

LP37: Aspect corpusculaire du rayonnement. Notion de photon

Sandra MONTALESCOT et Caroline BOULOC

Lundi 27 janvier 2014

Niveau L3

Part I

CE QUI A ETE PRESENTE

(mais cf nouveau plan à la fin)

Prérequis:

- Physique statistique (calcul de densité d'états), Electromagnétisme, Optique, Mécanique quantique

Intro: Newton voyait la lumière comme de petits grains de matière: pour lui, l'espace est rempli d'un "éther subtil dans lequel se propagent des grains de lumière de masses différentes, selon leur couleur". Au XVIIème: avènement de l'optique ondulatoire avec Huygens, puis Young et Fresnel. A cette époque, il y a donc déjà deux conceptions contradictoires de la lumière, mais victoire de la théorie ondulatoire avec les équations de Maxwell à la fin du XIXème, qui décrit bien les expériences. Cependant, quelques failles subsistent (effet photoélectrique, effet Compton). Nous allons voir dans cette leçon qu'un retour à une interprétation corpusculaire du rayonnement s'impose.

1 Quantification de l'énergie lumineuse: un tournant historique

1.1 Le rayonnement du corps noir

1.1.1 Position du problème

- Un corps chauffé émet un rayonnement électromagnétique, qui est par définition son rayonnement thermique. Les corps à température ordinaire émettent dans l'IR, d'ailleurs vous avez peut être déjà fait l'expérience d'observer quelqu'un avec une caméra infra-rouge. Par

ailleurs, quand on chauffe un morceau de métal, il passe du rouge sombre au rouge brillant, au jaune puis au blanc. “Blanc” traduit un maximum d’émission vers le milieu du spectre visible. En revanche quand le métal est plus froid, donc rouge, le maximum d’émission s’est décalé vers les grandes longueurs d’onde. On remarque donc qualitativement la tendance suivante: (cf graphe transparent) énergie-lambda pour plusieurs T, sur transparent. Le maximum se décale vers les courtes longueurs d’onde quand la température augmente.

- Soit un matériau soumis à un rayonnement EM. Les équations de Maxwell sont linéaires. L’analyse de Fourier nous révèle que deux signaux de longueurs d’onde distinctes sont indépendants. Il n’y a donc pas d’échange d’énergie possible entre les rayonnements de différentes longueurs d’onde. Comment peut-on alors arriver à un état d’équilibre thermodynamique? Autrement dit, comment l’énergie peut-elle se répartir dans les différentes bandes de fréquences pour atteindre sa répartition d’équilibre? Si on ne considère que le rayonnement, cela est impossible. Il existe un autre intermédiaire qui “redistribue” l’énergie: c’est la matière. En effet, les atomes peuvent absorber à une fréquence donnée et émettre à une autre: la densité d’énergie est répartie sur le spectre de fréquences, jusqu’à atteindre l’équilibre thermique. Analogie: boîte contenant un gaz. Les rebonds des atomes contre les parois de la boîte permet de mesurer la température à l’intérieur de la boîte.
- On comprend donc que le couplage énergétique matière-rayonnement est primordial pour atteindre l’état d’équilibre thermique. Or ce qui caractérise un corps matériel, à l’équilibre thermique, c’est sa température (reliée à l’énergie); et un paramètre important pour décrire une onde EM est sa fréquence. On pressent donc bien qu’il doit y avoir une relation fondamentale entre l’énergie et la fréquence de l’onde EM étudiée.
- Comme le rayonnement dépend de la nature du matériau et de son état de surface, il faut, pour pouvoir étudier le rayonnement thermique de ce matériau, concevoir un système dont la surface absorbe intégralement et uniformément toute radiation extérieure. Tout le rayonnement émis par cette surface ne provient donc que des charges en agitation thermique (accélération d’une charge => rayonnement), pas d’un mécanisme qui serait spécifique du matériau considéré. On obtient donc un spectre d’émission indépendant du matériau.
- Par définition, un système matériel absorbant uniformément et intégralement toute radiation EM est appelé corps noir. Ce système permet d’étudier les propriétés du rayonnement à l’équilibre thermodynamique. Comment obtenir un corps noir en pratique? on utilise une enceinte rigide maintenue à la température T et percée d’une petite ouverture. Tout rayonnement incident ne peut pas en ressortir. Le rayonnement se propage à l’intérieur de l’enceinte, se réfléchit sur ses parois, et ce jusqu’à l’équilibre. L’équilibre est maintenu grâce aux échanges entre le rayonnement et la paroi. On installe un spectromètre devant le petit trou (l’entrée du spectro se comporte comme un petit corps noir qui absorbe tout le rayonnement): on peut mesurer la distribution en fréquence de la densité d’énergie thermique rayonnée à l’équilibre dans l’enceinte. (cf graphe transparent). On retrouve la tendance évoquée plus haut. On observe un maximum d’émission à une certaine longueur d’onde notée λ_{max} . En 1893, Wien a énoncé une loi qui traduit le déplacement de cette longueur d’onde avec la température (comme on l’a vu dans l’exemple de la lampe à incandescence): $\lambda_{max}T \sim 0.2898 \text{ cm.K}$. Quand la température augmente, λ_{max} se déplace vers les courtes longueurs d’onde. Comme ce spectre a été obtenu indépendamment du matériau, cette

répartition de la densité spectrale d'énergie est universelle. Tout corps considéré comme un corps noir présentera ce spectre d'émission.

- ODG: avec constante de Wien = 0.29 cm.K

	Maximum d'émission	Couleur de l'étoile	Température
Soleil	0.55 μm	jaune	5273 K
Etoile Polaire	0.35 μm	bleue	8286 K
Sirius	0.29 μm	bleue	10000 K

Remarques:

1. A l'équilibre thermique, pour un corps quelconque: $P_{\text{émise}} = P_{\text{absorbée}}$. Or $P_{\text{absorbée}}(\text{corps quelconque}) < P_{\text{absorbée}}(\text{corps noir})$. Donc l'intensité émise par n'importe quel corps est inférieure à celle émise par un corps noir à la même température et à la même fréquence. Pour diminuer les pertes dans une enceinte, on utilise des matériaux réfléchissants pour les parois. En revanche, il faudrait peindre en noir les radiateurs pour qu'ils transmettent au mieux leur énergie thermique.
 2. Attention au terme "noir": ça ne fait pas référence à l'aspect visuel mais à la définition "absorbe entièrement et uniformément toute radiation extérieure". A 300K, un tel corps nous apparaît noir, mais à 3000K il est blanc! Le Soleil peut être considéré comme un corps noir: son spectre se rapproche à celui du corps noir. Seule différence: de petites fluctuations rapides aux faibles longueurs d'onde, dues aux raies d'absorption de l'hydrogène.
 3. On peut faire une analogie entre le rayonnement à l'équilibre d'un corps et le GP classique, mais l'analogie ne peut être poussée trop loin. Certes les interactions avec la paroi permettent dans les deux cas d'atteindre un équilibre thermodynamique, mais il ne faut pas perdre de vue que le rayonnement est un gaz de photons: il obéit donc à la statistique de Bose-Einstein (statistique quantique). On peut le considérer comme un gaz parfait car 2 photons n'interagissent qu'avec la matière, pas entre eux. Le traitement thermodynamique de ce gaz est de plus calqué sur celui du GP classique, c'est pourquoi l'on fait cette analogie avec le GO classique.
- Spectre: Rayleigh et Jeans ont proposé une expression théorique pour la densité d'énergie EM:

$$u(\nu, T) \propto 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} k_B T$$

Pour arriver à cette formule: "densité volumique d'énergie = densité de modes de fréquence par unité de volume x énergie d'un mode (thm d'équipartition de l'énergie)":

$$g(\nu) \cdot \langle E_{OH, \text{classique}} \rangle = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} k_B T$$

On retrouve le bon comportement à basse fréquence, mais inconvenient à haute fréquence: $\int_0^\infty u(\nu, T) d\nu = \infty$ ("catastrophe ultraviolette": divergence de la densité d'énergie à haute fréquence)

Conclusion: Nécessité d'élaborer un autre modèle pour empêcher la catastrophe de l'UV, non physique.

1.1.2 Loi de Planck

Remarque: Présentation du contexte, des astuces de calcul. Pas le calcul en détail car manque de temps. But: voir surtout la démarche historique et un aspect de la nécessité de quantifier les échanges d'énergie.

