

2. Rappelons l'hypothèse qui a permis à Planck d'établir sa formule : l'énergie d'un mode d'oscillateur ne peut prendre que des valeurs discrètes $nh\nu$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Cette relation quantifie de fait l'énergie de l'oscillateur. Ceci implique la quantification des échanges d'énergie. La matière et le rayonnement de fréquences ν ne peuvent échanger que des quantités d'énergies égales à $nh\nu$, $n = 0, 1, 2, \dots$. On appelle quanta les grains d'énergie de valeurs $nh\nu$ échangés entre la matière et le rayonnement.
3. Notons que la valeur numérique de $h = 6,62618 \times 10^{-34} J.s$ est très petite. Ses dimensions physiques sont celles de l'[énergie] $\times$ [temps] = [longueur] $\times$ [impulsion]. Ces dimensions sont celles d'une quantité physique appelée l'action. La constante de Planck joue un rôle important en physique quantique, comme la vitesse de la lumière c en relativité. En relativité, si la vitesse d'un corps est négligeable devant c , alors la mécanique classique suffit pour décrire ce corps. De même, si pour un système physique donné, une variable ayant la dimension d'une action est très grande devant h , alors les effets quantiques sont négligeables. La physique quantique traite essentiellement des phénomènes se produisant à l'échelle atomique ou subatomique.

Cette idée de la quantification, selon laquelle l'énergie d'un système ne peut prendre que certaines valeurs discrètes, était en totale contradiction avec la physique classique. Aussi, à l'époque de Planck, beaucoup de physiciens n'ont pas accepté l'idée. Planck lui-même pensait que c'était juste une hypothèse de travail qui pouvait s'améliorer. Et pourtant, en 1905, Einstein va se baser sur cette idée pour expliquer l'effet photoélectrique.

Exercices d'application

1. Le spectre du soleil présente un maximum pour la longueur d'onde $\lambda = 0,55\mu m$. Evaluer la température à la surface du soleil.
2. A quelle longueur d'onde se situe le maximum de rayonnement du corps humain assimilé à un corps noir ?
3. Quelle est la dépendance en fréquence de la densité spectrale dans la théorie classique de Raleigh et Jeans ?
Pourquoi cette formule est-elle inacceptable ? Dédurre de cette formule celle dépendant de la longueur d'onde.

1.3 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique consiste en l'éjection d'électrons de la surface d'un métal par la lumière. Il fut découvert par **Heinrich Hertz**. Cet effet fut d'abord considéré comme une observation mineure ! Pourtant, son explication, fournie par Einstein en 1905, devait révolutionner complètement la conception du rayonnement. Einstein montra en effet que le rayonnement électromagnétique consiste en une collection de particules - des quanta de la lumière - chacune d'énergie $h\nu$.

Faits expérimentaux

Dans un tube à vide transparent (appelé cellule photo-électrique) sont placés une plaque métallique appelée cathode (C) et un filament appelé anode (A) (voir figure 1.4). La cathode portée à un

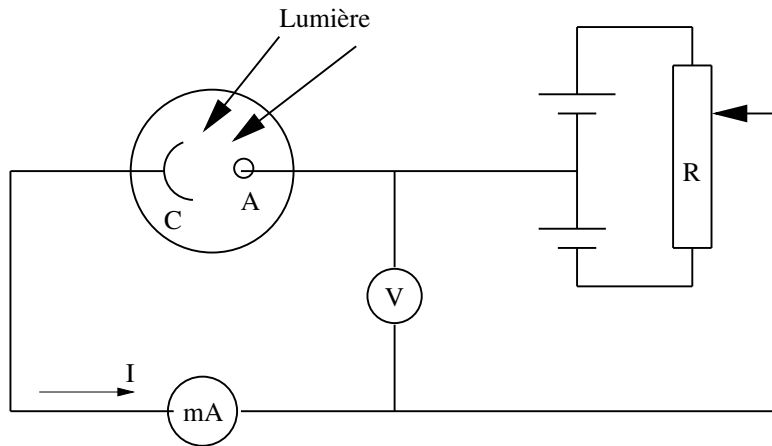


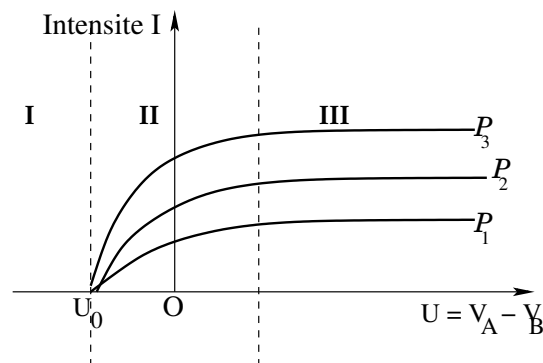
FIGURE 1.4 – Montage expérimental de l'effet photoélectrique

