diffusion augmente, et ne dépend ni de la longueur d'onde initiale  $\lambda_0$  ni du matériau utilisé.

On retrouve ces résultats expérimentaux en écrivant la conservation de l'énergie et de l'impulsion relativiste avant et après le choc entre un photon incident et un électron peu lié à l'atome (électron de valence, ce détail a de l'importance pour la suite), voir figure 3.  $\omega$  est la pulsation de la lumière associé au photon,  $\mathbf{k}$  le vecteur d'onde,  $m$  la masse de l'électron,  $\mathbf{p}$  l'impulsion de l'électron et  $E_e$  l'énergie de l'électron. Les grandeurs primés signifie après la collision.

La conservation de l'énergie donne

$$\hbar\omega + mc^2 = \hbar\omega' + E'_e$$

avec

$$E'_e{}^2 = m^2c^4 + p'^2c^2$$

La conservation de l'impulsion s'écrit

$$\hbar\mathbf{k} = \hbar\mathbf{k}' + \mathbf{p}'$$

soit

$$\mathbf{p}' = \hbar(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

En reprenant l'équation de conservation de l'énergie, on a

$$(\hbar(\omega - \omega') + mc^2)^2 = m^2c^4 + \hbar^2(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 c^2$$

soit

$$\hbar^2(\omega - \omega')^2 + 2mc^2\hbar(\omega - \omega') = \hbar(k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta) c^2$$

soit

$$-2\hbar\omega\omega' + 2mc^2\hbar(\omega - \omega') = -2\hbar^2\omega\omega' \cos \theta$$

Après quelques jeux d'écriture en faisant intervenir la longueur d'onde  $\lambda$  plutôt que la pulsation, on obtient

$$\lambda' - \lambda = \delta\lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos \theta)$$

On retrouve bien un décalage toujours positif, qui croît avec  $\theta$ , et ne faisant intervenir que des constantes indépendantes de  $\lambda_0$  ou du matériau.

Le décalage en longueur d'onde maximal est de l'ordre de 0,02 angström, ce qui affirme la performance expérimentale de la mesure de Compton. En réalité, le choc n'est pas parfaitement élastique, une partie de l'énergie du photon est utilisée pour vaincre l'énergie de liaison de l'électron à l'atome (c'est pourquoi on a considéré un électron de valence). Si on considère que l'électron est lié à l'atome,  $m$  n'est plus la masse de l'électron mais de l'atome (tout l'atome entre en collision avec le photon). Le décalage est alors environ dix mille fois plus petit. On peut même considérer que les atomes sont fortement liés entre eux dans un solide, et la masse dans l'expression est alors celle d'un groupe d'atomes liés, ce qui rend le décalage si petit qu'il est indétectable,  $\delta\lambda = 0$ . Ce phénomène correspond au pic à  $\lambda_0$ . Ce pic  $\lambda_0$  peut aussi être expliqué par la diffusion Thomson.

La diffusion Compton constitue une nouvelle fois une manifestation de l'aspect corpusculaire du rayonnement : la lumière est composée de photons qui entrent en collision avec des particules de matière, ce qui change leurs directions et leurs énergies. Nous allons maintenant nous attaquer à une application moderne de ce choc entre particules et photons, le refroidissement laser.

### 2.2.2 Refroidissement laser

Lorsqu'un atome absorbe un photon, il subit un changement d'impulsion  $\delta p_z = \hbar k$ , avec  $z$  la direction de propagation du photon. L'atome passe alors dans son état excité, puis émet un photon pour retourner à l'état fondamental. Il y a aussi un changement d'impulsion lors de l'émission, mais comme l'émission (ici émission spontanée) est isotrope, sur un grand nombre d'émissions, en moyenne le changement d'impulsion est nul. Ainsi, lorsqu'un atome fait un grand nombre de fois des cycles absorption/émission, il est ralenti dans le sens opposé au sens de propagation des photons. C'est comme ça qu'on arrive à ralentir les atomes, donc à les refroidir.

**Application numérique :** Soit un atome de Césium, de masse molaire 0,133 kg/mol, à la vitesse  $v_z = 300$  m/s absorbant un photon accordé sur une de ses longueurs d'onde d'absorption  $\lambda = 870$  nm. Le recul subit par l'atome est :

$$\frac{\delta p_z}{p_z} = \frac{hN_A}{\lambda \cdot 0,133 v_z} \approx 10^{-5}$$

On doit donc faire subir un grand nombre de cycles absorption/émission pour ralentir les atomes, mais c'est tout à fait réalisable.

Le correcteur, Vincent Jacques, pense qu'on en a assez dit comme ça avec le refroidissement laser. Nous avons juste ajouté dans notre leçon que concrètement, le ralentissement sur une direction se fait grâce à deux faisceaux laser contrapropageant, d'une longueur d'onde légèrement décalée vers le rouge par rapport à la transition résonante. Si l'atome se déplace dans un sens, il voit le photon arrivant vers lui avec une longueur d'onde décalée vers le bleu (effet Doppler), donc plus proche de sa résonance, et sera ainsi plus susceptible de l'absorber, donc d'être ralenti dans la direction où il avançait. Ce refroidissement grâce à deux faisceaux laser et l'effet Doppler conduit à ce qu'on appelle des mélasses optiques.

