

Mécanique quantique

« Si vous m'avez compris c'est que je n'ai pas été assez clair »

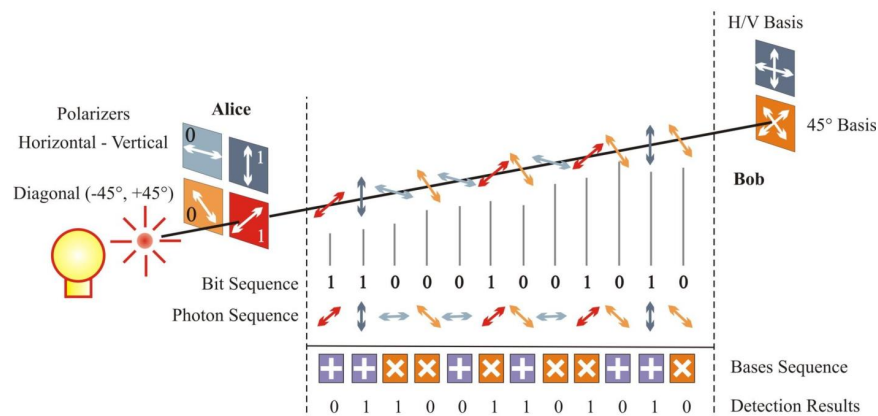
Richard Feynman, à ses étudiants de l'université de Berkeley

- Prix Nobel de physique en 1965-

γ

Le photon

I. Le photon

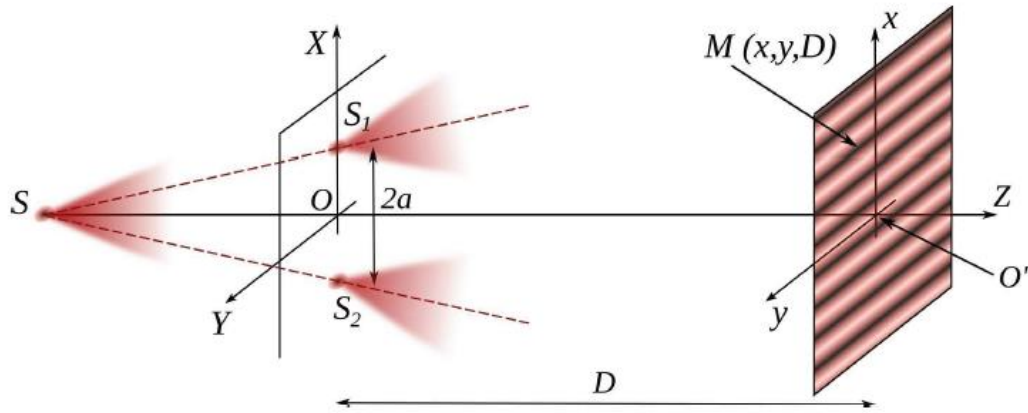


La cryptographie quantique est réalisée aujourd'hui avec des photons

γ

Le photon

1. Lien entre la notion de photon et les interférences?



L'expérience des trous (ou des fentes) d'Young (1801)

$$\lambda = cT = \frac{c}{\nu} \quad ; \quad \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$$

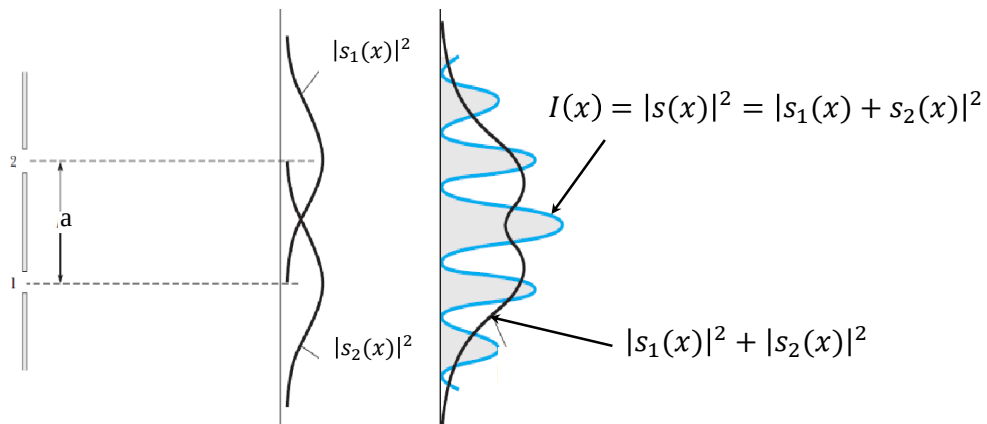
$$I(x) = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{(2a)x}{\lambda_0 D} \right) \right]$$

SVF

γ

Le photon

1. Lien entre la notion de photon et les interférences?



- ✓ La source lumineuse a émis n_0 photons pendant un temps Δt . L'intensité de la source est I_0 .
- ✓ Soit $n(x)$ le nombre de photons qui arrivent au point M de coordonnées x sur l'écran pendant ce temps Δt .
- ✓ La proportion de photons, $P(x)$, au point M, sachant que $n(x) \propto I(x)$, est alors :

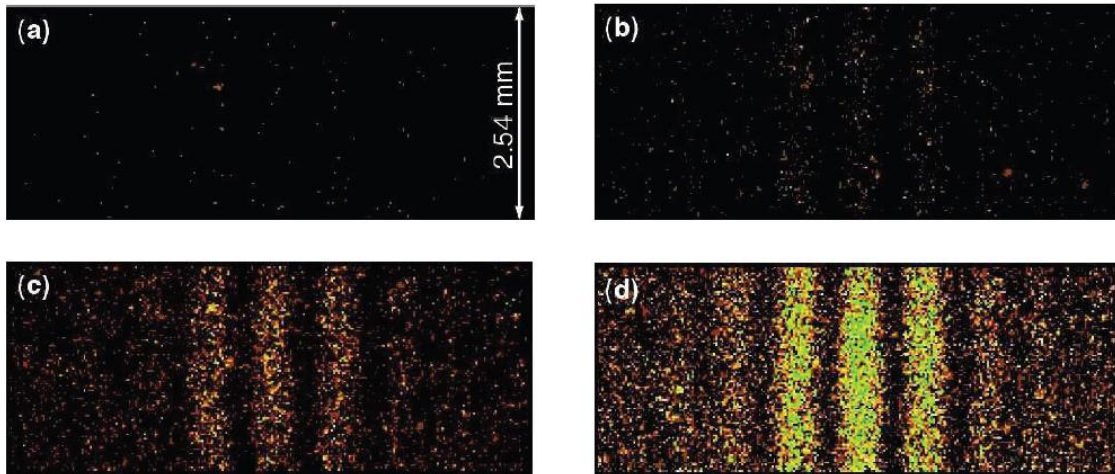
$$P(x) = \frac{n(x)}{N_0} = \frac{I(x)}{I_0} = \frac{|s(x)|^2}{I_0}$$