potentiel V_C reçoit un rayonnement excitateur de fréquence ν et de puissance $\mathcal{P}$. L'anode portée à un potentiel V_A recueille les électrons émis par la cathode. L'expérience consiste à mesurer l'intensité du courant qui traverse la cellule photoélectrique en fonction des trois paramètres expérimentaux suivants :

- (i) la puissance $\mathcal{P}$ du rayonnement incident, c'est-à-dire la quantité d'énergie apportée par la lumière à la cathode par unité de temps ;
- (ii) la fréquence ν du rayonnement incident, à laquelle correspond la longueur d'onde $\lambda = c/\nu$;
- (iii) la différence de potentiel $U = V_A - V_C$ entre l'anode et la cathode.

Expérience n° 1

La cathode est en zinc. Le rayonnement est de fréquence ν . On mesure le courant I pas-

FIGURE 1.5 – Caractéristique à fréquence ν constante pour différentes puissances $\mathcal{P}_3 > \mathcal{P}_2 > \mathcal{P}_1$.

sant dans le microampèremètre en fonction de U pour différentes puissances $\mathcal{P}$ de rayonnement (courbes de la figure 1.5). Les observations sont les suivantes :

- Pour une différence de potentiel U suffisamment élevée, le courant I atteint une valeur de saturation I_S proportionnelle à la puissance $\mathcal{P}$.
- Pour une ddp U négative et inférieure à une valeur $U_0 < 0$, aucun courant ne passe. $|U_0|$, appelée contre tension maximale ou tension d'arrêt, est indépendante de la puissance du rayonnement incident.
- Il existe entre U_0 et le domaine de saturation, une région intermédiaire où I croît progressivement avec U .

Expérience n° 2

Sans modifier la nature de la cathode, on fait varier la fréquence ν du rayonnement incident.

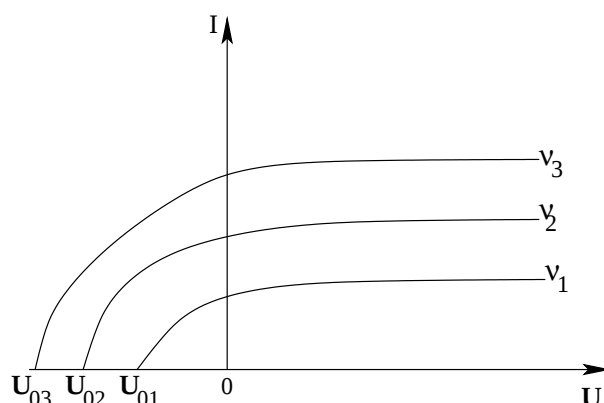


FIGURE 1.6 – Evolution des caractéristiques pour différentes fréquences $\nu_3 > \nu_2 > \nu_1$.

On obtient les courbes de la figure 1.6.

- si la fréquence ν est inférieure à une fréquence ν_s appelée fréquence de seuil, aucun courant ne traverse la cellule photoélectrique, quelle que soit la puissance $\mathcal{P}$ du rayonnement incident.
- Si $\nu > \nu_s$ le courant passe et la contre tension maximale varie linéairement avec la fréquence ν .

Expérience n° 3

On change la nature de la cathode, en remplaçant le zinc par du sodium puis du nickel. La fréquence seuil ν_s varie mais la pente de $|U_0|$ en fonction de ν se trouve être indépendante de la nature du métal (voir figure 1.7)

Expérience n° 4

On mesure le temps qui s'écoule entre le début de l'éclairement et le passage du courant. Il est inférieur à $10^{-9}s$.