- Erreur selon Planck: considérer que l'énergie d'un oscillateur est $k_B T$, quelle que soit la fréquence. Planck fait l'hypothèse que l'énergie d'un oscillateur ne peut être qu'un entier de "quelque chose". Or la grandeur qui caractérise un oscillateur est sa fréquence: l'énergie est donc égale à un nombre entier de fois la fréquence de l'oscillateur, multiplié par une grandeur homogène à une action pour l'homogénéité. Cette constante est notée h , la fameuse constante de Planck, dont on donnera une valeur dans la suite. Bilan: les échanges d'énergie entre l'oscillateur et l'extérieur sont quantifiés; chaque quantité finie d'énergie étant appelée "quanta".
- Exprimons à présent la densité volumique d'énergie:

$$E_{\text{oscillateur}} = nh\nu$$

$$\langle E_{\text{oscillateur}} \rangle = \frac{1}{Z} \sum_0^{\infty} E_{\text{oscillateur}} e^{-\beta E_{\text{oscillateur}}}$$

avec

$$Z = \sum_0^{\infty} e^{-\beta E_{\text{oscillateur}}}$$

On obtient:

$$\langle E_{\text{oscillateur}} \rangle = \frac{h\nu}{e^{-\beta h\nu} - 1}$$

L'énergie moyenne de l'oscillateur dépend à présent de sa fréquence. On multiplie par la densité volumique de modes de fréquence et on obtient la densité spectrale d'énergie:

$$u(\nu, T) = 8\pi \frac{\nu^2}{c^3} = \frac{h\nu}{e^{-\beta h\nu} - 1}$$

- On obtient bien le bon comportement à basse fréquence (même résultat qu'avec la formule de Rayleigh-Jeans). Rq: à basse fréquence: l'énergie de l'oscillateur ne dépend pas de sa fréquence car on retrouve $k_B T$: c'est un peu comme si le champ n'était pas assez rapide par rapport à l'agitation thermique pour mettre en mouvement les oscillateurs (à vérifier).
- On obtient également le bon comportement à haute fréquence $u(\nu, T) \propto \nu^3 e^{-\beta h\nu}$: catastrophe de l'UV résolue.
- Autre succès de la loi de Planck: explication du comportement de la chaleur spécifique des solides à basse température. (Haute température: loi de Dulong et Petit). C'est en fait Einstein qui a retrouvé le bon comportement de C_V , en considérant le solide comme un ensemble d'oscillateurs ("phonons") et en reprenant l'hypothèse de Planck $E_{\text{oscillateur}} = nh\nu$. En réalité, il manque quand même un terme, car on n'a pas considéré les électrons.

Remarque: Planck était convaincu que “h” était un artefact mathématique qui allait disparaître dans la suite. Mais non! Grande révolution parmi l’ensemble des physiciens lors du passage à une description discrète de l’énergie (renonciation à la vision continue!). Citation: “L’échec de toutes mes tentatives pour franchir l’obstacle [de relier le quantum élémentaire d’action au cadre de la théorie classique] me rendit bientôt évident le rôle fondamental joué par le quantum élémentaire d’action dans la physique atomique, et me persuada que son apparition ouvrait une nouvelle ère dans les sciences de la nature, car elle annonçait l’avènement d’une théorie inattendue, destinée à bouleverser les bases mêmes de la pensée physique qui [...] s’appuyaient sur l’idée première que toutes les relations causales sont continues.”

Pour info: La loi de Planck a également permis de résoudre en partie le problème de la capacité calorifique des solides (modèle d’Einstein, 1906).

$$C_V \simeq 3Nk_B \left(\frac{h\nu}{k_B T} \right)^2 e^{-\frac{h\nu}{k_B T}}$$

On retrouve le bon comportement à HT et BT. A HT: loi de Dulong et Petit: $C_V = 3Nk_B$. A BT, il faut un quantum d’énergie fini pour exciter les oscillateurs. Seules les fluctuations thermiques $k_B T \gtrsim h\nu$ sont susceptibles de le faire. Or leur probabilité tend exponentiellement vers zéro à BT. Le modèle d’Einstein permet donc d’expliquer l’effondrement de C_V à BT, mais dans la pratique ce n’est pas exactement le bon comportement: il faut aussi prendre en compte les électrons. En effet, le modèle d’Einstein prend en compte les phonons optiques mais pas les phonons acoustiques. Pour un isolant: $C_V = AT^3$. Pour un métal: $C_V = \gamma T + AT^3$. (γT vient de l’excitation thermique des électrons en surface de la mer de Fermi).

Conclusion: Planck n’y croit pas mais quantifie les échanges d’énergie. Permet d’expliquer l’allure de la densité spectrale d’énergie. Faille dans la vision continue de la physique. Prix Nobel 1918.

1.1.3 Vérification expérimentale: émission atomique

On peut faire une expérience d’émission atomique et retrouver la valeur du Rydberg. Cette partie est intéressante car historiquement c’est l’étude des raies atomiques qui est venue confirmer la loi de Planck. Néanmoins cette partie est un peu hors-sujet parce qu’elle concerne la quantification des niveaux d’énergie atomique, et non pas la quantification d’énergie du rayonnement. Donc selon moi le lien n’est pas direct. Donc je préfère passer plus de temps sur une autre partie.

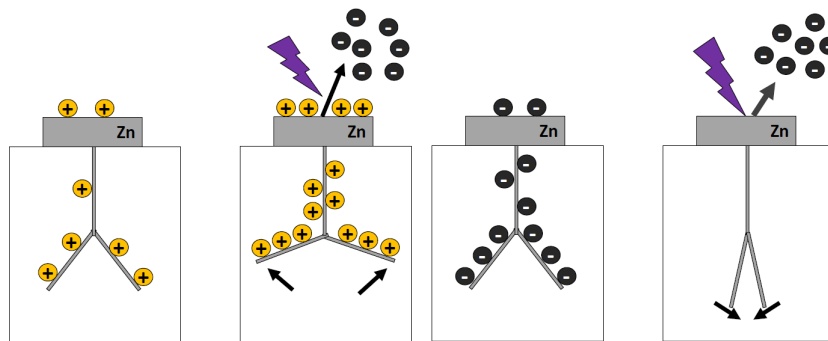
Conclusion: Théorie de Planck confirmée par l’expérience.

1.2 Effet photoélectrique

- L’effet photoélectrique a été découvert par Hertz en 1887. Einstein a eu le Prix Nobel pour son interprétation en 1905.
- EXPERIENCE d’intro: Electroscopie (celui avec une grande plaque rectangulaire sur le dessus). Charger une baguette en plastique à l’aide de papier bulle. Charger ensuite l’électroscope par influence: approcher la baguette de la plaque de zinc (l’aiguille de l’électroscope)

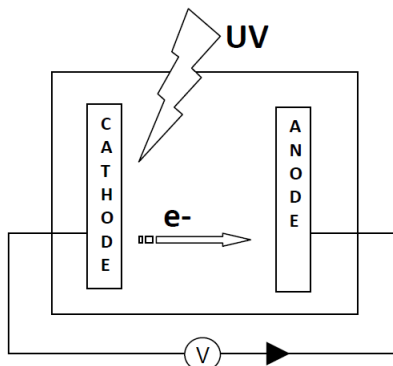
s'écarte à cause des répulsions électrostatiques), poser un doigt sur la plaque de zinc (l'aiguille retombe), retirer le doigt (l'aiguille reste en bas), retirer la baguette (l'aiguille remonte). Approcher ensuite une lampe UV de chimie (deux éclaircements possibles: prendre la plus petite longueur d'onde, car rayonnement plus énergétique): l'aiguille retombe.

