

## Chapitre 4 LE PHOTON

Dans ce chapitre nous rappelons les principales propriétés de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton qui mettent en évidence certains aspects corpusculaire des ondes électromagnétiques.

### 4.1 L'effet photoélectrique

La lumière illuminant un métal est capable d'en extraire des électrons. Cette propriété constitue l'effet photoélectrique. Cet effet fut découvert à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle par Hertz et interprété par Einstein en 1905.

Le principe du dispositif expérimental utilisé est représenté figure 4-1.

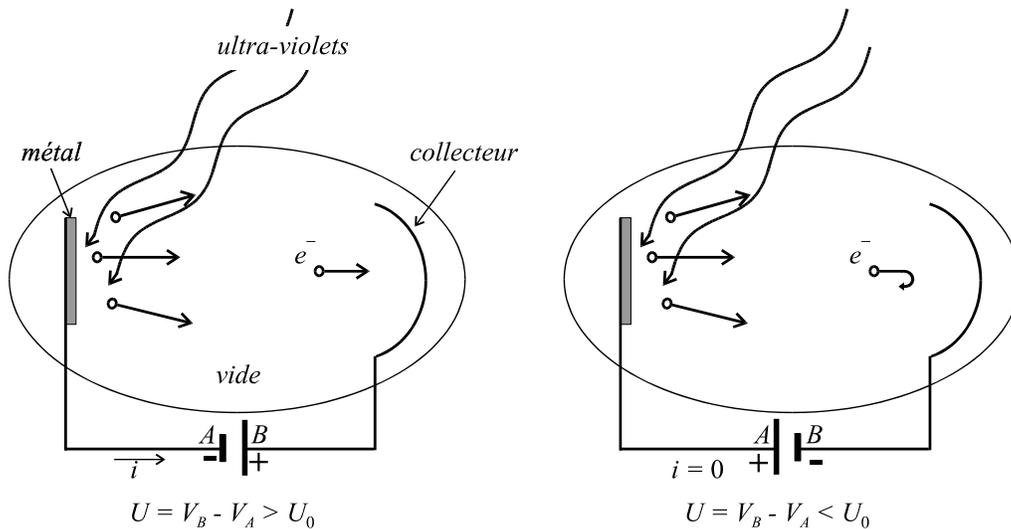


Figure 4-1.

Les électrons éjectés du métal sont soumis au champ électrique créé par la différence de potentiel,  $U$ , imposée entre les deux électrodes. L'énergie cinétique maximale des électrons éjectés est  $Ec := \frac{1}{2}mv_{\max}^2$ . Les électrons atteignent le collecteur s'ils ont une énergie cinétique suffisante :  $Ec \geq q_e U$  où  $q_e$  est la charge de l'électron. Un courant,  $i$ , circule donc pour  $U > U_0 = -\frac{Ec}{e}$ .

Trois résultats sont particulièrement significatifs. Ils s'expliquent naturellement avec l'hypothèse selon laquelle l'énergie de l'onde électromagnétique y est répartie sous forme de quanta insécables, appelés "**photons**".

**1-** *L'effet photoélectrique apparaît lorsque la fréquence de la lumière est supérieure à une valeur seuil,  $\nu_0$ , caractéristique du métal étudié.*

On peut considérer que l'extraction d'un électron nécessite une certaine énergie  $W$ . Deux cas sont alors possibles :

- L'énergie d'un photon est inférieure à  $W$  : aucun effet ne peut alors intervenir. Ceci se produit pour  $h_P\nu < W$ , soit  $\nu < \nu_0 = W/h_P$ .

- L'énergie des photons est supérieure à  $W$ . Dans ce cas,  $h_P\nu > W$ , l'effet photoélectrique est possible\* et les électrons sont éjectés avec l'énergie cinétique maximale  $E_c = h_P\nu - W = h_P(\nu - \nu_0)$ . La mesure de  $\nu_0$  permet de déterminer l'énergie d'extraction  $W = h_P\nu_0$ . Le tableau ci dessous donne la valeur de  $W$  pour divers métaux (les valeurs de  $W$  dépendent de l'état de la surface, elles varient de  $\pm 5\%$  selon les auteurs).

métal	<i>Cs</i>	<i>K</i>	<i>Al</i>	<i>Fe</i>	<i>Cu</i>	<i>Pt</i>
$W/\text{eV}$	2,0	2,3	4,1	4,5	4,7	6,4

**2-** *S'il est présent, l'effet photoélectrique est instantané.*

Considérons une onde de faible intensité, produite par une source quasiment ponctuelle, de puissance 1 W située à 10 m d'une cellule à potassium. La puissance  $P = 1$  W se répartit uniformément sur la sphère de rayon  $r = 10$  m (dont la surface est  $S = 4\pi r^2 \simeq 1257 \text{ m}^2$ ) fournissant à cette distance une intensité lumineuse  $\Phi = P/S \simeq 8 \times 10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ .