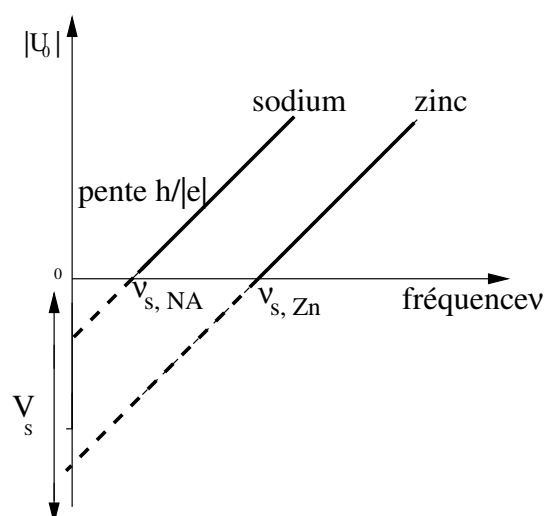


FIGURE 1.7 – Evolution de la contre-tension maximale avec la fréquence de la lumière excitatrice.

Interprétation de l'effet photoélectrique

Certains aspects des expériences s'interprètent aisément dans le cadre de la théorie classique de l'électromagnétisme.

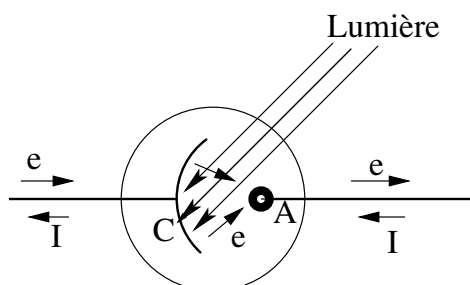


FIGURE 1.8 – Passage du courant instantané

1. Le phénomène du passage du courant

L'onde électromagnétique transporte de l'énergie. Elle la communique aux électrons de la cathode et les en éjecte. Les électrons accélérés dans le champ électrique régnant entre la cathode et l'anode atteignent cette dernière et assurent le passage du courant (voir figure 1.8).

2. Saturation du courant et son évolution avant saturation

Le régime qui précède la saturation s'explique par ce qu'on appelle classiquement les charges d'espace. Les électrons sont éjectés de la cathode et accélérés dans le champ électrique. Ils sont rapidement évacués si le champ électrique est intense, autrement dit si la tension est forte. Ils sont évacués peu rapidement si la tension est faible. Dans ce cas de nombreux électrons se trouvant en permanence entre l'anode et la cathode, repoussent les nouveaux électrons émis et contribuent à une limitation du courant électrique.

Si la tension est assez forte, tous les électrons émis par la cathode atteignent l'anode,

c'est le régime de saturation. Il ne sert plus à rien d'augmenter encore la différence de potentiel.

3. Le potentiel d'arrêt U_0 négative

Les électrons sortent de la cathode avec une vitesse variant, à priori, de 0 à une valeur V_{max} . La contre tension U_0 est le potentiel négatif nécessaire pour repousser les électrons les plus rapides possédant une énergie cinétique $E_{Cmax} = mV_{max}^2/2$ de sorte que

$$e|U_0| = \frac{1}{2}mV_{max}^2$$

Le fait que tous les électrons n'ont pas la même vitesse à la sortie, s'explique comme suit : les électrons sont soit situés à la surface du métal, ou à l'intérieur. Ceux qui sont à la surface sortiront de la photocathode avec une énergie cinétique maximale, alors que ceux qui sont à l'intérieur émergent avec une énergie plus faible, ayant perdue une partie de l'énergie pour parvenir à la surface.

Les points importants suivants n'ont pu trouver d'explication rationnelle par les lois classiques de l'électromagnétisme