La probabilité de trouver un photon en x est donc proportionnelle à $|s(x)|^2$

γ

Le photon

1. Lien entre la notion de photon et les interférences?



Expérience des fentes d'Young, **photon par photon**

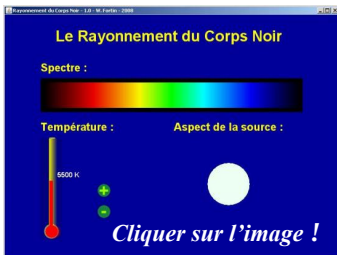
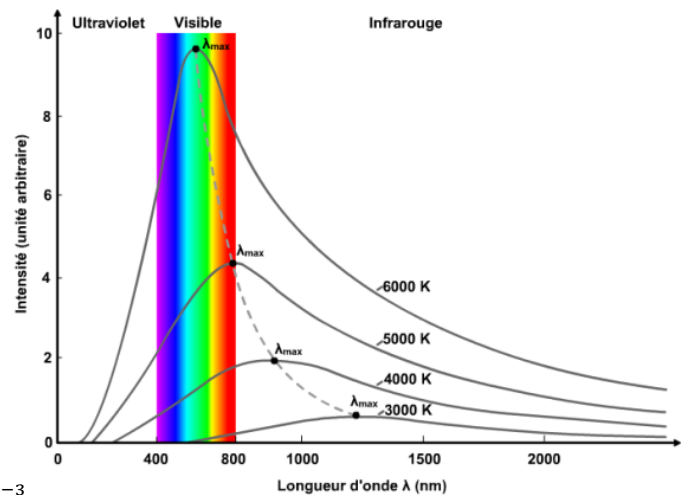
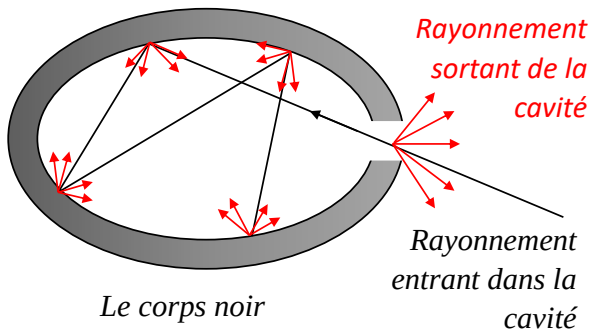
Voir la vidéo d'Alain Aspect : cliquer [ICI](#)

Un exercice autour des fentes d'Young : cliquer [ICI](#)

γ

Le photon

2. Le rayonnement du corps noir



$$\text{Loi de Wien : } \lambda_m = 2,898 \times \frac{10^{-3}}{T} \text{ (m)}$$

$$\text{Loi de Stefan : } \phi = \sigma T^4$$

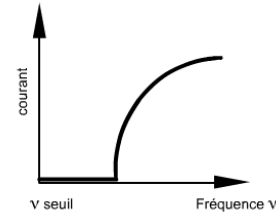
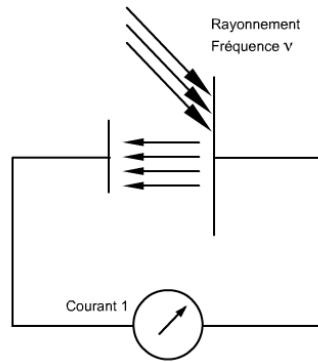
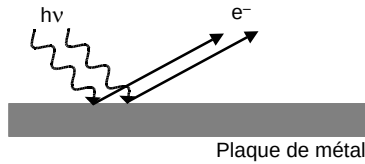
$$\text{Loi de Planck : } \frac{d\phi_\nu}{d\nu} = \frac{\frac{2\pi h}{c^2} \nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1}$$

La loi de Planck n'a pu être interprétée qu'en termes de quanta (Planck 1900) et par la suite en termes de photons (Einstein 1905)

γ

Le photon

3. L'effet photoélectrique (1887)



Observations :

Une plaque de métal éclairée par un faisceau lumineux de fréquence ν émet des électrons :

- ✓ En dessous d'une certaine valeur seuil de la fréquence du rayonnement, notée ν_0 , aucun électron n'est émis,
- ✓ **L'émission d'électrons n'est pas conditionnée par l'intensité du rayonnement mais uniquement par sa fréquence.**

⇒ Si on augmente l'intensité du rayonnement à une fréquence inférieure au seuil d'émission des électrons, aucun électron n'est émis.

Incompatible avec l'optique ondulatoire

γ

Le photon

3. L'effet photoélectrique (1887)

Interprétation :

Ce que l'on savait :

- ✓ Les électrons se trouvent dans un état lié au sein des atomes : La valeur de l'énergie de liaison est une caractéristique propre à chaque élément, elle est notée W (travail d'extraction).

Hypothèse émise par Einstein :

- ✓ La lumière est constituée de paquets d'énergie (les photons) qui sont absorbés et émis par la matière : l'énergie transportée par un photon est $E = h\nu$
- ✓ La nature discontinue des quanta n'est alors plus une propriété de l'interaction entre la matière et le rayonnement mais une caractéristique intrinsèque au rayonnement lui même.

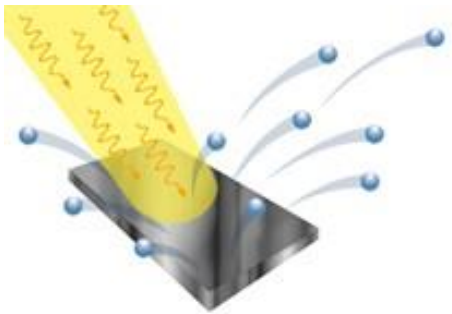
- ✓ La relation entre W et l'énergie cinétique maximale des électrons émis est :

$$h\nu = W + E_{c,max} \quad (\text{Einstein en 1905})$$

- ✓ La fréquence seuil est donc :

$$\nu_0 = \frac{W}{h}$$

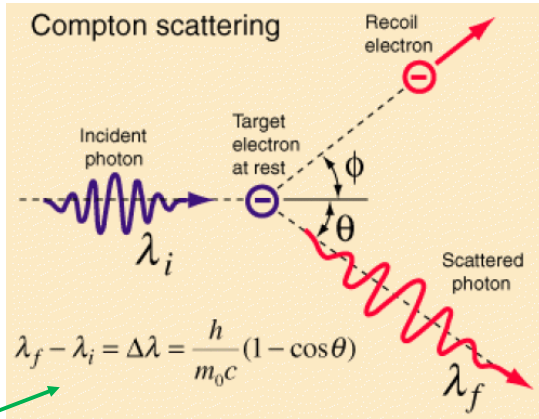
⇒ L'Effet photoélectrique ne peut être interprété qu'en termes de photons



γ

Le photon

4. L'effet Compton (1923)



L'expérience :

On envoie un faisceau de rayons X sur une cible et on analyse, à divers angles de diffusion θ , les rayons X diffusés

Observations :