L'énergie d'extraction du potassium est  $2,3 \text{ eV} \simeq 3,7 \times 10^{-19} \text{ J}$ . La distance entre atomes de potassium est de l'ordre de  $a = 4,5 \times 10^{-10} \text{ m}$  (cf. le tableau de la figure 1-3, page 8). L'énergie qui atteint un atome de potassium est donc l'énergie qui tombe sur une surface de l'ordre de  $a^2 \simeq 2 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ , soit une puissance  $\Phi a^2 \simeq 1,6 \times 10^{-22} \text{ W}$ . Cette valeur est un majorant de la puissance absorbée par un atome car une part de l'énergie est réfléchi et, en outre, la première couche d'atomes n'est pas la seule qui soit atteinte par la lumière, celle-ci peut pénétrer plus profondément dans le métal. Le temps nécessaire pour accumuler l'énergie d'extraction est donc supérieur à  $3,7 \times 10^{-19} / 1,6 \times 10^{-22} \simeq 2312 \text{ s}$  soit à 40 min environ. Si l'énergie d'extraction était acquise de cette façon<sup>†</sup>, l'effet photoélectrique apparaîtrait plus d'une demi-heure après que l'on ait allumé la lampe. Ce serait facilement observable. Par contre, si l'énergie est répartie en photons insécables, le nombre de photons qui tombent sur le métal par unité de temps étant très élevé, il est presque certain que plusieurs d'entre eux donneront lieu, sans délai, à l'effet photoélectrique<sup>‡</sup> ; c'est ce qui est observé.

**3-** *L'intensité du courant qui apparaît dépend du flux d'énergie dans l'onde lumineuse ; cependant, la fréquence de la lumière étant donnée, le potentiel de coupure,  $U_0$ , est fonction de la seule fréquence du seuil,  $\nu_0$ .*

---

\*Compte tenu de la grande quantité de photons qui tombent sur le métal, l'effet étant possible, il est quasiment certain.

<sup>†</sup>Le calcul précédent ne fait pas intervenir la fréquence de la lumière. S'il décrivait correctement l'effet photoélectrique, on ne comprendrait pas l'existence du seuil de fréquence  $\nu_0$ .

<sup>‡</sup>La fréquence du seuil est  $\nu_0 = 5,6 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ . En supposant  $\nu = 2\nu_0$ , le flux de photons est de l'ordre de  $10^{15} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (sur chaque millimètre carré, il tombe un milliard de photons toutes les secondes).

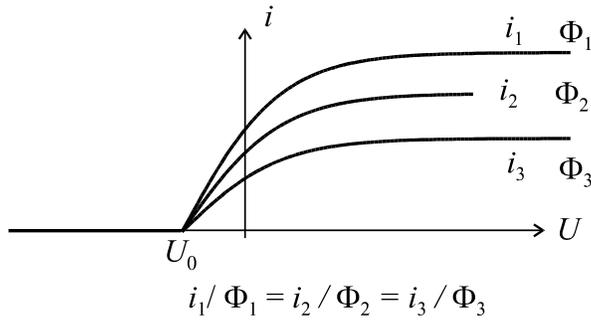


Figure 4-2.

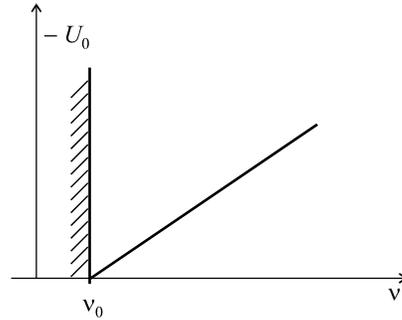


Figure 4-3.