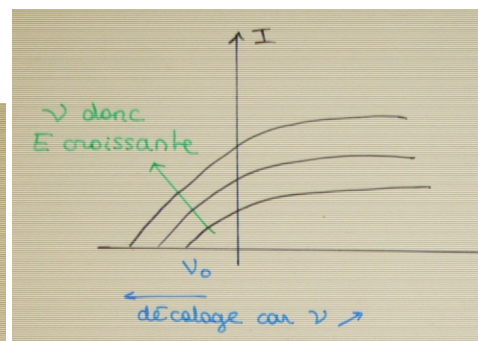
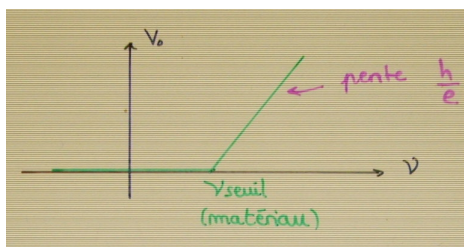
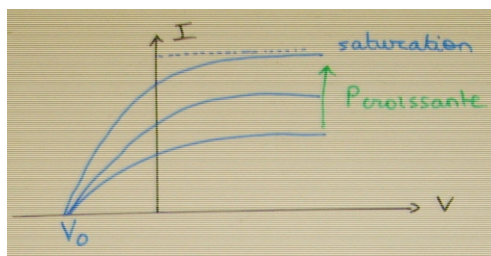
- Mise en évidence de l'effet photoélectrique: Si la charge de départ était positive, les deux lames s'écartent un peu plus (l'électroscope se charge). Si au contraire la charge de départ était négative, les deux lames s'écartent (l'électroscope se décharge). On met donc en évidence l'effet photoélectrique: le rayonnement UV extrait des charges négatives (des électrons) de la plaque de métal. Le métal est donc un peu plus positif qu'avant. S'il était chargé + à la base (schéma de gauche), il y a donc davantage de charges + donc les plaques se repoussent par effet électrostatique. S'il était chargé - (schéma de droite), ce sont ces charges qui sont éjectées et donc les plaques deviennent neutres, d'où leur rapprochement.



- En pratique, le cas de gauche où la plaque serait chargée positivement et remonte n'est pas observable. En effet, dès qu'on va libérer des électrons par effet photoélectrique, ils vont se recombiner avec les charges positives. Le cas observé est donc celui de droite (charge négative).
- Faire la même expérience en insérant une plaque de verre entre la lampe et l'électroscope. Comme le verre absorbe dans l'UV, la plaque de zinc ne reçoit qu'un rayonnement de faible énergie, pas suffisante pour éjecter des charges négatives. Il ne se passe rien.

Description du dispositif : On utilise une source de tension variable. Cathode et anode sont sous vide. On éclaire la cathode avec une lampe UV. On s'aperçoit qu'un courant apparaît: signe d'un passage d'électrons entre la cathode et l'anode.





1. Graphe 1: On remarque l'existence d'un courant de saturation pour une grande tension V (car formation d'une charge d'espace dans le tube à vide: les électrons ne sont pas collectés assez rapidement par l'anode). Ce courant augmente avec le flux lumineux.
2. Graphe 1: Quand on fait varier la tension, on s'aperçoit que le courant n'apparaît qu'au-dessus d'une certaine tension V_0 négative (appelée contre-tension, dépend du matériau de la cathode)
3. Graphe 1: V_0 est indépendante du flux lumineux envoyé (phénomène quantique). En mécanique classique, l'intensité est proportionnelle à la moyenne du champ électrique au carré. Mais ici, augmenter le flux ne donne pas plus d'énergie aux électrons.
4. Graphes 2 et 3: V_0 varie linéairement avec la fréquence. Elle n'est non nulle qu'au-delà d'une certaine fréquence seuil ν_s . Augmenter le flux ne donne pas plus d'énergie aux électrons, en revanche augmenter la fréquence du rayonnement si. Comment peut-on expliquer cela?

Pour Einstein, une lumière monochromatique de fréquence ν = un flot de particules d'énergie $h\nu$. Le terme de photon a été inventé par le chimiste Lewis, Einstein introduit la notion de quanta lumineux. Quand un photon interagit avec le métal, il permet d'extraire un électron qui était piégé dans le métal. Pour arracher un électron du métal, le photon doit fournir une énergie égale au travail d'extraction W . Bilan: si le photon arrive avec une énergie $h\nu < W$, il n'aura pas assez d'énergie pour extraire l'électron: pas de courant. Si le photon arrive avec une énergie $h\nu > W$, cela est suffisant pour extraire un électron, voire lui donner l'énergie en excès sous forme d'énergie cinétique. Si l'électron a assez d'énergie cinétique pour se rendre jusqu'à l'anode, on mesure un courant. Cette énergie cinétique s'écrit:

$$E_C = h\nu - W = eV_0$$

où $h\nu$ est la fréquence seuil à partir de laquelle on observe un courant. W est de l'ordre de qq eV ($W=e.V$: par exemple, si $W=1,23$ eV, V sera de 1,23V). C'est l'équation d'Einstein pour l'effet photoélectrique.

On remarque que l'énergie cinétique des photoélectrons (donc V_0) est indépendante du flux lumineux. En écrivant la tension V_0 (proportionnelle à la fréquence) sous la forme:

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

On obtient:

$$W = h\nu_s$$

On retrouve le fait que la fréquence minimale des photons doit être égale au travail d'extraction si on veut pouvoir extraire des électrons.

Mesure de h par Millikan. Valeur connue aujourd'hui: $h = 6.62606876 \cdot 10^{-34} J.s$.

Une augmentation de l'intensité incidente correspond à une augmentation du nombre de photons, donc du nombre de photo-électrons émis. Le courant de saturation augmente donc bien avec le flux de l'onde incidente.

Commentaires:

1. Tous les photons de fréquence $> \nu_S$ ne sont pas à l'origine d'un photo-électron. Le processus élémentaire est aléatoire (comme la désintégration radioactive): interprétation en termes de probabilité. D'où la notion de rendement photo-électrique (de l'ordre de 1/1000: nombre d'électrons émis / nombre de photons incidents)
2. Notion de photon difficile à accepter à l'époque car époque de triomphe de l'optique ondulatoire (expériences d'interférences)
3. Mesure de h par Millikan (expérience de la goutte d'huile. Prix Nobel 1923. On mesure V_0 en fonction de la fréquence: droite de pente $\frac{h}{e}$. Millikan a trouvé $h \sim 6.6 \cdot 10^{-34} J.s$.
4. Effets similaires: effet photoélectrique: e^- émis dans le vide \Leftrightarrow effet photovoltaïque: l'e-passe de la BV à la BC

ODG: Pour le zinc: $V_S = 3.4V = \frac{W}{e}$. Soit $\lambda_S = \frac{c}{\nu_S} = \frac{hc}{W} = \frac{hc}{e \cdot V_S} = 365 \text{ nm}$. Ce qui explique qu'on ait besoin d'une lampe UV pour visualiser l'effet photoélectrique avec le zinc!

Métal	Cs	Mg	Na	Zn	Fe	Ni
Potentiel de sortie V_s (volts)	2.1	2.4	2.5	3.4	4.8	5
λ (nm) pr observer l'effet photoélectrique	591	517	497	365	259	248

Complément: d'où vient le travail d'extraction? Les métaux sont conducteurs: ils contiennent des électrons presque libres. Ces électrons de conduction forment une sorte de fluide appelé gaz de Fermi. Ils ont des énergies différentes: dans le métal, ils sont empilés dans différents états d'énergie, formant une "mer de Fermi". La surface de la mer de Fermi est située à une énergie ε_F (niveau de Fermi). Les électrons ne peuvent pas sortir spontanément du métal (sauf émission thermoélectronique). Il faut leur fournir une énergie. Les électrons les plus faciles à éjecter sont ceux en surface de la mer de Fermi. Le travail d'extraction est l'énergie minimale à fournir pour extraire un électron du métal et l'éjecter sans vitesse initiale. Cette énergie vaut qq eV. Remarque: dans la formule donnant E_c , E_c est l'énergie cinétique des électrons éjectés, mais cette formule est valable pour les électrons en surface de la mer de Fermi. Pour les autres, W est plus grand, donc E_c plus petite. Les électrons les plus profonds sont éjectés avec une vitesse quasi-nulle.

Conclusion: Einstein quantifie le champ EM. L'interprétation de l'effet photoélectrique est venue confirmer l'hypothèse de Planck. h n'est pas seulement une astuce de calcul!

Transition: Planck a quantifié l'énergie du rayonnement, Einstein a imaginé la lumière sous forme de petits grains de lumière: les photons. Voyons dans quelle mesure on peut les qualifier de particule.