1. *L'existence d'une fréquence seuil ν_s , caractéristique du métal, en dessous de laquelle aucune émission d'électrons ne s'observent quelque soit la puissance (ou l'intensité du rayonnement) et même après une longue durée d'exposition.* En effet, selon la théorie ondulatoire classique, l'effet photoélectrique devrait avoir lieu quelque soit la fréquence, il suffit que le rayonnement soit assez intense pour fournir l'énergie nécessaire pour arracher les électrons.
2. *Le potentiel d'arrêt (en valeur absolue) $|U_0|$, et par conséquent l'énergie cinétique maximale, dépend linéairement de la fréquence du rayonnement et est indépendant de sa puissance.* Selon la théorie classique, l'énergie cinétique maximale des électrons émis devrait augmenter linéairement en fonction de l'intensité (ou puissance) du rayonnement et ceci indépendamment de sa fréquence
3. *L'émission des électrons est instantanée, même pour des puissances faibles, dès que la fréquence du rayonnement est supérieure à la fréquence seuil du métal utilisé.* Selon la théorie classique, l'énergie du rayonnement est uniformément répartie sur le front d'onde. Pour arracher un électron, il faudrait que suffisamment d'énergie s'accumule sur une surface dont les dimensions sont celles de l'atome. Pour atteindre de telle concentration, il faut un minimum de temps. On estime ce temps à des minutes, voir des heures selon la puissance du rayonnement.
(voir exemple de calcul ci-dessous).

Interpretation d'Einstein (1905)

En 1905, A. Einstein poussa plus loin l'hypothèse de Planck en attribuant une réalité au quantum d'énergie $h\nu$. Voici les hypothèses de travail d'Einstein.

1. La lumière (ou le rayonnement) est un flux de particules appelées *photons*. Si ν est la fréquence du rayonnement, l'énergie de chaque photon est $h\nu$.

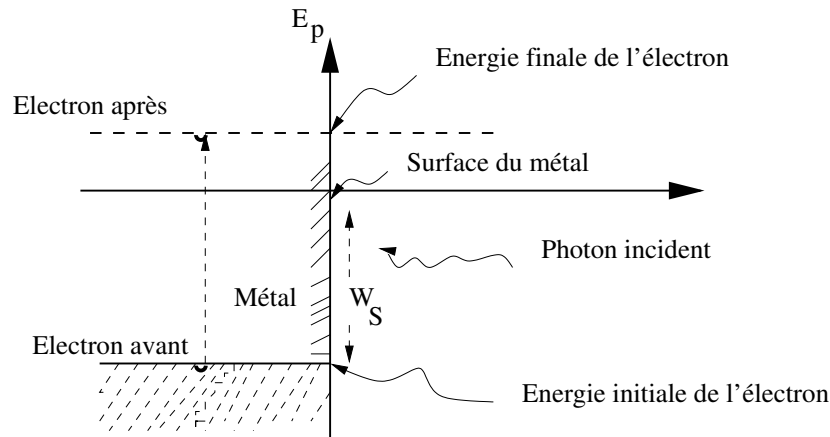


FIGURE 1.9 – Modèle de l'électron dans un puit d'énergie dans un métal.

2. Les électrons dans le métal sont dans un puit de potentiel (voir figure 1.9) de profondeur au moins égale à W_s (pour les électrons de surface). Pour les extraire, il faut fournir une énergie supérieure ou égale à W_s . W_s est alors appelé, énergie d'extraction ou travail de sorti.
3. L'effet photoélectrique est dû à une collision entre les électrons du métal et les photons de la radiation incidente. Au cours de cette collision l'électron absorbe **entièrement** et **instantanément** l'énergie du photon. Si cette énergie $h\nu$ est supérieure au travail de sorti W_s , alors l'électron peut quitter le métal, sinon l'électron reste lié au métal quelque soit la puissance du rayonnement incident.

On déduit de ces hypothèses que l'effet photoélectrique est un processus élémentaire de collision entre un photon et le métal, plus précisément entre un photon et un électron du métal. Au cours de cette collision l'électron acquiert une énergie $h\nu$. Une partie de cette énergie sert à vaincre les forces qui le maintiennent dans le métal et l'autre lui permet d'acquérir, une fois sorti du métal, une énergie cinétique E_C . Il en résulte que l'énergie cinétique maximale E_{Cmax} est donnée par

$$h\nu = W_S + E_{Cmax}. \quad (1.12)$$

Par conséquent, en posant $\nu_S \equiv W_S/h$, on obtient :

$$E_{Cmax} = h(\nu - \nu_S). \quad (1.13)$$

Il est alors aisé d'attribuer à ν_S la signification d'une fréquence seuil liée au travail de sorti W_S .