Si la fréquence est supérieure au seuil, on s'attend à ce que le nombre d'électrons extraits soit proportionnel au nombre de photons et par conséquent que l'intensité du courant (en A) soit proportionnelle à l'intensité lumineuse (en  $\text{W m}^{-2}$ ). Pour récolter le maximum d'électrons il faut appliquer entre  $A$  et  $B$  une différence de potentielle qui crée un champ électrique fortement attractif. L'intensité atteint alors une valeur asymptotique dont on vérifie qu'elle est proportionnelle à  $\Phi$  (cf. figure 4-2)

La façon dont  $U_0$  dépend de la fréquence s'explique ainsi : lorsqu'il y a effet photoélectrique, (pour  $\nu > \nu_0$ ), la relation  $eU_0 = -E_c = -h_P(\nu - \nu_0)$  est vérifiée. On en déduit  $-U_0 = |U_0| = \frac{h_P}{e}(\nu - \nu_0)$ ; cette relation explique le graphe de la figure 4-3.

## 4.2 L'effet Compton

La relativité restreinte date de 1905. Les expressions de l'impulsion  $\vec{p}$  et de l'énergie  $E$  d'une particule sont données par les relations (2.3) page 22 et (2.4) page 23. On en déduit

$$\boxed{E^2 - c^2 \vec{p}^2 = m^2 c^4} \quad (4.1)$$

où  $m$  est la masse de la particule considérée et  $c$  la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide.

Pour les particules de masse nulle, il vient  $\|\vec{p}\| = E/c$ . C'est cette relation dont A. H. Compton donne la démonstration expérimentale pour le photon, en 1923. Le photon apparaît alors comme un corpuscule de masse nulle dont l'impulsion est

$$\boxed{\vec{p} = \frac{h_P \nu}{c} \vec{u} = \frac{h_P}{\lambda} \vec{u}} \quad (4.2)$$

où  $\nu$  est la fréquence de l'onde électromagnétique qui contient le photon considéré,  $\lambda$  sa longueur d'onde tandis que  $\vec{u}$  est le vecteur unitaire de même direction et de même sens que la direction et le sens de propagation de l'onde.

Dans son expérience, Arthur Compton illumine du carbone avec des rayons  $X$  de longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0 \simeq 0,71 \text{ \AA}$ . Les rayons  $X$  diffusent dans toutes les directions (figures 4-4 et 4-5).

En analysant les rayons  $X$  détectés dans la direction  $\theta$ , on constate la présence des deux longueurs d'ondes :  $\lambda_0$  et  $\lambda$ , supérieure à  $\lambda_0$  (cf. figure 4-5). On explique ce phénomène en admettant que les ondes électromagnétiques agissent de deux façons : elles peuvent soit provoquer l'oscillation des électrons, soit les arracher à l'atome.

• Dans le premier cas les oscillations se produisent à la fréquence,  $\nu_0$ , des ondes électromagnétiques incidentes. Des charges accélérées émettent des radiations électromagnétiques ; il en résulte, dans ce cas, une émission<sup>†</sup> à la même fréquence  $\nu_0$  : c'est l'*effet Thomson*. La longueur d'onde des ondes électromagnétiques correspondante est donc  $\lambda_0$ .

• Dans le second cas, on considère que les photons des rayons  $X$  incidents entrent en collision avec les électrons de masse  $m$ .

L'énergie des photons est  $h_P\nu_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \sim 17000 \text{ eV}$ . L'énergie de liaison des électrons est de l'ordre de 10 eV pour les électrons des couches périphériques. Ces électrons sont faiblement liés à l'atome ( $10 \text{ eV} \ll 17000 \text{ eV}$ ). Ils peuvent être considérés comme des électrons libres dans la collision. Ce mécanisme donne lieu à l'*effet Compton*.