2 Notion de photon

2.1 Relation de de Broglie

- Le photon, grain de lumière, a un comportement ondulatoire (expériences de diffraction). Mais on vient aussi de voir son caractère corpusculaire. Idée: réconcilier ces deux aspects.
- Comme les photons d'énergie $E = h\nu$ se déplacent à la vitesse de la lumière, on les traite comme des articles relativistes, donc:

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

d'où:

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

Ce qui doit être vrai aussi à fréquence nulle, donc: $0 = \left(\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}\right)_{\nu=0}$ ce qui implique notamment que $m^2c^4 = 0$: le photon est une particule de masse nulle! Ce qui donne par conséquent:

$$h\nu = pc$$

Soit

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

- Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ on obtient: $\vec{p} = \hbar\vec{k}$: c'est la relation de de Broglie (Prix Nobel 1929). NB: vision quantique, pas classique, car on ne peut pas écrire $\vec{p} = \gamma m\vec{v}$.

Conclusion: On associe au photon une énergie, une impulsion, une masse: il présente les caractéristiques d'une particule. L'énergie du photon est entièrement cinétique.

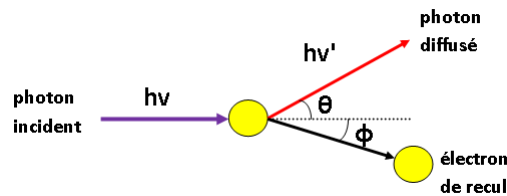
2.2 Effet Compton

- Confirmation de l'hypothèse d'Einstein: existence du photon.
- Historique: Compton a d'abord étudié la diffraction des rayons X par des échantillons magnétiques. Puis rayons gamma sur des feuilles de fer, aluminium, paraffine.

Remarque sur les rayons X:

1. Origine des rayons X: produits par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung): bombardement d'une anticathode (élément lourd) par des électrons accélérés de $\sim 10keV$.

2. Utilisation des rayons X: on envoie des rayons X sur un échantillon d'éléments légers (Barkla, 1909). Les électrons oscillent autour du noyau. Les rayons X (rayonnement EM) se couplent aux électrons et les mettent en vibration forcée à la fréquence des rayons X envoyés. Les électrons sont donc accélérés, donc rayonnent dans presque toutes les directions (anisotropie) un rayonnement à la même fréquence que les rayons X. Il y a donc eu diffusion élastique des rayons X (diffusion car modification de la direction, élastique car la longueur d'onde n'a pas changé).
3. Quand on fait l'expérience avec des longueurs d'onde de plus en plus courtes (rayonnement dur), on observe à la fois le résultat de la diffusion élastique mais aussi d'une diffusion inélastique (rayonnement de plus grande longueur d'onde = mou). Compton a interprété cet effet. Pic de diffusion élastique: vient de la diffusion par les électrons de coeur qui restent liés à l'atome, le pic de diffusion inélastique vient de la diffusion par les électrons externes (nuage électronique déformable: électrons moins liés au noyau, peuvent osciller davantage donc être mis en vibration par des rayonnements durs (de plus grande fréquence)).
- Expérience de Compton: rayonnement de longueur d'onde 0.71\AA (issu du molybdène) envoyé sur une cible de graphite. Etude du rayonnement diffusé en fonction de son angle de déviation. Observation: pas de dépendance en la longueur d'onde de la source (on peut prendre un autre élément que le molybdène) ni de la nature de la cible.



- Compton a interprété cette diffusion comme si résultant d'une collision élastique entre les photons du rayonnement et les électrons (immobiles) du milieu. Pourquoi élastique? Car on retrouve les particules intactes (photon et électron) après la collision (comme deux boules de billard rigides). Comme le choc est élastique, il y a conservation de l'énergie cinétique (pas seulement totale, comme pour toute collision) au cours de la collision. Que se passe-t-il pendant la collision électron-photon? Quand le photon entre en collision avec l'électron, tout se passe comme quand un monsieur bouscule une jolie dame dans la rue. Imaginons que la jolie dame soit en train d'attendre le bus, immobile. Quand tout à coup, un monsieur qui arrive en courant la bouscule. Le monsieur devient tout rouge parce que la dame est décidément très jolie... Pour le photon, ce décalage dans les grandes longueurs d'onde signifie qu'il perd de l'énergie. La dame quant à elle, s'en va un plus loin pour ne pas être bousculée à nouveau, ce qui revient à dire par analogie que le photon a mis en mouvement l'électron, en lui cédant un peu de son énergie. (Attention, le photon ne ralentit pas, il va toujours à la vitesse c).

On a donc: $photon\ hv + \text{électron immobile} \rightarrow photon\ hv' + \text{électron } \vec{p}$

- Un photon incident a une énergie de 20 keV (car longueur d'onde 0.7\AA). Grandes énergies mises en jeu: on effectue un calcul relativiste. On considère que l'électron est immobile au départ. Il est diffusé d'un angle ϕ , le photon est diffusé d'un angle θ .

- Conservation de l'énergie totale et de l'impulsion:

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + \gamma mc^2 \quad (1)$$

$$\hbar\vec{k} + \vec{0} = \hbar\vec{k}' + \vec{p} \quad (2)$$

- Avec:

$$E = \gamma mc^2 = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

- VOIR DETAIL CALCUL AU TABLEAU (calcul détaillé dans le Cagnac de physique atomique)

Conservation de l'énergie totale $h\nu + mc^2 = h\nu' + \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (1)$

Conservation de l'impulsion

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + p \cos\varphi$$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta + p \sin\varphi$$

$\theta \Rightarrow$ fixé par l'expérience (position de l'appareil de mesure)
On cherche ν' .

$$p \cos\varphi = \frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c} \cos\theta \quad (1')$$

$$p \sin\varphi = -\frac{h\nu'}{c} \sin\theta \quad (2)$$

$$(1')^2 + (2)^2 \Rightarrow p^2 = \frac{h^2 \nu^2}{c^2} + \frac{h^2 \nu'^2}{c^2} \cos^2\theta - \frac{2h^2 \nu \nu'}{c^2} \cos\theta + \frac{h^2 \nu'^2}{c^2} \sin^2\theta$$

$$= \frac{h^2 \nu^2}{c^2} + \frac{h^2 \nu'^2}{c^2} - \frac{2h^2 \nu \nu'}{c^2} \cos\theta$$

$$= \frac{h^2}{c^2} (\nu - \nu')^2 + (1 - \cos^2\theta) \frac{2h^2 \nu \nu'}{c^2} \quad (3)$$

Or (1) $\Rightarrow p^2 c^2 = (h\nu - h\nu' + mc^2)^2 - m^2 c^4$

$$= h^2 (\nu - \nu')^2 + 2mc^2 (h\nu - h\nu') \quad (4)$$

d'où d'après (3) et (4):

$$2 \frac{h^2}{c^2} \nu \nu' (1 - \cos\theta) = 2m h (\nu - \nu') \quad (5)$$

- Comme ν' proche de $\nu = \nu \nu' \sim \nu^2$

$$\Rightarrow \nu - \nu' = \frac{h \nu^2}{mc^2} (1 - \cos\theta)$$

- Si on veut obtenir le résultat en longueur d'onde:

$$(5) \Rightarrow \frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{mc^2} (1 - \cos^2\theta)$$

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos^2\theta)$$

longueur d'onde de Compton $\frac{h}{mc}$

- Longueur d'onde Compton = c'est la longueur d'onde pour laquelle l'énergie des photons est égale à l'énergie au repos de l'électron. Elle est obtenue pour $\theta = 0$, soit quand le photon a juste assez d'énergie pour compenser la masse au repos de l'électron. Si le photon avait un chuya plus d'énergie, il pourrait mettre en mouvement l'électron.

ODG: Pour une diffusion de 30° , on obtient une différence de longueur d'onde de $3,2 \cdot 10^{-4} nm$. Ca ne fait pas une grande différence et pourtant on observe macroscopiquement les effets de ce décalage...

Bilan:

1. Le photon est diffusé à une longueur d'onde plus grande car il a perdu de l'énergie (mais pas de l'énergie cinétique!)
2. L'écart en longueur d'onde est $\propto \sin^2\theta$: grand angle de diffusion \Leftrightarrow le photon a une longueur d'onde beaucoup plus grande. Plus la diffusion est importante, plus le photon a transféré d'énergie à l'électron.
3. Pour info: l'écart en longueur d'onde ne dépend pas de la longueur d'onde du rayonnement incident, ni de la nature du noyau auquel est attaché l'électron. Cela dit, les expériences de diffusion ont permis à Barkla de conforter le classement de Mendéleiev. En effet, plus Z augmente, plus le rapport entre les intensités des raies de diffusion $\frac{\text{inélastique}}{\text{élastique}}$ diminue.
4. Pour info: Quand $\theta = \pi$ (diffusion maximale), c'est-à-dire que le photon fait demi-tour, $\Delta\lambda = 0$: pas de transfert d'énergie à l'électron. Le photon et l'électron s'ignorent.