Les métaux se distinguent par leur énergie de sortie W_S (voir tableau qui suit).

Métal	CS	K	Na	Zn	Fe	Ni
$W_S(\text{eV})$	2,1	2,4	2,5	3,4	4,8	5,0

Comme $E_{Cmax} = e|U_0|$, on en déduit que

$$|U_0| = \frac{h(\nu - \nu_S)}{e}$$

Ceci justifie le fait que $|U_0|$ soit une fonction linéaire croissante de ν et s'annulant pour $\nu = \nu_S$, la pente $\frac{h}{|e|}$ étant indépendante du métal. Ceci explique aussi pourquoi l'énergie cinétique maximale

est indépendante de l'intensité du rayonnement.

Les hypothèses d'Einstein permettent d'expliquer tous les faits expérimentaux concernant l'effet photoélectrique. Retenons la plus importante et audacieuse de ces hypothèses : *la lumière est composée de petits grains appelés photons d'énergie $h\nu$* . Cette hypothèse d'Einstein confère à la lumière (ou au rayonnement électromagnétique) une nature corpusculaire.

Exercices d'applications

1. Soit une surface de potassium située à 75cm d'une lampe de 100Watts . On suppose que l'énergie rayonnée par cette lampe par unité de temps représente 5% de sa puissance nominale. En considérant chaque atome de potassium comme un disque plat de $1\text{\AA}$ de diamètre, déterminer le temps nécessaire à chacun d'entre eux pour absorber une quantité d'énergie égale à son énergie d'extraction $W_{ex} = 2\text{eV}$ dans le modèle ondulatoire classique.
2. On éclaire du potassium avec des ultraviolets de $2500\text{\AA}$. Sachant que l'énergie, d'extraction du potassium est $2,21\text{eV}$, quelle est l'énergie cinétique maximum des électrons ? L'intensité du rayonnement incident est de 2W/m^2 . Quel est dans ce cas le nombre d'électrons émis par unité de temps et de surface.
3. Combien de photons par seconde sont émis par un laser hélium-néon de $1,50\text{mW}$ lasant à une longueur d'onde $\lambda = 633\text{nm}$?

1.4 Effet Compton

Les expériences de **Arthur Holly Compton** en 1922 ont définitivement renforcées les convictions sur la nature corpusculaire du rayonnement électromagnétique.

Faits expérimentaux

Un rayonnement X monochromatique de longueur d'onde λ_0 et d'énergie bien supérieure à l'énergie de seuil de l'effet photoélectrique ($\lambda_0 \sim 10^{-10}\text{m}$) est envoyé sur un bloc de matière (voir figure 1.10).

On dispose un compteur dans la direction θ . Ce compteur recueille les photons diffusés suivant cette direction et analyse leur énergie. L'opération est répétée pour un grand nombre d'angles θ compris entre 0 et $\pi/2$. Il apparaît (figure 1.11) que le rayonnement diffusé en θ se présente comme la superposition d'un rayonnement d'onde λ_0 identique à la longueur d'onde incidente et d'un rayonnement de longueur d'onde λ_1 décalée par rapport à la longueur d'onde initiale λ_0 avec $\lambda_1 > \lambda_0$. Ce phénomène est désigné sous le nom d'*effet Compton*. La composante λ_0 est appelée composante de Thompson, tandis que la deuxième composante λ_1 est appelée composante de Compton. Le décalage entre la longueur d'onde incidente et la composante de Compton $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ est appelé le décalage de Compton. Compton a observé que $\Delta\lambda$ est toujours positif, croît avec θ et est proportionnel à $\sin^2(\theta/2)$. Des études plus profondes ont montrées en plus que $\Delta\lambda$ ne dépend pas de λ_0 ni du matériel utilisé pour la diffusion, et que le facteur de proportionnalité est de $0,048 \times 10^{-10}\text{m}$.