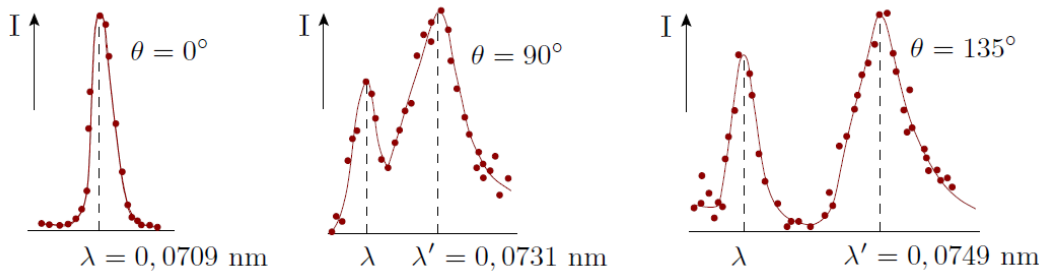
On constate l'apparition d'un second pic de diffusion dont l'écart en longueur d'onde ne dépend ni de λ_i ni de la nature du matériau diffuseur. (Voir courbes ci-dessous)

Interprétation :

La faisceau incident est constitué de photons qui rentrent en collision avec les électrons libres du matériau.

Incompatible avec l'optique ondulatoire

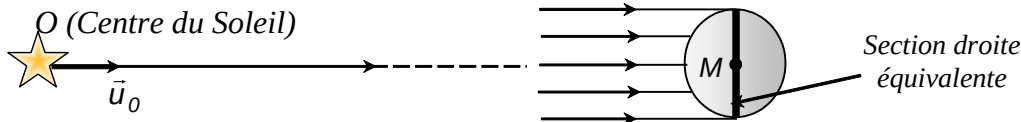
Pouvez-vous trouver ce résultat?



γ

Le photon

5. La pression de radiation



- ✓ a : rayon de la particule de poussière
- ✓ $S = \pi a^2$: section droite équivalente.
- ✓ r : distance au Soleil de la particule
- ✓ P : puissance totale émise par le Soleil
- ✓ $\vec{F}_{rad} = P_{rad} \times S \vec{u}_0$: Force moyenne exercée sur la particule

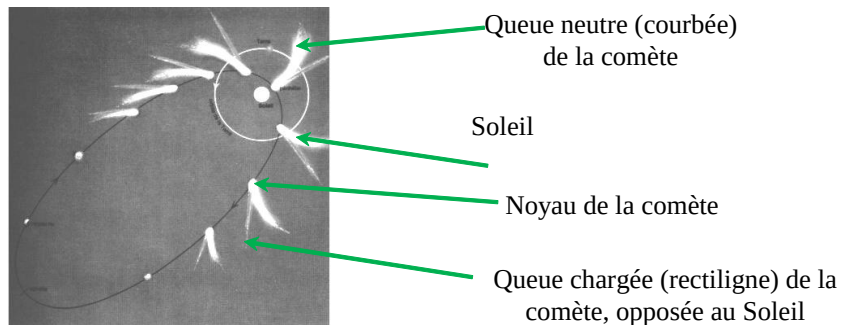
Approche ondulatoire :

- ✓ $u_{em,i} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2$
- ✓ $P_{rad} = 2 \times u_{em,i} = \epsilon_0 E_0^2$

Approche corpusculaire :

- ✓ $P_{rad} = 2 \times (nh\nu)$
- ✓ $nh\nu = u_{em,i}$

Pouvez-vous retrouver ces résultats?



γ

Le photon

Pour conclure : Les relations de Planck – Einstein

Les relations entre l'aspect ondulatoire et l'aspect corpusculaire sont appelées les relations de Planck – Einstein :

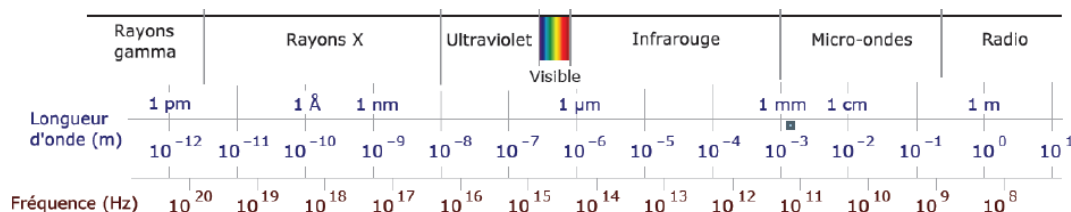
$$E = h\nu \quad ; \quad p = \frac{E}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

En utilisant la pulsation et le vecteur d'onde :

$$E = \hbar\omega \quad ; \quad p = \hbar k$$

Avec :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 6,62 \times \frac{10^{-34}}{2\pi} = 1,05 \times 10^{-34} \text{ (J.s)}$$



II. Dualité onde-corpuscule



Microscope électronique dont le fonctionnement est basé sur la nature ondulatoire des électrons



1. Postulat de Louis De Broglie (1923)

On considère une particule matérielle, de masse m , de vitesse v , de quantité de mouvement non relativiste $\vec{p} = m\vec{v} = mv\vec{u}$ et d'énergie E .

Cette particule présente alors un caractère ondulatoire :

✓ **De fréquence :**

$$\nu = \frac{E}{h}$$

$$\Leftrightarrow E = h\nu = \hbar\omega$$

✓ **De longueur d'onde :**

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

$$\Leftrightarrow \vec{p} = \frac{h}{\lambda}\vec{u} = \hbar\vec{k}$$

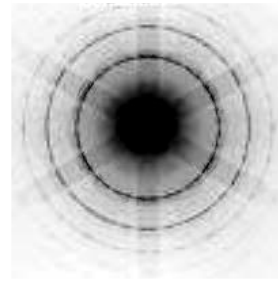


Figure de diffraction d'électrons dans un cristal.

Les particules de matière possèdent un double comportement onde-corpuscule

Longueurs d'ondes de quelques particules : cliquer [ICI](#)

2. Exemples : Interférences d'électrons et de neutrons

L'article original de l'expérience :

Cliquer [ICI](#)



Dr Quantum, « Double fente »

(Cliquer sur l'image)



Description de l'expérience : cliquer [ICI](#)



Une vidéo (de 15 min) sur la dualité onde-corpuscule

(Cliquer sur l'image)

- Pouvez-vous proposer un ordre de grandeur de l'interfrange que l'on obtiendrait en TP si l'on faisait l'expérience des fentes de Young avec des électrons ? (Attention à bien réfléchir aux différents ordres de grandeur!)



3. Exemples : Un modèle historique, le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

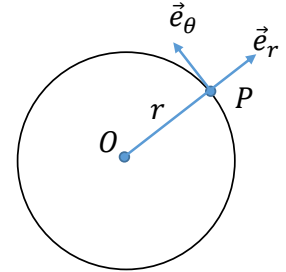
- ✓ L'atome d'hydrogène est constitué d'un proton O (de masse M et de charge électrique $+e$) et d'un électron P (de masse $m \ll M$ et de charge $-e$) qui décrit une orbite circulaire de rayon r autour du proton.
- ✓ Le proton est supposé fixe dans le référentiel barycentrique de l'atome (l'atome étant isolé, ce référentiel est galiléen).