Ouverture: effet Cerenkov L'effet Cerenkov est l'émission de lumière par des électrons relativistes se déplaçant dans un milieu d'indice n , où le photon se déplace à la vitesse c/n . (Avant: électron d'impulsion p . Après: photon "apparu", dévié par rapport à la direction de l'électron incident + électron dévié, d'impulsion p').

Pour info: Ces collisions élastiques deviennent prépondérantes quand l'énergie du photon devient grande par rapport à la force de l'élastique qui retient l'électron à un atome, son énergie de liaison. Pour un atome léger comme le carbone, l'effet Compton l'emporte sur l'effet photoélectrique au dessus de 20 keV. Pour le cuivre c'est au dessus de 130 keV ; pour le plomb de 600 keV.

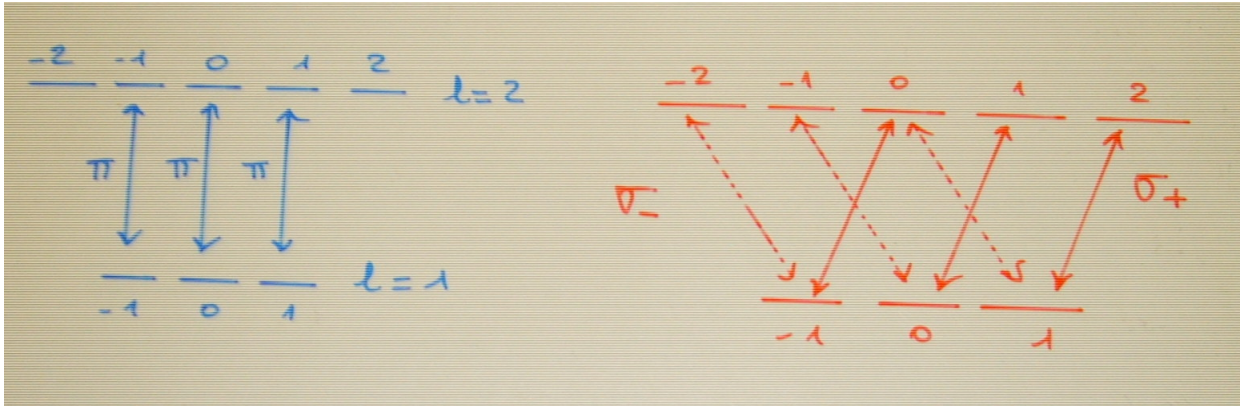
Conclusion: Le photon peut effectuer des collisions avec des particules: comportement corpusculaire.

2.3 Moment cinétique du photon. Spin du photon.

- Le rayonnement peut provoquer une transition entre deux états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ si l'hamiltonien d'interaction entre l'atome et le rayonnement vérifie: $\langle b|H|a\rangle \neq 0$. Par exemple, deux états atomiques de même parité ne sont pas couplés par l'hamiltonien dipolaire électrique $-\vec{D}\cdot\vec{E}$ qui est impair. La transition entre deux niveaux de même parité est ici interdite: il s'agit d'une règle de sélection. Nous allons voir dans cette partie d'autres règles de sélection, où la polarisation de la lumière restreint les transitions possibles entre sous-niveaux

de moment cinétique. Même si une transition est interdite pour l'interaction dipolaire électrique, la transition peut se faire par un autre couplage (dipolaire magnétique, quadrupolaire électrique...)

- Bilan: états susceptibles d'être excités ou de se désexciter vers le fondamental sous l'effet d'une lumière polarisée:



Polarisation	Transitions possibles	Nom
Rectiligne	$(l, m) \leftrightarrow (l \pm 1, m)$	π
Circulaire gauche	Avec $E_2 > E_1$: $(l, m_1) \leftrightarrow (l \pm 1, m_1 - 1)$	σ_-
Circulaire droite	Avec $E_2 > E_1$: $(l, m_1) \leftrightarrow (l \pm 1, m_1 + 1)$	σ_+

Remarque: transition $E_1 \rightarrow E_2$: absorption; transition $E_2 \rightarrow E_1$: émission induite. Attention: pour l'émission spontanée:

Polarisation	Transitions possibles	Nom
Rectiligne	$(l, m) \leftrightarrow (l \pm 1 \text{ ou } 0, m)$	π
Circulaire gauche	Avec $E_2 > E_1$: $(l, m_1) \leftrightarrow (l \pm 1, m_1 + 1)$	σ_-
Circulaire droite	Avec $E_2 > E_1$: $(l, m_1) \leftrightarrow (l \pm 1, m_1 - 1)$	σ_+

Remarques:

1. Calcul: à partir de l'hamiltonien $-\vec{D} \cdot \vec{E} = -\vec{D} \cdot \vec{e}_z E_0 \cos(\omega t + \varphi) +$ harmoniques sphériques (on considère l'atome d'hydrogène et on étudie les transitions possibles à partir du niveau fondamental)
2. Ne pas confondre hélicité (lié à la direction de propagation) et la circularité (reliée à l'orientation de oz, indépendante de la direction de propagation)

Conclusion:

1. On associe aussi au photon un moment cinétique et un spin. Il a vraiment les caractéristiques d'une particule.
2. Le couplage entre matière et rayonnement se fait de façon discrète, avec des transitions permises ou interdites.
3. Rq: en physique des particules: photon = boson (médiateur de l'interaction EM)

Application au pompage optique: Pompage optique: imaginé par Kastler en 1949. Idée: utiliser les règles de sélection vues ci-dessus pour contrôler la distribution de population des sous-niveaux fondamentaux. Exemple: considérons, au sein d'une vapeur atomique, une transition entre un niveau fondamental de moment cinétique total $J=1$ et un niveau excité de moment cinétique total $J=0$, excitée par une polarisation linéaire. SCHEMAS TRANSPARENTS

En l'absence de lumière, les sous-niveaux du fondamental ($m=-1,0,+1$) sont peuplés avec la même probabilité.

On envoie une lumière polarisée rectilignement sur la vapeur atomique: il y a interaction entre les deux et on mesure l'intensité transmise. Comme la lumière est polarisée rectilignement, d'après les règles de sélection ci-dessus on a une absorption de type π entre les sous-niveaux ($J = 1, m = 0$) et ($J = 0, m = 0$). Une fois les atomes portés dans l'état excité, ils se désexcitent par émission spontanée vers les sous-niveaux ($J = 1, m = \pm 1, 0$) avec la même probabilité. Donc seulement $1/3$ des atomes qu'on a fait passer de ($J = 1, m = 0$) à ($J = 0, m = 0$) retombent dans ($J = 1, m = 0$). A chaque cycle de fluorescence on dépeuple donc le sous-niveau ($J = 1, m = 0$), si bien qu'on tend rapidement vers la situation stationnaire où le niveau ($J = 1, m = 0$) est dépeuplé. Dans ce cas, la lumière polarisée rectilignement cesse d'interagir avec la vapeur atomique. Si l'on représente l'allure de l'intensité transmise: SCHEMA TRANSPARENT

1. L'intensité transmise augmente progressivement, car le niveau ($J = 1, m = 0$) est de moins en moins peuplé: il y a de moins en moins d'absorption.
2. L'intensité transmise atteint une valeur limite en régime stationnaire (quand la vapeur atomique n'absorbe plus, elle est transparente à la lumière polarisée)
3. Le régime stationnaire est atteint avec une constante de temps τ . Par définition, le taux de pompage est: $\Gamma_P = \frac{1}{\tau}$
4. Intérêt du pompage optique: hors régime stationnaire, des phénomènes de relaxation peuvent modifier l'absorption (ils tendent à ramener le système à l'équilibre, comme les collisions dans un gaz par exemple permettent d'atteindre l'équilibre thermique). En étudiant l'intensité transmise, on peut donc étudier les processus de relaxation (collisions, champs magnétiques). Ex: magnétomètres à pompage optique: très grande sensibilité ($10^{-11}T$).