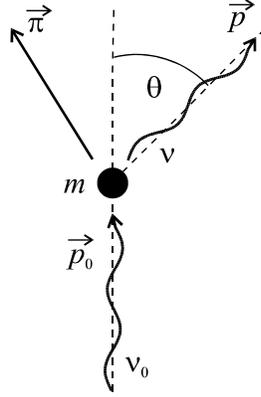


Figure 4-4

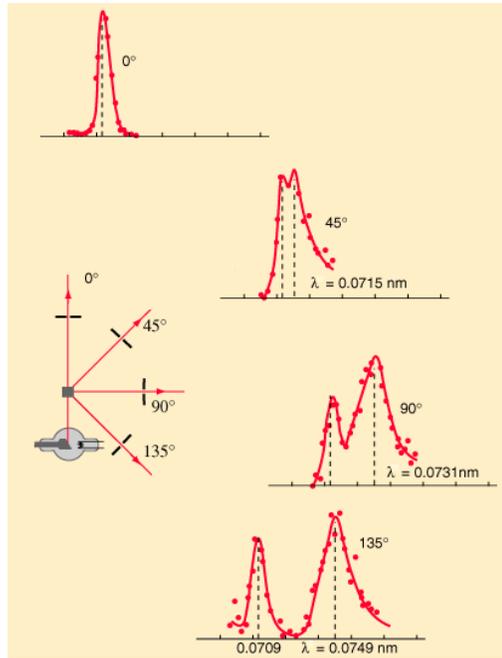


Figure 4-5.

Considérons la figure 4-4 où le photon de fréquence  $\nu_0$  entre en collision avec la masse  $m$ . La masse  $m$  est initialement au repos ; dans la collision elle acquiert la vitesse  $\vec{v}$ . Le photon voit sa fréquence passer de la valeur  $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$  à la valeur  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ .

Nous notons  $\vec{p}_0$  l'impulsion du photon incident et  $E_{\varphi_0} = h_P\nu_0$  son énergie. Nous posons  $p_0 = \|\vec{p}_0\| = \frac{h_P\nu_0}{c} = \frac{h_P}{\lambda_0}$  (cf. équ. 4.2). De même  $\vec{p}$  et  $E_{\varphi} = h_P\nu$  sont l'impulsion

et l'énergie du "photon Compton" diffusé, avec  $p := \|\vec{p}\| = \frac{h_P\nu}{c} = \frac{h_P}{\lambda}$ .

L'impulsion acquise par la masse  $m$  est notée  $\vec{\pi}$  tandis que son énergie est  $E_m = \sqrt{m^2c^4 + c^2\vec{\pi}^2}$  (cf. équ. 4.1).

La conservation de l'énergie dans la collision s'écrit  $E_{\varphi_0} + mc^2 = E_{\varphi} + E_m$ , avec  $E_{\varphi_0} = h_P\nu_0 = cp_0$  et  $E_{\varphi} = h_P\nu = cp$ . Il vient  $cp_0 + mc^2 = cp + \sqrt{m^2c^4 + c^2\vec{\pi}^2}$ . On en

<sup>†</sup>Le phénomène est semblable à celui qui intervient dans une antenne émettrice (antenne radio) où les courants électriques périodiques engendrent une onde électromagnétique de même période.

déduit

$$\vec{\pi}^2 = (p_0 - p)^2 + 2mc(p_0 - p) \quad (4.3)$$

La conservation de l'impulsion s'écrit  $\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{\pi}$ , ce qui implique  $\vec{\pi}^2 = (\vec{p}_0 - \vec{p})^2$ , soit

$$\vec{\pi}^2 = \vec{p}_0^2 + \vec{p}^2 - 2\vec{p}_0 \cdot \vec{p} = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos \theta \quad (4.4)$$

Des équations (4.3) et (4.4) on déduit  $\vec{\pi}^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0p \cos \theta = p_0^2 + p^2 - 2p_0p + 2mc(p_0 - p)$ , d'où  $1 - \cos \theta = mc \frac{p_0 - p}{p_0p} = mc \left( \frac{1}{p} - \frac{1}{p_0} \right) = \frac{mc}{h_P} (\lambda - \lambda_0)$ , soit

$$\boxed{\lambda - \lambda_0 = \frac{h_P}{mc} (1 - \cos \theta)} \quad \text{avec} \quad \lambda_C := \frac{h_P}{mc} \simeq 2,4 \times 10^{-2} \text{Å} \quad (4.5)$$

où  $\lambda_C$  est "**la longueur Compton**" de l'électron.

On vérifie que la valeur de  $\lambda$  calculée en utilisant la formule (4.5) n'est pas en désaccord avec les observations de Compton (cf. figure 4-5 où sont représentés les spectres des rayonnements diffusés dans diverses directions<sup>†</sup>).

Les résultats expérimentaux confirment donc l'hypothèse que le photon possède une impulsion donnée par la relation (4.2).