- ✓ Le PDF donne directement : $v = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m r}}$

$$\checkmark E_c = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}; E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Rightarrow E_c = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

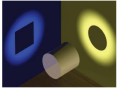
- ✓ Moment cinétique de l'électron en O : $\vec{L}_O = \vec{OP} \wedge m\vec{v} = \underbrace{mrv}_{L_O} \vec{u}_z$



- ✓ **Hypothèse de Bohr : Quantification du moment cinétique**

$$L_O = n\hbar$$

(n entier positif appelé nombre quantique principal)

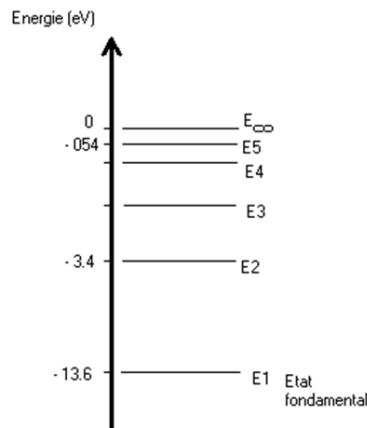


3. Exemples : Un modèle historique, le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

Le rayon et l'énergie mécanique sont donc quantifiés (avec le même nombre quantique!) :

$$r_n = \left(\frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} \right) n^2 = r_0 n^2 \quad \text{avec} \quad r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m}$$

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m}{\hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{E_0}{n^2} \quad \text{avec} \quad E_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{m}{\hbar^2}$$



Applications numériques :

$$a_0 = 5,33 \times 10^{-11} m \approx 53 \text{ pm}$$

$$E_0 = 2,18 \times 10^{-18} J \approx 13,6 \text{ eV}$$

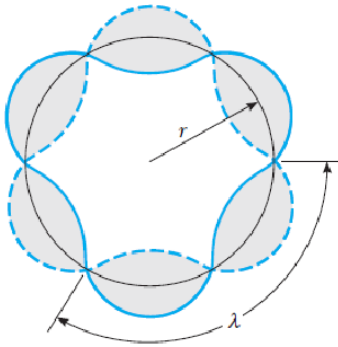
$$E_n = -\frac{13,6}{n^2} \text{ eV}$$





3. Exemples : Un modèle historique, le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

Interprétation ondulatoire du modèle de l'atome de Bohr



- ✓ On peut représenter l'onde de l'électron comme une onde courant le long de l'orbite comme le ferait une onde le long d'une corde.
- ✓ Si l'on attend un grand nombre de périodes, l'onde va, dans la plupart des cas, s'auto-détruire par interférence avec elle-même.

- ✓ Pour que les interférences ne soient pas destructives, il faut que la longueur de l'orbite soit un multiple entier de la longueur d'onde de l'électron. Avec r_n le rayon de l'orbite :

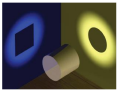
$$2\pi r_n = n\lambda \quad \text{soit} \quad r_n = \frac{n\lambda}{2\pi}$$

- ✓ En utilisant :

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

On retrouve la quantification du moment cinétique : $mv_n r_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$

C'est l'onde électronique qui permet d'interpréter la quantification du moment cinétique



3. Exemples : Un modèle historique, le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

Spectre de l'atome d'Hydrogène

- ✓ En réalisant une décharge électrique dans une ampoule remplie de dihydrogène, les molécules de dihydrogène se dissocient et les atomes excités émettent des rayonnements électromagnétiques de différentes longueurs d'onde.
- ✓ Le physicien J. Balmer détermina expérimentalement que les longueurs d'onde λ de ces rayonnements, situés dans le domaine de la lumière visible, vérifiaient la relation phénoménologique suivante :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left[\left(\frac{1}{4} \right) - \left(\frac{1}{n^2} \right) \right] \quad (\text{avec } n = 3, 4, 5, \dots)$$

R_H est la constante de Rydberg : $R_H = \frac{E_0}{hc} = 1,09 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1} = 1,09 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

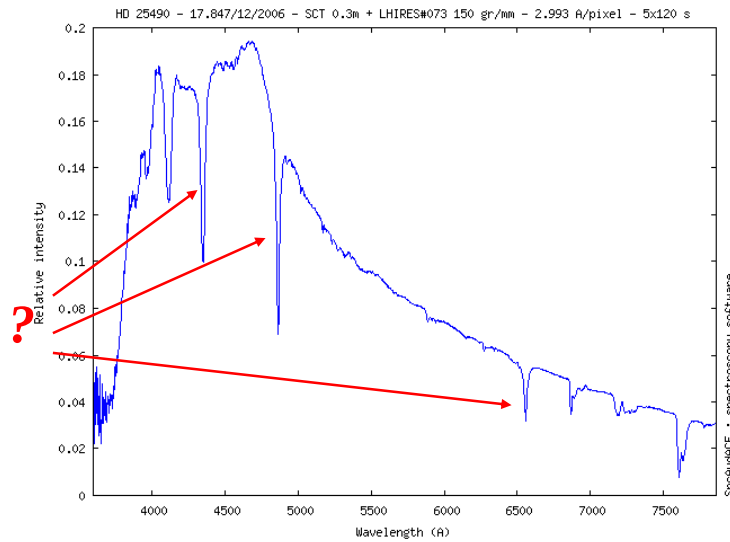
Raies	n	λ (nm)	Couleur
H_α	3	656,3	Rouge
H_β	4	486,1	Bleu
H_γ	5	434,0	Indigo
H_δ	6	410,2	Violet

- ✓ *Pourquoi ces raies sont-elles si importantes?*

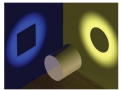
3. Exemples : Un modèle historique, le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène

Spectre de l'atome d'Hydrogène

- ✓ Le graphe ci-dessous représente le spectre de l'étoile Sirius :



- ✓ Quelle est sa couleur ?
- ✓ Commenter l'allure du spectre.



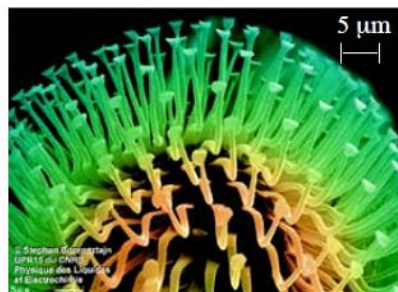
4. Exemples : Microscope électronique

- ✓ Le pouvoir de résolution d'un microscope est limité par la longueur d'onde qu'on utilise, soit une fraction de micromètre en lumière visible.
- ✓ En microscopie électronique : avec des rayons « électroniques » de longueur d'onde beaucoup plus courte; on peut voir des détails beaucoup plus fins qu'avec un microscope optique.