3 Applications récentes et limites de l'aspect corpusculaire

3.1 Anticorrélation en sortie d'une lame semi-réfléchissante

On envoie deux faisceaux lumineux \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sur une lame semi-réfléchissante : chacun est séparé en deux faisceaux de même intensité, couplés par la lame et les faisceaux sortants sont notés \vec{E}_3 et \vec{E}_4 . SCHEMA TRANSPARENT

$$\left\{ \vec{E}_3 = \frac{\vec{E}_1 + \vec{E}_2}{\sqrt{2}} \quad ; \quad \vec{E}_4 = \frac{\vec{E}_1 - \vec{E}_2}{\sqrt{2}} \right.$$

A chaque champ \vec{E}_i on associe l'opérateur \hat{E}_i .

- Envisageons le cas où l'on envoie un champ (état ψ) sur la voie 1 et rien sur la voie 2. L'état entrant s'écrit donc:

$$|1 : \psi \rangle |2 : 0 \rangle$$

Le signal détecté sur la voie 3 s'écrit comme un signal proportionnel à l'intensité du champ électrique au carré (car ce qu'on mesure, c'est une intensité) (idem pour la voie 4, mais avec \vec{E}_4) :

$$w_3 = s \|\hat{E}_3 |1 : \psi \rangle |2 : 0 \rangle\|^2 = s \left\| \frac{\hat{E}_1 + \hat{E}_2}{\sqrt{2}} |1 : \psi \rangle |2 : 0 \rangle \right\|^2 = \frac{s}{2} \|\hat{E}_1 |1 : \psi \rangle\|^2 = \frac{w_1}{2}$$

Avec w_1 le signal de photodétection qui serait mesuré directement sur la voie 1 et s un coefficient qui dépend de l'efficacité du détecteur et de sa géométrie. On retrouve le fait que la lame semi-réfléchissante divise le faisceau incident en deux faisceaux d'intensités moyennes égales.

- Cherchons maintenant la probabilité de mesurer en même temps un clic sur la voie 3 et un clic sur la voie 4. Un clic = une impulsion brève de courant mesuré = comptage de photons un par un (comme une particule détectée par un compteur Geiger). Pourquoi courant? car photomultiplicateur par exemple: un photon crée par avalanche un courant macroscopiquement mesurable dans le détecteur.

Cette probabilité s'écrit $w^{(2)}$ = taux de comptage simultané pour les voies 3 et 4:

$$w^{(2)} = s^2 \|\hat{E}_3 \hat{E}_4 |\psi \rangle\|^2$$

où $|\psi \rangle$ est l'état total du système. Dans le cas où on n'envoie un signal que sur la voie 1:

$$w^{(2)} = s^2 \left\| \frac{\hat{E}_1 + \hat{E}_2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\hat{E}_1 - \hat{E}_2}{\sqrt{2}} |1 : \psi \rangle |2 : 0 \rangle \right\|^2 = \frac{s^2}{4} \|\hat{E}_1^2 |\psi \rangle\|^2$$

1. Si l'état entrant est un état classique (ie: grand nombre de photons incidents, approximation continue), la probabilité de détecter les photons sur les deux voies à la fois est égale à la probabilité au carré de détecter les photons sur chaque voie.
2. Si l'état entrant est un état quantique (typiquement, état à un photon), la probabilité de détecter le photon sur les deux voies en même temps est nulle. On dit qu'il y a anticorrélation entre les comptages de photons sur la voie de sortie. Résultat logique si l'on considère le photon comme un corpuscule: un photon unique ne peut pas être détecté deux fois (à deux endroits différents qui plus est).

Bilan:

1. la lame semi-réfléchissante ne coupe pas un photon en deux mais l'envoie sur une des deux sorties, avec une probabilité 50-50.
2. Résultat en contradiction avec les prévisions de l'optique ondulatoire: une onde incidente est partagée par la lame en deux ondes de même amplitude.
3. Résultats vérifiés par l'expérience: (avec une LED) proba de détection de $5 \cdot 10^{-3}$ sur chaque voie. Si en moyenne on a moins d'un photon (mais que l'état reste classique): proba de détection conjointe de $0.25 \cdot 10^{-4}$. Si état à un photon, proba de détection conjointe nulle. La lame permet donc de distinguer les états semi-classiques et les états à un photon.

3.2 Dualité onde-corpuscule

D'après ce qu'on vient de dire, on voit se profiler la dualité onde-corpuscule. Dans le cas d'un faisceau de lumière qui traverse un interféromètre:

1. Si l'état est semi-classique, il a des propriétés ondulatoires: il existe deux chemins possibles pour le photon qui traverse la lame semi-réfléchissante: on observe des interférences.
2. Si l'état est corpusculaire, le résultat a uniquement un caractère probabiliste: on ne peut avoir qu'UNE détection en UN endroit. Les interférences apparaissent après un grand nombre de mesures.

Etat	Proba de passage à travers chaque bras de l'interféromètre	Aspect du rayonnement
Semi-classique	1/2 => interférences, quel que soit le nombre de photons	ondulatoire
1 photon	0 ou 1 => interférences si grand nombre de mesures (statistique: en moyenne, proba = 1/2)	corpusculaire

Bilan des "bizarreries" observées, qui amènent l'idée de dualité onde-corpuscule:

	Expérience	Attendu	Comportement réel
matière (électron)	Fentes d'Young	billes => figure = 2 franges	bcp d'e-: interférences (de plus en plus intenses)
			e- uniques: interférences si gd nbre de mesures
rayonnement (photon)	Interférences à 1 photon	onde qui se divise en 2 amplitudes égales	1 photon: 1 clic! (pas 2 clics de plus faible proba)
			bcp de photons uniques: interférences si gd nbre de mesures

Bilan: Nous avons vu au cours d'une leçon précédente que la matière pouvait avoir un comportement ondulatoire (ce qui est rappelé ici). Nous avons montré dans cette leçon que la lumière pouvait également avoir un comportement corpusculaire.

4 Conclusion

- Lumière = constituée de photons. Photon = corpuscule, pas seulement un artifice mathématique
- Comportement corpusculaire quand INTERACTION avec la matière (ex: avec le métal dans l'effet photoélectrique, avec une particule dans l'effet Compton) .
- Ouverture: dualité onde-corpuscule: pour rendre compte des observations expérimentales en optique, il convient donc de considérer la lumière tantôt comme une onde, tantôt comme une particule.

- Remarque: après l'avènement de la MQ (1920), on s'aperçut qu'il suffisait de faire interagir de la matière quantifiée avec un champ EM classique pour rendre compte des expériences (en particulier l'effet photoélectrique). Le photon apparaît alors comme une image commode mais pas indispensable (sauf pour émission spontanée, double détection..). Théorie quantique du rayonnement: développée entre 1920 et 1960 (élément nouveau: fluctuations quantiques du rayonnement: fluctuations du vide...). Théorie semi-classique du rayonnement: résultat exact dans le cas où le champ est dans un état quasi-classique (c'est le cas pour de nombreuses sources lumineuses).

5 Notes

- Résonance optique = cas particulier de fluorescence où la lumière émise par le corps a la même longueur d'onde que la lumière du faisceau incident utilisé pour provoquer l'émission (fluorescence sans changement de fréquence)

Part II

BIBLIO, COMMENTAIRES, NOUVEAU PLAN

6 Bibliographie

- Mécanique quantique tome 1, Aslangul (TB pour le corps noir, l'effet photoélectrique, l'effet Compton)
- Physique Atomique, tome 2, Cagnac (TTB pour l'effet photoélectrique et l'effet Compton) Editions Dunod
- Introduction aux lasers et à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre (TB pour l'expérience avec source de photons uniques)
- Les lasers, cours et exercices corrigés, Dangoisse, Ed. Dunod (pour refroidissement d'atomes)
- Annale 2001: exercice sur le moment cinétique du photon

7 Questions et commentaires

7.1 Commentaires généraux

- Attention: la nature corpusculaire de la lumière ne se voit pas seulement quand il y a interaction avec la matière. Un objet n'est pas un corpuscule qd il interagit avec la matière et une onde quand il se propage, c'est les deux à la fois. Par contre ce n'est pas possible d'observer les caractéristiques du comportement ondulatoire ET corpusculaire dans la même expérience.
- Ne pas parler du corps noir il y a une leçon pour ça. Ne nécessite pas le photon, car ce sont des échanges d'énergie quantifiés. Entamer direct sur l'effet photoélectrique.
- Historique: trop qualitatif, il faut rentrer dans le dur. Au moment où on rentre dans les calculs (avec l'effet Compton), en fait il ne faut pas faire ce calcul car trop compliqué à gérer au tableau. Seul intérêt: bilan d'énergie et bilan de qté de mvt. Faire ce calcul sur transparent car ce calcul n'a pas d'intérêt. Par contre il faut faire de la physique sur le résultat: ODG du décalage Compton. A discuter. On mesure 0.02 angstrom: comment le mesurer? grande prouesse expérimentale, rayons X, diffraction dans un cristal. ODG et expliquer la manip. De plus présenter l'intérêt de l'effet Compton: il est UNIVERSEL. Ne dépend pas de la

cible (cf décalage Compton: il n'y a que des constantes fondamentales) Ca a intrigué les physiciens car ils changeaient de cible et la raie Compton partait toujours dans la même direction. Effet Compton: intérêt historique. Intérêt calculatoire pour des étudiants. Donc intérêt limité au final. Donc insister sur l'aspect "tour de force expérimental" à l'époque. Faire une application: ralentissement d'atomes froids par laser (ralentisseur Zeeman etc) comme discuté dans la leçon d'Amaudric.