## 2.3 Moment cinétique

### 2.3.1 Conservation du moment cinétique

De même que pour l'impulsion, lors d'une absorption du photon par l'atome, le moment cinétique du photon vient s'ajouter à celui de l'atome. Lors de l'émission, le moment cinétique de l'atome excité est égale à la somme de celui de l'atome à l'état fondamental et celui du photon émis. Or le moment cinétique de l'atome est  $m_z \hbar$ , celui du photon  $+\hbar, -\hbar$  ou 0.

On en déduit les règles de sélection, qui précisent quelles sont les transitions électroniques possibles, ce qui est résumé par la figure 4. En fonction de la polarisation de la lumière incidente, le moment cinétique des atomes change lors d'une absorption. Comme on ne peut absorber qu'un seul photon, on retiendra la règle de sélection générale :

$$\Delta m_z = +1, 0, -1$$

### 2.3.2 Pompage optique

L'application usuelle de ces règles de sélection est le pompage optique, découvert par Kastler en 1949. Soit un atome dont les niveaux d'énergie sont comme représentés figure 5. L'ensemble des atomes se trouve dans l'état fondamental, un tiers ayant une projection du moment cinétique égale à  $\hbar$ , un autre tiers à  $-\hbar$  et le troisième tiers à 0. Si on éclaire ces atomes avec des photons accordés selon la résonance et présentant un moment cinétique nul (polarisation rectiligne), seuls les atomes ayant une projection du moment cinétique nul vont pouvoir effectuer une transition d'après les règles de sélection. Lors de l'émission, la polarisation de l'onde lumineuse est aléatoire, donc ces atomes excités se désexcitent de manière équiprobable dans un des trois sous niveaux dégénérés. A la fin de ce premier cycle d'absorption/émission, seulement 1/9 des atomes ont une projection de moment cinétique nulle, les deux autres sous niveaux sont peuplés par 4/9 des atomes. On comprend ainsi qu'on arrive à dépeupler un des sous niveaux, c'est un pompage optique.

En réalité, les atomes repeuplent le sous niveau vacant grâce à des collisions entre eux (au cours desquels ils changent leur projection de moment cinétique) avec un certain taux caractéristique de relaxation. Si le taux de pompage (c'est à dire le taux d'absorption) est plus grand que le taux de relaxation, le sous niveau central sera complètement vide au bout d'un certain temps, et alors la lumière incidente ne pourra plus être absorbée (voir figure 6). Ce temps est lié au taux de relaxation. Cette expérience nous permet donc de mesurer une grandeur caractéristiques des interactions entre atomes.

**Conclusion :** Nous avons donc vu plusieurs conséquences des propriétés mécaniques des photons. Dans la dernière partie, nous allons nous pencher sur une expérience beaucoup plus récente, et essayer de concilier le caractère corpusculaire et ondulatoire de la lumière.

### 3 Dualité onde-corpuscule

J'ai remodelé cette partie, elle ne contient pas ce que nous avons présenté lors du passage, car nous étions partis sur un calcul du signal de photodétection avec les opérateurs d'optique quantique, ce qui est trop difficile et risqué le jour de l'oral. Nous vous proposons ce nouveau plan suite aux remarques du correcteur.

#### 3.1 Sources de photons uniques

Avant de décrire une dernière expérience, nous allons d'abord expliquer comment on peut produire des photons uniques, ce dont on a besoin pour la dite expérience.

Alain Aspect, natif d'Agen, a réalisé cette source pour son expérience. Elle est fabriquée à partir d'atomes se désexcitant en deux temps. Quand la première transition entre l'état excité et l'état intermédiaire est détecté, cela implique que dans la période qui suit, l'atome va réaliser une deuxième transition, en émettant un et un seul photon. Ce procédé est une filtration temporelle, on sait dans quelles fenêtres de temps nous sommes susceptible d'avoir un photon unique dans notre expérience.

De nos jours, on réalise plutôt des filtrations spatiales : les centres émetteurs sont distribués de manière contrôlée dans un matrice, suffisamment éloignés les uns des autres pour pouvoir collecter la lumière émise par un seul de ces émetteurs. Là encore, le processus d'émission de lumière se fait par transition électronique, ce qui assure la production d'un photon unique. Ces émetteurs peuvent être des molécules fluorescentes positionnées sur une plaque, ou des centres NV (un atome d'azote et une lacune) substituant deux atomes de carbone dans une matrice de diamant.