Exemple : $E_{cin} = 150 \text{ eV}$ $v = 7.10^6 \text{ m.s}^{-1}$ $\lambda = 0,1 \text{ nm}$



(Tête de mouche)



S. Borensztajn,
CNRS

4. Notion d'action

Les concepts classiques cessent de s'appliquer lorsque :
 $Action \gg \hbar$
L'action est une grandeur homogène à une énergie par un temps :

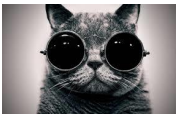
$[Action] = [E \times t] = [p_x \times x] = [Moment\ cinétique]$

Ainsi, pour savoir si un système doit être considéré comme quantique, il suffit de calculer son action :
si $Action \approx \hbar$ alors le système est quantique

Notons que l'on peut également raisonner avec la longueur d'onde de De Broglie :

si $\lambda_{dB} \approx$ distance caractéristique du système alors le système est quantique
si $\lambda_{dB} \ll$ distance caractéristique du système alors peut être traité de manière classique

Système	Masse (m)	Vitesse (V)	Distance caractéristique (a)	Action	$\frac{\lambda}{a}$
Homme passant une porte	70 kg	1 m/s	1m	70 J.s	10^{-35}
Globule rouge dans capillaire	10^{-16} kg	0,1 m/s	0,1 mm	10^{-17} J.s	10^{-11}
Electron dans fil étroit	9×10^{-31} kg	10^6 m/s	1 nm	9×10^{-25} J.s	1



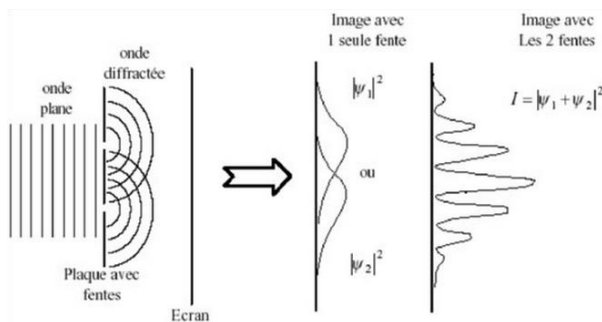
III. Les bases de la mécanique quantique





1. Fonction d'onde : définition

Retour sur le phénomène d'interférences :



$$P(x) = \frac{n(x)}{N_0} = \frac{I(x)}{I_0} = \frac{|\psi(x)|^2}{|\psi_{source}|^2}$$

L'état physique d'une particule quantique (un « quanton ») est parfaitement défini par sa fonction d'onde complexe $\psi(x,t)$ qui représente une « amplitude de probabilité ».

La probabilité de présence du quanton, entre x et $x + dx$, est donnée par :

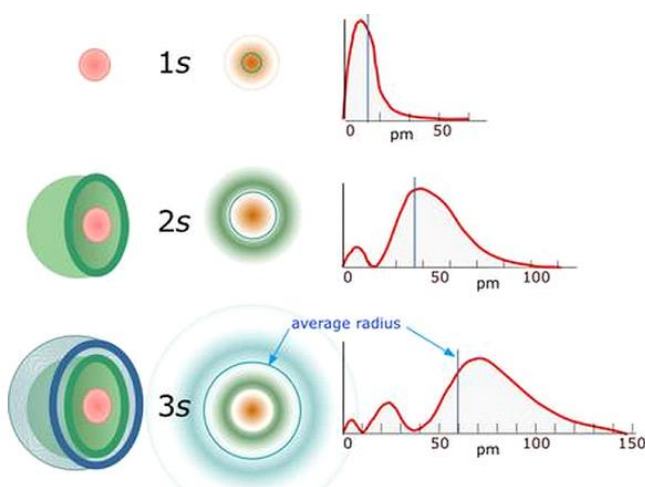
$$dP = |\psi(x,t)|^2 dx \quad \text{et} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x,t)|^2 dx = 1 \quad (\text{normalisation})$$

$|\psi(x,t)|^2$ est appelée « **densité de probabilité de présence** ».



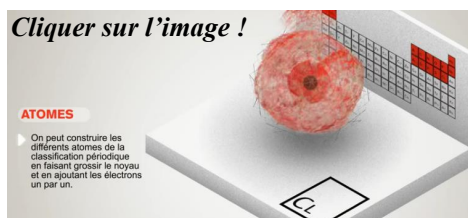
1. Fonction d'onde : exemple de l'atome d'hydrogène

L'atome d'hydrogène, le potentiel en $1/r$



Densités de probabilités de présence pour un électron dans un atome d'hydrogène, en fonction de la distance au noyau.

Cliquer sur l'image !

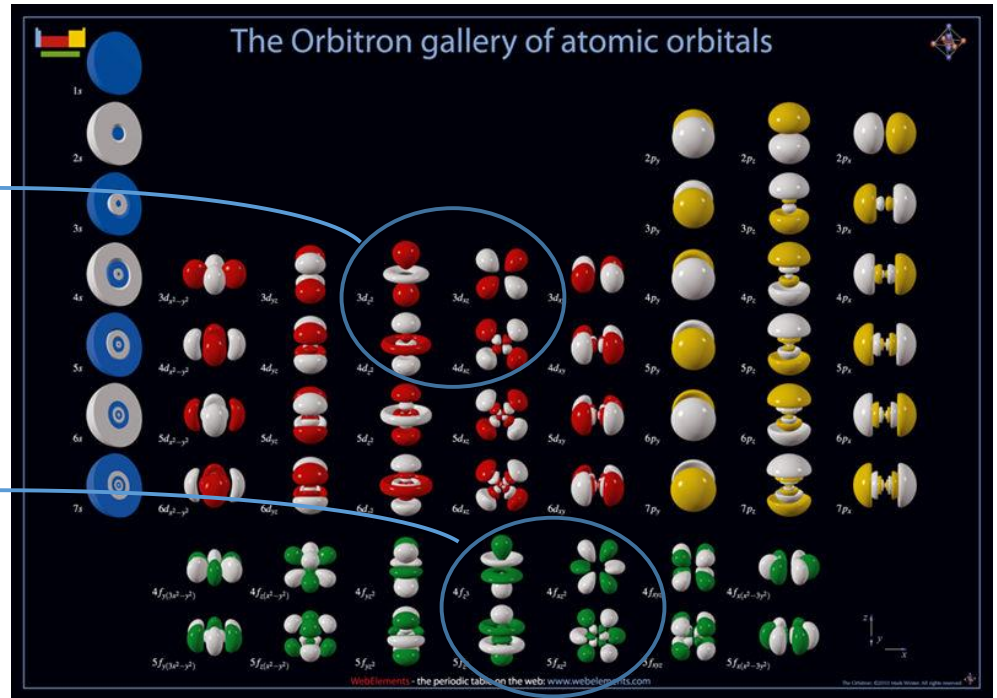
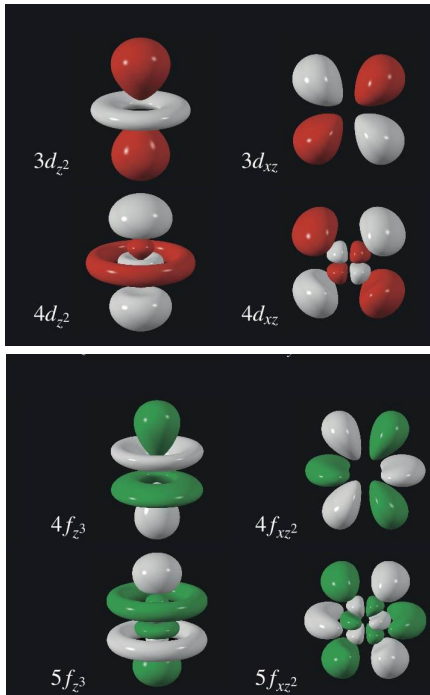


Lien sur Internet

Ces densités constituent des zones où elles sont maximales et s'organisent en une à trois « coquilles emboîtées ».