### 4.3 Les coefficients A et B d'Einstein

La nature corpusculaire du photon étant éclaircie, nous considérons de nouveau une situation d'équilibre thermodynamique où des atomes interagissent avec le rayonnement électromagnétique.

Nous supposons que les atomes présentent deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  avec  $E_2 > E_1$  et nous définissons  $\nu_0$  en posant  $h_P\nu_0 = E_2 - E_1$ . Nous admettons que ces niveaux ne sont pas dégénérés, c'est-à-dire qu'à chaque énergie ne correspond qu'un seul état atomique<sup>‡</sup>.

Nous admettons en outre que la masse des atomes est très grande. Cette dernière hypothèse implique que la vitesse,  $v$ , des atomes est très petite devant la vitesse de la lumière. En effet, à l'équilibre thermodynamique à la température  $T$ , il vient  $\frac{v}{c} \sim \sqrt{\frac{3 k_B T}{Mc^2}}$  où  $M$  est la masse d'un atome.

Le photon de fréquence  $\nu$  possède l'impulsion  $h_P\nu/c$ . L'émission d'un photon se traduit donc par un recul semblable à celui d'une carabine qui éjecte une balle de plomb. Un recul est également présent lors de l'absorption d'un photon. Ces reculs restent cependant négligeables si l'on suppose que la masse de l'atome est assez élevée. Dans ces conditions, petites vitesses et recul négligeable, la conservation de l'énergie implique que les photons émis ou absorbés par l'atome ont pour fréquence  $\nu_0$ .

<sup>†</sup>Soit  $I(\lambda)d\lambda$ , l'intensité portée par les rayonnements diffusés dont la longueur d'onde est comprise entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$ . Sur la figure 4-5, le graphe de la fonction  $\lambda \mapsto I(\lambda)$  représente, dans chaque direction, le "spectre" du rayonnement diffusé.

<sup>‡</sup>Le plus souvent ce n'est pas le cas. L'énergie de l'atome d'hydrogène, par exemple, ne dépend que du nombre quantique principal  $n$ . Il y a donc en général  $2n^2$  états (correspondant aux diverses valeurs de  $\ell$ ,  $m$  et  $s$ ) qui possèdent la même énergie (voir le paragraphe "*Nuage électronique*" page 5) mais il n'y a pas deux électrons qui présentent les mêmes valeurs des quatre nombres quantiques.

A l'équilibre thermodynamique, le nombre d'atomes dans les états d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  sont proportionnels à  $e^{-E_1/k_B T}$  et  $e^{-E_2/k_B T}$ . La proportion d'atomes dans l'état d'énergie  $E_1$  est donc  $p_1 = \frac{e^{-E_1/k_B T}}{e^{-E_1/k_B T} + e^{-E_2/k_B T}} = \frac{e^{h_P \nu_0/k_B T}}{1 + e^{h_P \nu_0/k_B T}}$ . La proportion d'atomes dans l'état d'énergie  $E_2$  est  $p_2 = \frac{e^{-E_2/k_B T}}{e^{-E_1/k_B T} + e^{-E_2/k_B T}} = \frac{1}{1 + e^{h_P \nu_0/k_B T}}$ .

Dans un article célèbre de 1917, Einstein suppose que ces proportions résultent de l'effet du rayonnement d'équilibre thermodynamique sur les atomes. Il considère trois mécanismes possibles.