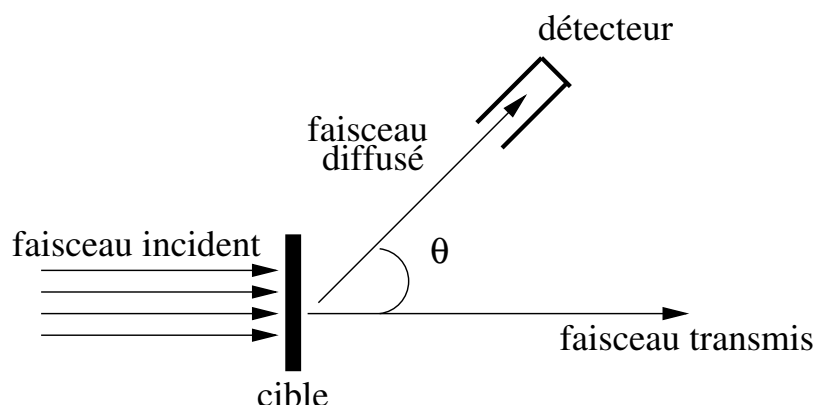


FIGURE 1.10 – Schéma de l'expérience Compton

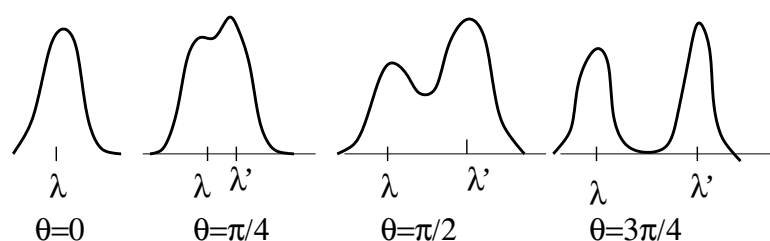


FIGURE 1.11 – Rayonnement diffusé pour 4 angles de diffusion

Interprétation de la composante Thompson

La diffusion sans changement de longueur d'onde s'interprète très facilement par les lois de l'électromagnétisme classique : le champ $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega_0 t$ de l'onde incidente exerce sur les électrons liés aux atomes une force : $\vec{F} = e \vec{E}_0 \sin \omega_0 t$. Sous l'effet de cette force les électrons vont avoir un mouvement vibratoire avec la même fréquence que la radiation incidente. Les électrons oscillants vont donc émettre un rayonnement électromagnétique de même fréquence, donc de même longueur d'onde λ_0 . Ceci explique la diffusion de la radiation incidente sans changement de longueur d'onde : c'est la *diffusion de Thompson*.

Interprétation de la diffusion Compton

La diffusion avec changement de longueur d'onde est inexplicable par les lois de l'électromagnétisme classique. Compton explique le phénomène en supposant qu'il s'agit d'une collision élastique entre les photons incidents et les électrons du matériau. En fait, de tels électrons peuvent être considérés comme étant libres puisque leurs énergie de liaison de quelques eV sont négligeables devant l'énergie des rayons X. Ceci explique pourquoi le décalage est indépendant de la nature du matériau.

Les énergies impliquées dans cette collision pouvant être très grande, nous devons traiter les particules comme des particules relativistes. Nous allons donner - sans démonstration (voir support du cours de relativité PHY 112) - quelques résultats de la relativité que nous utiliserons dans la suite.

L'énergie totale d'une particule de masse au repos m_0 animée d'une vitesse $\vec{v}$ est donnée par

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} . \quad (1.14)$$

L'énergie cinétique E_C de la particule est définie comme la différence entre E et l'énergie au repos $m_0 c^2$, soit

$$E_C = E - m_0 c^2 . \quad (1.15)$$

La quantité de mouvement est donnée par

$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.16)$$

et de (1.14) et (1.16) on déduit la relation suivante entre l'énergie et la quantité du mouvement :

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 . \quad (1.17)$$

Enfin, puisque la vitesse du photon est c et son énergie $E = h\nu = hc/\lambda$ est finie, on déduit de (1.14) que la masse du photon est nulle, alors de (1.17) il vient

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h}{\lambda} . \quad (1.18)$$

Considérons un photon incident de longueur d'onde λ_0 se propageant suivant l'axe Ox (voir figure 1.12), il a une énergie $E_0 = \frac{hc}{\lambda_0}$ et une quantité de mouvement $\vec{p}_0 (p_0 = E_0/c)$. Au point origine O , il entre en collision avec un électron préalablement au repos. Après collision, le photon a une énergie $E_1 = \frac{hc}{\lambda_1}$ et une quantité de mouvement $\vec{p}_1 (p_1 = E_1/c)$ pointée dans la direction faisant un angle θ avec Ox . L'électron est éjecté avec l'énergie E_2 et l'impulsion $\vec{p}_2$ dans la direction définie par l'angle φ .