Ces densités ont une forme analogue à celle des amplitudes d'ondes stationnaires avec des nœuds et des ventres, dans le cas des cordes et des membranes vibrantes.

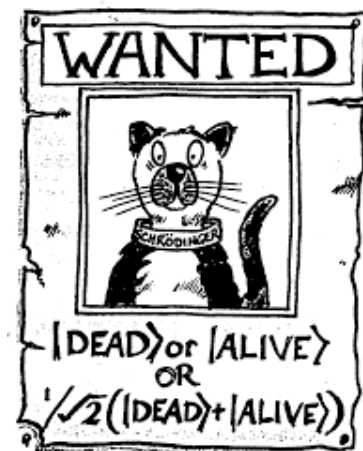
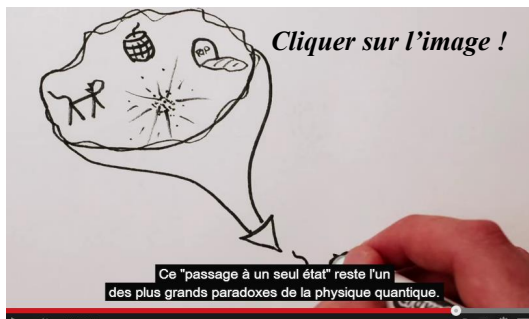
1. Fonction d'onde : exemple de l'atome d'hydrogène



2. Le principe de superposition

- ✓ On ne peut connaître l'état d'un système quantique avant de l'avoir mesuré.
- ✓ On fait l'hypothèse que tous les états compatibles avec les conditions physiques coexistent avant la mesure.
- ✓ Toute composition linéaire des solutions est solution : tous les états coexistent.

Exemple le plus connu : Le paradoxe du chat de Schrödinger





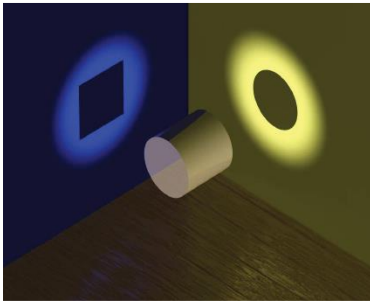
3. Le principe de complémentarité

« Il est faux de penser que le but de la physique est de trouver comment est faite la nature. La physique est seulement concernée par ce que l'on peut dire sur elle. »

(Niels Bohr)



[Lien sur Internet](#)



Principe de complémentarité (Niels Bohr, 1927)

- ✓ Un objet quantique est à la fois une onde et un corpuscule.
- ✓ Le comportement observé est celui qui est mis en évidence par les expériences
- ✓ Certaines expériences mettent en évidence son comportement corpusculaire, d'autres son comportement ondulatoire mais ces deux comportements ne sont que deux visions complémentaires du même objet.

4. Notion d'indétermination



L'indétermination ΔX sur une variable X est associée au fait qu'une mesure de cette variable ne donne pas un résultat certain mais un résultat aléatoire suivant une certaine loi de probabilité. Elle correspond à l'écart type :

$$\Delta X = \sqrt{\langle X^2 \rangle - \langle X \rangle^2}$$

Où intervient l'opération de moyenne définie par :

$$\langle f(X) \rangle = \int_{D_X} f(X) dP(X)$$

Où D_X est l'ensemble des valeurs accessibles de X

Pour avoir accès expérimentalement à ΔX , il faudrait pouvoir répéter, une même mesure N fois avec $N \gg 1$ **et ceci à un même instant** :

$$\langle X \rangle_{mes} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

$$\Delta X_{mes} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle X \rangle_{mes})^2} = \sqrt{\langle X^2 \rangle_{mes} - \langle X \rangle_{mes}^2}$$



5. Le principe d'indétermination de Heisenberg spatiale : Enoncé

La mesure, à un instant donné quelconque, de la position x et de la quantité de mouvement (l'impulsion) p_x sur l'axe (Ox) présentent des indéterminations fondamentales respectives. Elles sont notées Δx et Δp_x et vérifient l'inégalité spatiale d'Heisenberg :

$$\Delta x \times \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$$



✓ Cette inégalité montre qu'un état quantique ne donne pas une connaissance parfaite de cet état du point de vue classique.

✓ La notion de trajectoire disparaît en mécanique quantique.



5. Le principe d'indétermination de Heisenberg spatiale : Diffraction

On considère la diffraction d'un faisceau lumineux par une fente fine de largeur a .

Le photon est passé par la fente. On peut écrire :

$$\Delta x \approx a/2$$

Le principe d'indétermination d'Heisenberg donne :

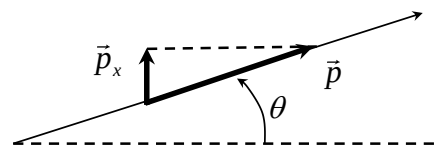
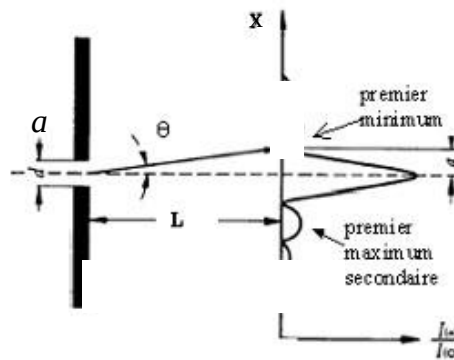
$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{a}$$

Or, sachant que : $\sin \theta = \frac{\Delta p_x}{p}$, avec $p = \hbar k$, on obtient :

$$\sin \theta \approx \frac{\lambda}{2\pi a}$$

Ce résultat est compatible avec celui obtenu avec une approche ondulatoire (diffraction) :

$$\sin \theta \approx \theta \approx \frac{\lambda}{a}$$



La diffraction peut être interprétée grâce au principe d'incertitude d'Heisenberg.