1. La désexcitation spontanée est caractérisée par une probabilité par unité de temps que, suivant Einstein, nous notons  $A$ . La probabilité de désexcitation par unité de temps était précédemment notée  $1/\tau$  (voir le paragraphe 2.1.1 page 19). Ce processus ne nécessite la présence d'aucun rayonnement extérieur, c'est ce que signifie l'adjectif "spontanée". Il fait passer les atomes du niveau d'énergie  $E_2$  au niveau  $E_1$ . Un photon de fréquence  $\nu_0$  est alors émis.
2. L'absorption d'un photon de fréquence  $\nu_0$  provoque l'excitation d'un atome qui passe du niveau d'énergie  $E_1$  au niveau d'énergie  $E_2$ . Un tel processus est subordonné à la présence de photons susceptibles d'être absorbés. La probabilité d'un tel processus par unité de temps est prise sous la forme  $B_{12} \rho_0$  où  $\rho_0 = \rho(\nu_0)$  est la densité spectrale d'énergie du rayonnement à la fréquence de transition  $\nu = \nu_0$ , tandis que  $B_{12}$  est un coefficient qui caractérise l'atome. La probabilité d'un tel phénomène est nulle en l'absence de rayonnement  $\rho(\nu) = 0$ . En outre, seule intervient la densité spectrale d'énergie à la fréquence de transition  $\nu_0$ ; en effet, les photons de fréquence  $\nu \neq \nu_0$  ne sont pas susceptibles d'être absorbés, par conséquent la probabilité de transition ne dépend pas de l'énergie du rayonnement aux fréquences différentes de  $\nu_0$ .
3. On peut imaginer un mécanisme de désexcitation stimulée qui disparaîtrait en l'absence de rayonnement extérieur; l'émission d'un photon de fréquence  $\nu_0$  en résulterait. La probabilité de ce processus par unité de temps est formellement prise sous la forme  $B_{21} \rho_0$ . On ne sait pas très bien de quoi dépend  $B_{21}$ ; on suppose seulement que  $B_{21}$  est indépendant de la température (ce qui est généralement le cas des processus atomiques individuels). Si ce mécanisme n'existe que dans notre imagination et non réellement dans la nature, le coefficient  $B_{21}$  sera nul. Les équations que nous établissons ci-dessous nous donnent la valeur de  $B_{21}$ .

On pourrait imaginer un quatrième mécanisme qui ferait passer l'atome de l'état d'énergie  $E_1$  à l'état d'énergie  $E_2$  et pourrait se produire en l'absence de rayonnement extérieur. Un tel mécanisme serait un mécanisme d'excitation spontanée. Cependant, le principe de conservation de l'énergie exclut une telle possibilité, l'atome ne pouvant acquérir de l'énergie à partir de rien.

Nous considérons maintenant une population de  $N$  atomes, parmi lesquels  $N_1$  sont dans l'état d'énergie  $E_1$  et  $N_2$  dans l'état d'énergie  $E_2$ . Il vient

$$N_1 = p_1 N = \frac{e^{h_P \nu_0/k_B T}}{1 + e^{h_P \nu_0/k_B T}} N \quad \text{et} \quad N_2 = p_2 N = \frac{1}{1 + e^{h_P \nu_0/k_B T}} N \quad (4.6)$$

Considérons la variation de  $N_1$  pendant le temps  $dt$ , ainsi que celle de  $N_2$  sous l'effet des divers mécanismes considérés :

désexcitation spontanée	désexcitation induite	excitation
$(dN_1)_{sp} = A N_2 \times dt$	$(dN_1)_{déseex} = B_{21}\rho_0 N_2 \times dt$	$(dN_1)_{exc} = -B_{12}\rho_0 N_1 \times dt$
$(dN_2)_{sp} = -A N_2 \times dt$	$(dN_2)_{déseex} = -B_{21}\rho_0 N_2 \times dt$	$(dN_2)_{exc} = B_{12}\rho_0 N_1 \times dt$

La variation de  $N_1$  (ou  $N_2$ ) pendant le temps  $dt$ , est la somme des variations dues à chaque mécanisme élémentaire

$$dN_1 = -dN_2 = (A N_2 + B_{21}\rho_0 N_2 - B_{12}\rho_0 N_1) \times dt$$

On vérifie la relation  $dN = dN_1 + dN_2 = 0$ .

En régime stationnaire il vient  $dN_1 = dN_2 = 0$ , soit

$$A N_2 + B_{21}\rho_0 N_2 - B_{12}\rho_0 N_1 = 0.$$

A l'équilibre thermodynamique on pose  $\rho_0 = \rho(\nu_0, T)$  où  $\rho(\nu_0, T)$  est donné par la formule de Planck (3.4) page 48 tandis que  $N_1$  et  $N_2$  sont remplacés par leur expression

$$(4.6) \text{ ci-dessus : } A + (B_{21} - B_{12}e^{h_P\nu_0/k_B T}) \frac{8\pi\nu_0^2}{c^3} \frac{h_P\nu_0}{e^{h_P\nu_0/k_B T} - 1} = 0.$$

On en déduit

$$\left( \frac{8\pi h_P\nu_0^3}{c^3} B_{21} - A \right) + \left( A - \frac{8\pi h_P\nu_0^3}{c^3} B_{12} \right) e^{h_P\nu_0/k_B T} = 0.$$