- Mieux détailler l'expérience d'effet photoélectrique. C'est bien de faire la manipulation. On applique une tension positive => crée une force. Dans un cas, la force va dans le même sens que l'énergie cinétique des électrons, donc on les aide à sortir. Dans l'autre cas, force opposée donc freine électrons. Le potentiel d'arrêt correspond à la tension appliquée pour freiner les électrons, donc on a directement: $E_c = qU_0$. Courbe ultra-importante à décrire: U_0 en fonction de la fréquence: on voit qu'il y a une fréquence seuil et que ça part de manière rectiligne. Mais là encore comme pour l'effet Compton, la pente ne dépend que des constantes fondamentales, pas du matériau. Et c'est ça qui fait la force du modèle d'Einstein. Einstein a prévu qu'on pouvait mesurer h . Millikan a passé 20 ans à faire ses exp. pour mesurer h Einstein avait tort. Mais finalement c'est avec ses mesures qu'on a obtenu h ("exp. de Millikan"). Effet photoélectrique: actuel. Introduit de la belle physique car traite de petites choses, et application fondamentale à mentionner: les détecteurs optiques (photomultiplicateur) On explique l'effet photoélectrique en quantifiant le champ EM: ce sont les photons. Parler d'une application, le PM. Ensuite on parle de la QDM du photon (avec l'effet Compton: on montre que le photon a une impulsion $\hbar \vec{k}$).
- Il faut savoir qu'en 1905 l'interprétation d'Einstein a été en faveur du modèle corpusculaire. Est-ce qu'on ne peut pas expliquer l'effet photoélectrique sans photon? Qu'est-ce qu'il faut faire pour cela? On retrouve les mêmes résultats en considérant un continuum de niveaux (atomes avec niveaux quantifiés). On envoie dessus un champ EM classique, il va y avoir des résonances. $h\nu = h\nu_{\text{sortie}} + E_c$. (ici $h\nu$ est l'énergie de la transition alors que dans le modèle d'Einstein c'est l'énergie du photon). C'est le modèle semi classique, on n'a pas besoin du photon pour expliquer l'effet photoélectrique (ni Compton). Ne pas le dire mais s'attendre à la question.
- Exp de la fin (anticorrélation): deux détecteurs mis de part et d'autre de la lame SR. Si un photon unique arrive sur la lame SR, alors je ne peux pas le détecter sur les deux détecteurs en même temps, le photon va devoir choisir entre réfléchi / transmis. Exp récente (1986, Aspect, exp. historique). Si source de photons uniques, alors on voit qu'on ne détecte jamais simultanément un photon dans les deux détecteurs. C'est la vraie preuve expérimentale de l'existence du photon.
- Notion de moment cinétique de spin du photon: extrêmement compliquée. Dans les rapports, il faut en parler. Ici ça a été bien fait. Pas plus, pas moins. Le photon possède un moment cinétique de spin intrinsèque. Le photon est un boson, spin 1, donc état -1, +1, 0. De plus un photon possède un moment orbital (pour un électron: lié à la rotation autour du noyau. Pour un photon: lié au mode de la propagation du photon: ex: mode gaussien TEM 00, TEM 01 etc). Moment cinétique total $J = L + S$. Il se trouve que pour le TEM 00, $L=0$ donc on ne considère que le moment cinétique de spin. Donc on se place dans le TEM 00 pour que ce soit plus simple. D'après l'optique atomique, on sait qu'il y a des règles de sélection (s'en tenir à ce qui a été fait). Dire qu'on regarde le recouvrement de deux fonctions d'onde d'un état

fonda et d'un état excité par un hamiltonien de couplage (le dipolaire électrique). Si on veut être plus précis, on sait que ce sont les harmoniques sphériques Y_{lm} qui font le recouvrement, que $\delta m = 0, +1, -1$. Si $\delta m = +1$, on a donné du moment cinétique à l'atome. Donc le faisceau a perdu du moment cinétique. Insister qu'il y a conservation du moment cinétique: si la matière a gagné de l'énergie, alors le photon en a perdu.

- Application: pompage optique. Comment les règles de sélection permettent de préparer le système atomique dans un état donné? Ça a valu un prix Nobel (Kastler / Brossel, c'est Brossel qui l'a eu). Ne pas passer trop de temps sur le spin car notion peu claire.
- cf annale 2001 à la BU. Exercice sur le moment cinétique du photon. Mais attention ne pas s'aventurer dans le moment cinétique orbital, extrêmement compliqué, s'en tenir au spin.

7.2 Commentaires sur l'ouverture

- La on arrive à 40 min. Il faut ouvrir. On peut le faire sur les sources de photons uniques. Anticorrélation: bien de la faire, mais pas de façon aussi compliquée.
- Calcul détaillé dans Quanta: calcul des fluctuations de la pression de radiation exercée par un corps noir sur les parois. on voit deux termes: (expression à vérifier)

$$\bar{\Delta}^2 = \frac{1}{c^2} \left(h\rho\nu + \frac{c^3\rho^2}{8\pi\nu^2} \right) f\tau d\nu$$

1. terme d'origine corpusculaire (ρ : densité d'énergie du corps noir). Aujourd'hui on appelle ça le bruit de grenaille $h\rho\nu$.
2. avec un argument d'ODG: terme d'interférence entre les composantes du corps noir. Aujourd'hui on appellerait ça un spekle: figure d'interférences d'un milieu désordonné. Composante ondulatoire.

Ces deux termes dans la même équation: donc dualité onde corpuscule.

- Pb: comment créer des photons uniques? Pierre d'angle des manip. 1ère révolution: le formalisme de la MQ. Applications majeures: lasers, transistors (jonction tunnel). Applications des transistors et lasers: ordinateurs, télécoms. 2ème révolution quantique: étude des objets quantiques individuellement: on peut isoler des atomes, des ions etc en labo. prix Nobel en 2012 Serge Haroche, David Wineland pour leurs travaux sur l'isolement et les techniques d'émetteurs individuels. Plein d'applications potentielles peuvent en émerger. on peut faire des sources de photons uniques.
- Exp d'anticorrélation. On fait une expérience de trous d'Young avec une source de photons uniques. Pas de lame SR comme ce qui a été présenté mais c'est le même principe. On considère qu'on a des particules émises une par une.

1. Exp 1: test du comportement corpusculaire. Deux détecteurs, un derrière chaque trou. On enregistre des signaux de détection simple: on compte le nombre de clics sur le détecteur. On enregistre un signal de détection en coïncidence: clics simultanés sur les deux détecteurs (photon arrivé en même temps sur les deux détecteurs). Si on a une source de photons

uniques. La particule ne se coupe pas en deux: choix du chemin: détection soit sur l'un soit sur l'autre. Pas de détection de coïncidence. Proba de coïncidence nulle. Image de la particule qui choisit entre un trou ou l'autre de l'interféromètre.