#### 3.2 Expérience d'anticoïncidence

Cette expérience réalisée par Alain Aspect en 1986 consiste à mesurer la probabilité de corrélation entre les deux signaux de photodétection de deux détecteurs placés en sortie de deux trous d'Young (voir figure 7). Soit  $I_1$  l'intensité lumineuse arrivant sur le premier trou d'Young,  $I_2$  celle sur le deuxième.  $P_1$  est la probabilité de détecter le photon sur le premier détecteur (idem pour 2), avec

$$P_1 = \eta \langle I_1(t) \rangle$$

où la valeur moyenne est prise sur une fenêtre temporelle où nous savons qu'il n'y a qu'un seul photon.

La probabilité de coïncidence est définie comme

$$P_c = \eta^2 \langle I_1(t) I_2(t) \rangle$$

On définit le critère A comme

$$A = \frac{P_c}{P_1 P_2}$$

Dans le formalisme ondulatoire, on a  $I_1 = I_2$ , donc

$$A = \frac{\langle I_1^2(t) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle^2}$$

Or d'après Cauchy Schwartz,  $\langle I_1^2(t) \rangle \geq \langle I_1(t) \rangle^2$ , donc  $A \geq 1$ .

Si  $A \geq 1$ , la lumière présente un caractère ondulatoire. Or Alain Aspect avec sa source de photons uniques a trouvé  $A = 0.18$ , ce qui est la preuve du caractère corpusculaire du rayonnement. Pour un photon unique, on comprend que  $P_c = 0$ , donc  $A = 0$ , car une particule ne peut pas passer par deux trous à la fois. Le résultat expérimental n'est pas 0 car ce n'est pas facile de s'assurer qu'un seul photon soit présent dans l'interféromètre, et le temps de réponse des photodétecteurs joue aussi. L'essentiel est d'avoir trouvé  $A < 1$ .

### 3.3 Dualité

Il serait alors tentant de conclure que la lumière présente seulement le caractère corpusculaire. Mais les choses ne sont pas aussi simples. En effet, retirons de l'expérience précédente les deux détecteurs, et plaçons un écran pouvant détecter le point d'impact de photons plus loin des trous d'Young. On envoie un photon, l'écran s'allume en un point, ce qui est bien la preuve du caractère corpusculaire de la lumière. Mais point après point, on remarque qu'une figure d'interférence se forme (certaines zones sont plus impactées que d'autres), la même que l'on aurait lors d'une expérience avec une source classique. La lumière peut donc manifester en même temps un caractère corpusculaire et ondulatoire.

**Conclusion :** Le correcteur conseille de finir sur cette touche de mystère. Nous étions allés un peu plus loin lors du passage, en parlant de complémentarité, mais c'est un sujet délicat, polémique encore aujourd'hui. L'inégalité d'Heisenberg consiste à dire qu'on ne peut pas être aussi précis que l'on veut à la fois pour la position d'une particule et pour son impulsion. Le principe de complémentarité est analogue, on ne peut pas avoir une information aussi précise que l'on veut sur le chemin suivi par une particule, et un contraste des franges d'interférences aussi bon que l'on veut. Il existe d'ailleurs une expérience de pensée, décrite par Feynman et que J.F Roch nous a présentée à la fin de son cours, où l'on montre que connaître par quel trou le photon est passé et voir les franges d'interférences n'est pas possible sans violer l'inégalité de Heisenberg. On peut aussi comprendre que faire une mesure pour savoir par quel trou la particule est passée la projette dans un état "je suis passé par ce trou" (d'après les postulats sur la mesure quantique consistant à des projections), donc l'empêche d'obtenir l'information sur la différence de marche qu'il y a en passant par l'autre trou, donc élimine les interférences. Ces raisonnements sont intéressants, et évite de finir sur le paradoxe onde/particule, mais ça devient vite compliqué et devrait attendre les questions.

## 4 Questions

*L'effet photoélectrique où la diffusion Compton sont ils des preuves de l'existence des photons ?* Non, ces deux phénomènes peuvent s'expliquer grâce à des approches semi-classiques, où plutôt que de quantifier le rayonnement, on quantifie la structure de la matière. Seule l'expérience d'anticoïncidence est une preuve de l'existence du photon, d'où l'obligation de la présenter. Cette question sera sans doute posée, mais il n'est pas conseillé de préciser lors de la leçon qu'en fait on pourrait expliquer les phénomènes sans les photons, mieux vaut attendre la question

*Quel est l'axe de projection des moments cinétiques ?* L'axe de propagation de la lumière.

## 5 Remarques et bibliographie

J'ai intégré les remarques du correcteur pour écrire ce compte rendu, et je les ai disséminées tout au long de ce dernier. Pour la biblio, le Cagnac *Physique atomique*, tome 1 est très bien pour les deux premières parties. Notre partie sur le pompage optique est extraite de *Introduction à l'optique quantique* de Grynberg, Aspect, Fabre. La dernière partie, avec des détails sur les sources de photons uniques, l'expérience d'Aspect, ou la complémentarité a été rédigée à partir de *Sources de photons uniques et expérience à choix retardé de Wheeler*, de Vincent Jacques.