5. Le principe d'indétermination de Heisenberg spatiale : L'atome d'hydrogène

Démonstration de R. Feynman (1D : $x = r$)

- ✓ L'énergie potentielle de l'électron est ($\langle r \rangle$: valeur moyenne du rayon)

$$E_p = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\langle r \rangle}$$

- ✓ Le principe d'incertitude donne : $\Delta x \times \Delta p \approx \frac{\hbar}{2}$
- ✓ On obtient donc pour Δp : $\Delta p \approx \hbar/\langle r \rangle$

- ✓ Et pour E_c et E_m : $E_c \approx \frac{p^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2m\langle r \rangle^2}$; $E_m \approx \frac{\hbar^2}{2m\langle r \rangle^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\langle r \rangle}$

- ✓ Cette énergie est minimale ($\frac{dE_m}{d\langle r \rangle} = 0$) pour :

$$\langle r \rangle = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2} \approx 53 \text{ pm}$$

Et :

$$E_m \approx -\frac{m}{2\hbar^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 = -13,6 \text{ eV}$$

L'atome de Bohr, dans son état fondamental, peut-être étudié avec les inégalités d'Heisenberg

5. Le principe d'indétermination de Heisenberg spatial : Puits de potentiel ∞

- ✓ On étudie une particule dans une « boîte quantique » : L'énergie potentielle de la particule est infinie pour $|x| > \frac{L}{2}$ et est nulle pour $|x| \leq \frac{L}{2}$. (on note L la largeur du puits de potentiel infini).

- ✓ Ici : $\Delta x = \frac{L}{2} = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} = \sqrt{\langle x^2 \rangle}$ et de même : $\Delta p_x = \sqrt{\langle p_x^2 \rangle}$

- ✓ Le principe d'indétermination s'écrit : $\Delta x \times \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$

$$\text{D'où : } \langle p_x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{L^2}$$

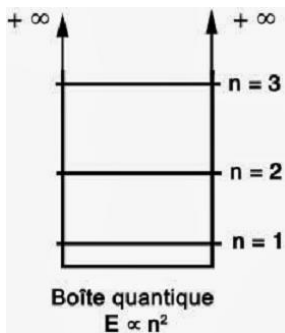
- ✓ L'énergie de la particule s'écrit :

$$E_m = \frac{p_x^2}{2m} \Rightarrow \langle E_m \rangle \geq \frac{\hbar^2}{2mL^2}$$

- ✓ On en déduit l'énergie minimale de la particule :

$$E_{min} \approx \frac{(\Delta p)_{min}^2}{2m} \approx \frac{\hbar^2}{2mL^2}$$

Les inégalités d'Heisenberg permettent de déterminer l'énergie minimale de confinement



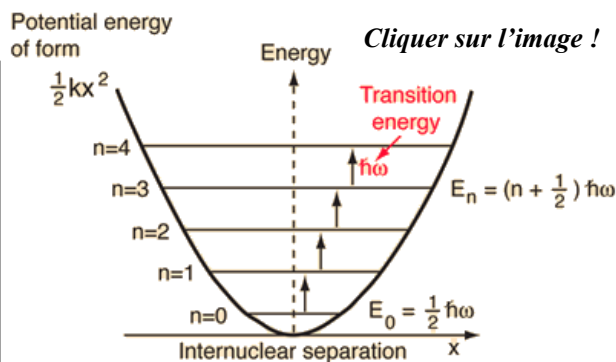
Un quantum matériel confiné ne peut qu'admettre une énergie cinétique minimale non nulle appelée énergie minimale de confinement



5. Le principe d'indétermination de Heisenberg spatiale : Oscillateur harmonique

L'oscillateur harmonique a un intérêt considérable en physique :

Tout système évoluant dans un potentiel au voisinage d'une position d'équilibre stable (donc un minimum de potentiel) peut être modélisé par un oscillateur harmonique pour les petites oscillations au voisinage de cette position d'équilibre.



- ✓ Indétermination sur x : $\Delta x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2} = \langle x^2 \rangle$
- ✓ Indétermination sur p_x : $\Delta p_x = \sqrt{\langle p_x^2 \rangle - \langle p_x \rangle^2} = \langle p_x^2 \rangle$
- ✓ Principe d'indétermination (saturé) : $\Delta x \times \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$

- ✓ Énergie totale :

$$E_m = \langle E_m \rangle = \frac{1}{2} m \omega^2 \langle x^2 \rangle + \frac{\langle p_x^2 \rangle}{2m} = \frac{1}{2} m \omega^2 (\Delta x)^2 + \frac{\hbar^2}{8m(\Delta x)^2}$$

- ✓ Elle est minimale pour :

$$(\Delta x)^2 = \frac{\hbar}{2m\omega}$$

- ✓ Sa valeur étant :

$$E_{min} = \frac{1}{2} \hbar\omega > 0$$



Les inégalités d'Heisenberg permettent de déterminer l'énergie minimale d'un O-H quantique



5. Le principe d'indétermination de Heisenberg temporel

- ✓ Soit ΔE l'indétermination sur la mesure d'une énergie E et Δt la durée de la mesure de cette l'énergie, alors :

$$\Delta E \times \Delta t \geq \hbar$$

- ✓ Si l'interaction était de durée nulle, alors ΔE serait infinie et l'énergie de la particule serait par conséquent indéterminée.
- ✓ A l'inverse, **un état fondamental ayant une durée de vie infinie a une énergie parfaitement déterminée.**
- ✓ Cette relation permet d'affirmer que **le principe de conservation de l'énergie peut ne pas être vérifié d'une quantité ΔE pendant une durée Δt telle que : $\Delta E \times \Delta t \geq \hbar$**
- ✓ On peut également, en s'appuyant sur ce principe, expliquer le concept des particules virtuelles, messagères des interactions fondamentales. Une telle particule de masse m (et d'énergie liée à sa masse, mc^2) pourra exister pendant un temps Δt déterminé par le principe d'indétermination :

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{mc^2}$$



Effet photoélectrique

Si vous dirigez un faisceau lumineux d'une longueur d'onde suffisamment courte sur une surface métallique propre, la lumière expulsera des électrons de cette surface (la surface émettra des électrons). Cet effet photoélectrique est utilisé dans de nombreux appareils (caméras de télévision, caméscopes, viseurs de nuit, entre autres). Einstein a soutenu le bien-fondé de son concept de photon en l'utilisant pour expliquer cet effet, qu'on ne peut comprendre sans notions de physique quantique.

On analysera maintenant deux expériences photoélectriques de base, chacune utilisant l'appareil illustré dans la figure 1, où une lumière de fréquence f éclaire une cible P et en éjecte des électrons. Une différence de potentiel V est maintenue entre la cible P et le cylindre capteur C pour faire circuler ces électrons, appelés photoélectrons. Cette capture produit un courant photoélectrique i mesuré par l'ampèremètre A.