Une telle relation doit être satisfaite quelle que soit la température  $T$ . Ceci implique  $\left( \frac{8\pi h_P\nu_0^3}{c^3} B_{21} - A \right) = 0$  et  $\left( A - \frac{8\pi h_P\nu_0^3}{c^3} B_{12} \right) = 0$ . On en déduit  $B_{21} = B_{12}$ . On note  $B$  cette valeur commune.

$$B_{21} = B_{12} := B \text{ et } A = \frac{8\pi h_P\nu_0^3}{c^3} B$$

Le coefficient  $B_{21}$  n'est pas nul ; par conséquent le mécanisme de désexcitation stimulé est un mécanisme bien réel. En outre ce coefficient  $B_{21}$  dont nous ne savions pas de quoi il dépendait apparaît comme une caractéristique de l'atome, à l'instar de  $B_{12}$  auquel il est égal dans le cas considéré.

L'émission stimulée est un processus qui intervient dans la réalisation des équilibres thermodynamiques, mais c'est un processus d'interaction entre le rayonnement électromagnétique et les atomes qui est également présent hors équilibre.

L'émission stimulée est due à la présence de photons de fréquence  $\nu_0$  qui appartiennent à un mode précis. Les photons émis vont aller renforcer l'énergie de ce mode. Cette propriété remarquable permet d'amplifier la lumière contenue dans un mode donné si l'émission stimulée est plus importante que l'absorption.

Le rapport du nombre de photons émis par émission stimulée au nombre de photons absorbés est  $(B\rho_0 N_2)/(B\rho_0 N_1) = N_2/N_1$ . L'amplification se produit donc pour  $N_2/N_1 > 1$  or, à l'équilibre thermodynamique il vient  $N_2/N_1 = e^{-h_P\nu_0/k_B T} < 1$ . Pour réaliser les conditions d'une amplification il faut réaliser une "inversion de population" : la population du niveau d'énergie  $E_2$  doit être plus nombreuse que celle du niveau d'énergie  $E_1$ , ce qui est l'inverse de ce que l'on rencontre à l'équilibre thermodynamique. On obtient ainsi un "laser".

La désexcitation spontanée et l'amplification de l'onde provoquent la disparition des atomes dans l'état d'énergie  $E_2$  au profit de ceux qui sont dans l'état d'énergie  $E_1$ . Pour maintenir l'inversion de population, il est donc nécessaire de "pomper" en permanence les atomes du niveau d'énergie  $E_1$  vers le niveau d'énergie  $E_2$ . Divers procédés peuvent être utilisés dans ce but.

Dans l'espace libre, les ondes progressives planes jouent le même rôle que les modes d'une cavité. Il est possible d'amplifier une onde électromagnétique, en lui imposant de traverser un milieu où est réalisée une inversion de population. On produit ainsi des rayons laser dont les propriétés optiques (une bonne définition en fréquence et en phase par exemple) permettent diverses applications (l'holographie par exemple). On sait également produire des impulsions brèves très énergétiques, utiles pour d'autres applications (la télémétrie Terre-Lune par exemple).

#### 4.4 Conclusion

L'hypothèse de quantification de Planck, l'effet photoélectrique, l'effet Compton et leur interprétation démontrent le caractère corpusculaire des ondes électromagnétiques. Il n'est pas question pour autant de nier leur caractère ondulatoire mis en évidence par de nombreuses expériences (expérience d'interférences par exemple). Il faut donc admettre que "onde" et "corpuscule" ne sont pas deux concepts qui s'excluent l'un l'autre mais qui au contraire se complètent. Le photon n'est ni une onde, ni un corpuscule, c'est un *quanton*<sup>†</sup>. Dans certaines conditions le quanton se comporte comme ce que l'on croyait être une onde avant la découverte de la physique quantique ; le quanton peut aussi se comporter comme ce que l'on croyait être un corpuscule. En réalité, le quanton se comporte toujours comme un quanton....

Les ondes ayant un aspect corpusculaire, il semble naturel d'admettre que les corpuscules puissent avoir un aspect ondulatoire et que ce soient eux aussi des quantons. Cette généralisation hardie fait l'objet de la thèse que Louis de Broglie, a soutenu en 1924.

---

<sup>†</sup>Voir *Quantique* par J-M Lévy-Leblond et F. Balibar, interEditions et CNRS, Paris 1984.