La conservation de la quantité du mouvement donne :

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \quad (1.19)$$

d'où on tire

$$p_2^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2p_0 p_1 \cos \theta . \quad (1.20)$$

La conservation de l'énergie donne

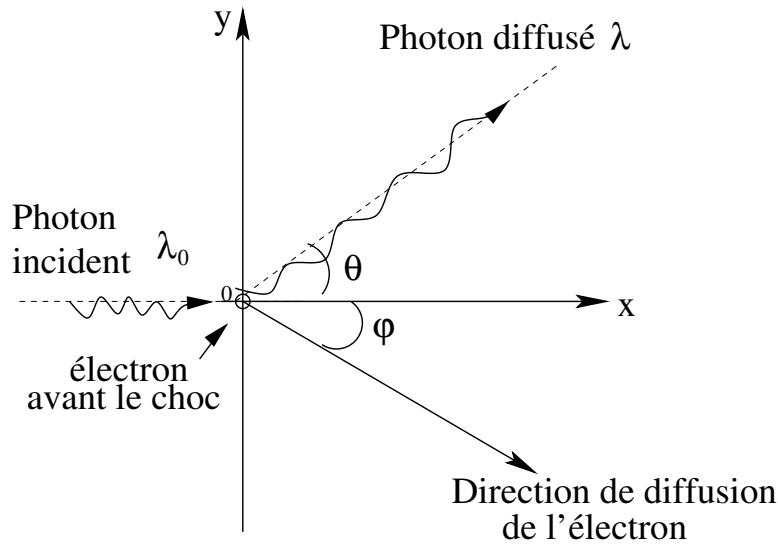
$$E_0 + mc^2 = E_1 + (m^2 c^4 + p_2^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.21)$$

et en notant T l'énergie cinétique de l'électron après collision, nous avons

$$T = (m^2 c^4 + p_2^2 c^2)^{\frac{1}{2}} - mc^2 = E_0 - E_1 = c(p_0 - p_1) . \quad (1.22)$$

De (1.22) nous obtenons

$$p_2^2 = (p_0 - p_1)^2 + 2mc(p_0 - p_1) \quad (1.23)$$

FIGURE 1.12 – Choc entre photon de longueur d'onde λ_0 et un électron au repos

et en combinant (1.20) et (1.22) nous trouvons

$$mc(p_0 - p_1) = p_0 p_1 (1 - \cos \theta) = 2p_0 p_1 \sin^2(\theta/2) . \quad (1.24)$$

Comme $\lambda_0 = h/p_0$ et $\lambda_1 = h/p_1$ la dernière relation peut encore s'écrire

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = 2\lambda_C \sin^2(\theta/2) \quad (1.25)$$

avec $\lambda_C = \frac{h}{mc}$ la longueur d'onde de Compton de l'électron. La valeur calculée de $(2\lambda_C)$ donne $0,04852 \times 10^{-10} m$, ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux.

L'existence de la composante non modifiée de la radiation diffusée, qui a la même longueur d'onde λ_0 que l'onde incidente peut s'expliquer en supposant qu'elle résulte de la diffusion par les électrons si solidement liés que tout l'atome diffuse. Dans ce cas, la masse à utiliser dans (1.25) est la masse M de l'atome et comme $M \gg m$, le décalage correspondant est négligeable.

Les électrons éjectés prédit par la théorie de Compton ont été observés en 1923. L'effet Compton montre de façon directe que le rayonnement se comporte comme un ensemble de particules.

L'effet Compton montre de façon irréfutable que le photon se comporte comme une particule et qu'il en possède les attributs essentiels : énergie et quantité de mouvement.

Exercices d'applications

1. Un photon de rayon X de $0,3 Mev$ entre en collision de plein fouet avec un électron initialement au repos. En appliquant les principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, évaluer la vitesse de recul de l'électron.
2. Calculer la variation relative de longueur d'onde subie par un rayon X de $0,400 \text{ \AA}$ au cours d'une diffusion par un électron sous un angle de 90° .