2. Exp 2: Si on a une onde: division entre les deux trous: détection en coïncidence. Possibilité de discriminer entre une particule et une onde juste par la mesure de coïncidence. Si on regarde la fonction de corrélation du 2eme ordre $g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle}$. En 0 (ie pas de retard entre les voies 1 et 2): $g^{(2)}(0) = \frac{\langle I_1(t)I_2(t) \rangle}{\langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle}$: cette expression ressemble à la proba de coïncidence (détection simultanée). Inégalité de Cauchy Schwartz: $\langle I_1(t)I_2(t) \rangle \geq \langle I_1(t) \rangle \langle I_2(t) \rangle$. Classiquement $g^{(2)}(0) \geq 1$. Soit $\frac{Pc}{P_1P_2} \geq 1$ (proba de coïncidence > produit des probas simples de détection). Ne pas faire d'autre calcul. On s'arrête là car limite classique. Laser source classique. Or photons uniques c'est quantique. Limite $Pc = P_1P_2$ c'est le laser, lumière la plus cohérente qui soit. Critère donné par les expérimentateurs: optique classique si $\alpha = \frac{Pc}{P_1P_2} \geq 1$; optique quantique si $\alpha < 1$. En effet, l'optique classique dit que $\alpha \geq 1$. Or on a vu plus haut qu'avec une source de photons uniques on a $Pc = 0$ donc $\alpha = 0$. Dès lors qu'on a une violation de $\alpha \geq 1$, on ne peut plus utiliser l'optique classique mais l'optique quantique: PREUVE DE L'EXISTENCE DU PHOTON. Critère: en mesurant alpha, on est en mesure de dire si on a une source de photons uniques.
3. Exp 3: meme source, deux trous, 1 seul détecteur qu'on promène: on a des interférences. On doit pour l'expliquer, considérer que l'onde est passée par les deux trous a la fois.

Exp 1 et exp 2: dualité onde-corpuscule.

- Aucun calcul dans la partie "ouverture". juste dire $\alpha < 1$ c'est quantique, $\alpha \geq 1$ c'est classique. Comment faire $\alpha < 1$? on prend un système à deux niveaux. On ne considère qu'un seul atome. On peut exciter l'atome. Il met un certain temps à se désexciter. Tant qu'il est dans l'état excité, il ne peut pas s'exciter une 2eme fois. Si le syst à deux niveau est individuel, on a une source de photons uniques (il faut être capable d'isoler un seul syst quantique). Exp d'Aspect et Granger, 1986, institut d'optique: cascade radiative dans le calcium. Deux lasers (krypton et laser à colorant) pour exciter le syst. Une fois que le syst était dans cet état il se désexcite en émettant deux photons: un vert, un violet. Quand le premier photon a été détecté, on sait que dans les 5 secondes qui suivent un photon va être émis. C'est en regardant la détection qu'on va être sûr qu'on va avoir un photon unique. Compliqué expérimentalement. Mais c'est la première exp d'obtention d'un photon unique, avec $\alpha = 0,2$. Pas parfait car toujours du bruit. Preuve des photons uniques.
- Manière moderne de faire des photons uniques: isoler un seul atome (microscope) et l'exciter avec un laser impulsif. On fait en sorte que la durée d'excitation soit beaucoup plus courte que la durée de vie de la transition. Dans ce cas on est sûr que chaque impulsion ne peut faire qu'un seul cycle de fluorescence. Pour chaque impulsion, on a donc émission d'un photon unique avec une incertitude temporelle liée à la durée de vie du niveau. Application des sources de photons uniques: crypto quantique.
- Exp 4: biprismes de Fresnel. source de photons uniques. Dans la zone de recouvrement des 2 faisceaux en sortie, on place deux détecteurs, chacun associé à un bras de l'interféromètre. On détecte les coïncidences. On détecte un clic soit sur l'un soit sur l'autre. Dans la zone de recouvrement on met une caméra ccd (pourquoi spécialement une caméra CCD?). Point

par point des photons uniques arrivent sur la caméra. il faut accumuler un grand nombre d'évènements pour que petit à petit on voit la figure d'interférences. Construction photon par photon. Interférences à un photon. On a juste mis une caméra, et pourtant on voit des interférences: c'est la dualité OP. S'arrêter là. Les propriétés ondulatoires seront vues dans l'autre leçon.

- Soit on ouvre sur la dualité OP avec les photons uniques, soit pour ceux qui s'en sentent on peut ouvrir sur la crypto quantique. Idée générale: on a une source de photons uniques, qu'on peut envoyer à la demande au récepteur. Théorème de non clonage: il dit que si on envoie un état pur (ex: polarisation d'un photon), un espion ne peut pas le mesurer en le reproduisant à l'identique. Imaginons qu'on code l'info sur la polarisation. S'il y a un espion sur la ligne, il va être détecté car s'il essaye de mesurer l'info et de la renvoyer il va produire des erreurs. On peut utiliser la MQ pour assurer une sécurité parfaite dans la transmission d'info. Il existe des dispositifs de crypto quantiques commercialisés. Attention, compliqué, donc ne pas le faire si on n'a pas fait de stage dedans ou si on ne s'y connaît pas. Faire des choses simples bien. Ici la base stable à avoir est l'effet photoélectrique et l'effet Compton.

8 Proposition d'amélioration du plan

I) Quantification de l'énergie lumineuse

1) Effet photoélectrique

- Idées: bien détailler l'expérience. Travail d'extraction. Pente de $V_0 = f(\nu)$: reliée à h , universelle (indépendante du matériau). Faire la manipulation. Garder en tête: le modèle d'Einstein est en faveur d'une interprétation corpusculaire du rayonnement, mais l'effet photoélectrique peut être expliqué sans la notion de photon (en quantifiant la matière et en utilisant un champ EM classique: modèle semi-classique).
- Contenu:
 1. Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.5 à 10)
 2. Introduction aux lasers et à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre (p.149, très court, bien pour interprétation)

2) Application: le photomultiplicateur

- Idées: principe.
- Contenu: Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.184)
- Conclusion du I): on a montré que l'énergie lumineuse était quantifiée: ces quanta d'énergie (mesurés par h) sont les photons.

II) Notion de photon

1) Effet Compton: quantité de mouvement du photon

- Idées: calcul sur transparent. ODG du décalage Compton. Commentaire physique sur le résultat. Preuve que le photon a une impulsion $\hbar \vec{k}$. Universalité du décalage Compton. Prouesse expérimentale: expliquer la mise en oeuvre. Expérience de Millikan.
- Contenu: Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.54)

2) Application au ralentissement d'atomes froids par laser

- Idées: transfert d'impulsion du photon absorbé à l'atome.
- Contenu: Les lasers, cours et exercices corrigés, Dangoisse, Ed. Dunod p.209

3) Moment cinétique du photon

- Idées: TEM 00 pour ne pas avoir à considérer le moment cinétique orbital. Règles de sélection. Hamiltonien de couplage: dipolaire électrique. Conservation du moment cinétique lors du couplage matière-rayonnement. Application au pompage optique (Prix Nobel Brossel).
- Contenu:
 1. Moment cinétique du photon, Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.113)
 2. Pompage optique, Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.116 et p.328)
 3. Règles de sélection, Introduction aux lasers et à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre (p.105 à 116)
 4. Pompage optique, Introduction aux lasers et à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre (p.120 à 122)

III) Ouverture: dualité onde-corpuscule

1) Expérience et critère "source de photons uniques"

- Idées: expérience des trous d'Young ou une lame SR, avec deux détecteurs. On détecte les coïncidences, P_1, P_2, P_C , avec une source classique et avec des photons uniques. Fonction de corrélation du 2ème ordre + inégalité de Cauchy-Schwartz (cf commentaires) = critère expérimental qui permet de distinguer une lumière classique et une lumière quantique: $\alpha \geq 1$. Preuve de l'existence du photon.
- Contenu: Introduction aux lasers et à l'optique quantique, Grynberg, Aspect, Fabre (p.414 à 423)

2) Obtention d'une source de photons uniques

- Idées: évoquer l'expérience d'Aspect et Granger 1986 ($\alpha = 0, 2$). Méthode moderne: système individuels à 2 niveaux. Prix Nobel en 2012 Serge Haroche, David Wineland.

3) Dualité onde-corpuscule

- Idées: expérience d'anticorrélation. Photons uniques: pas d'interférences. Ondes: interférences. Photons uniques avec caméra CCD: interférences à photons uniques.
- Contenu:
 1. Anneaux de Fabry-Pérot observés en photons uniques, Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.192)
 2. Figure d'interférences (avec fentes d'Young) observées en comptage de photoélectrons, Cagnac, Physique Atomique, Dunod (livre neuf p.187)