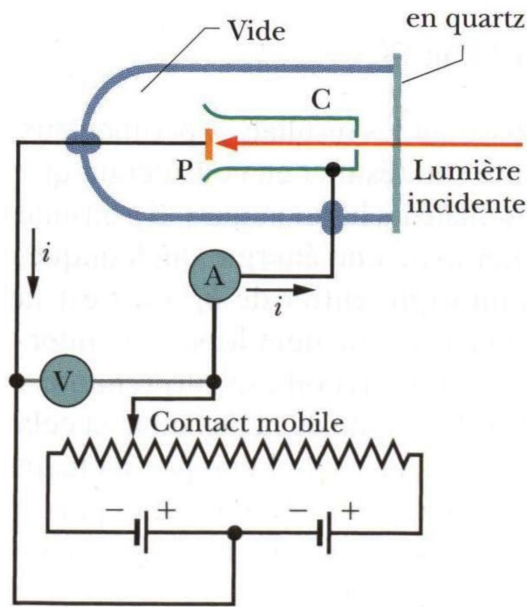


Figure 1

Annexe figure 1 : Un appareil utilisé pour étudier l'effet photoélectrique. La lumière incidente atteint une plaque P qu'on appellera la cible, éjectant des électrons, qui sont captés par le cylindre capteur C. Dans le circuit, les électrons se déplacent dans la direction opposée aux flèches, qui représentent le sens du courant électrique. Les piles et la résistance variable servent à produire et à régler la différence de potentiel.

Première expérience photoélectrique

On règle la différence de potentiel V en déplaçant le contact mobile de la figure 1 pour que le capteur C soit légèrement négatif par rapport à la cible P. Cette tension ralentit les électrons émis. On fait ensuite varier V jusqu'à une certaine valeur encore plus négative, appelée potentiel d'arrêt $V_{\text{arrêt}}$, à laquelle l'ampèremètre A indique une valeur nulle. Quand $V = V_{\text{arrêt}}$, les électrons émis les plus énergiques rebroussement chemin juste avant d'atteindre le capteur C. L'énergie cinétique de ces électrons les plus énergiques, K_{max} , est alors :

$$K_{\text{max}} = eV_{\text{arrêt}} , \quad (1)$$

où e est la charge élémentaire.

Les mesures révèlent que, pour une lumière de fréquence donnée, K_{max} ne dépend pas de l'intensité de la source lumineuse. Que la source soit éblouissante ou si faible qu'on a peine à la détecter (ou d'une

intensité intermédiaire), l'énergie cinétique maximale des électrons émis a toujours la même valeur.

Ce résultat expérimental constitue un casse-tête pour la physique classique. Du point de vue classique, la lumière incidente est une onde électromagnétique oscillant de manière sinusoïdale. Elle devrait donc faire osciller de façon sinusoïdale un électron de la cible en raison de la force électrique oscillante qu'exerce son champ électrique. Si l'amplitude de son oscillation est assez élevée, l'électron devrait se libérer de la surface de la cible - c'est-à-dire être émis de la cible. Donc, si on augmente l'amplitude de l'onde et son champ électrique oscillant, l'électron devrait subir une "poussée" plus énergique au moment de son émission. Cependant, ce n'est pas ce qui se produit. À une fréquence donnée, la lumière intense et la lumière faible donnent toutes deux exactement la même poussée maximale aux électrons émis.

L'explication de cette observation apparaît naturellement si on pense en fonction des photons. On constate alors que l'énergie pouvant être transférée de la lumière incidente à un électron de la cible est celle d'un photon unique. Si on augmente l'intensité lumineuse, on augmente le nombre de photons en jeu, mais l'énergie de chaque photon demeure inchangée parce que la fréquence ne varie pas. Par conséquent, l'énergie transformée en énergie cinétique d'un électron demeure également inchangée.

Seconde expérience photoélectrique

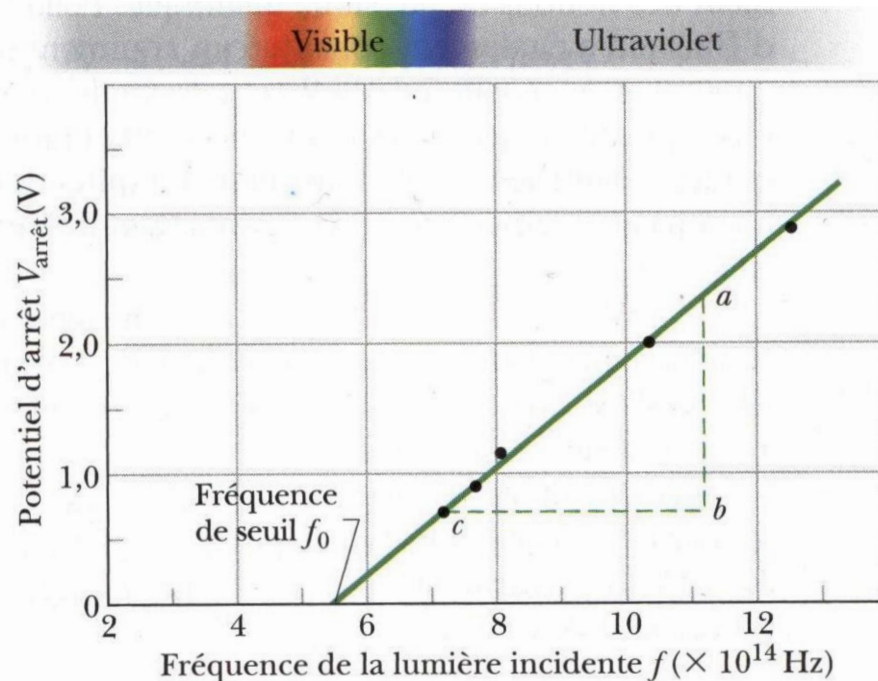


Figure 2

On fait maintenant varier la fréquence f de la lumière incidente et on mesure le potentiel d'arrêt $V_{\text{arrêt}}$. La figure 2 représente graphiquement $V_{\text{arrêt}}$ en fonction de f . Notez qu'il n'y a aucun effet photoélectrique si la fréquence est sous une certaine fréquence de seuil f_0 ou, ce qui est équivalent, si la longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde de seuil $\lambda_0 = c/f_0$. C'est ainsi, peu importe l'intensité de la lumière incidente.

Voici un autre casse-tête pour la physique classique. Si vous considérez la lumière comme une onde électromagnétique, vous devez vous attendre, même si sa fréquence est basse, à ce que la lumière puisse toujours éjecter des électrons si vous fournissez suffisamment d'énergie - c'est-à-dire si vous utilisez une source lumineuse assez brillante. Ce n'est pas ce qui se produit. Quand la lumière possède une fréquence inférieure à la fréquence de seuil f_0 , il n'y a aucun effet photoélectrique, peu importe l'intensité de la source lumineuse.

Toutefois, si l'énergie est transférée par les photons, on doit s'attendre à ce qu'il existe une fréquence

de seuil. Dans la cible, les électrons sont maintenus par des forces électriques. (S'ils ne l'étaient pas, la force de gravité les ferait tomber au sol.) Pour s'échapper de la cible, un électron doit acquérir une énergie minimale Φ , où Φ est une caractéristique du matériau de la cible appelée travail d'extraction. Si l'énergie transférée à un électron par un photon excède le travail d'extraction du matériau (si $hf > \Phi$), l'électron peut s'échapper de la cible. Par contre, si l'énergie transférée n'excède pas le travail d'extraction (c'est-à-dire si $hf < \Phi$), l'électron ne peut s'échapper. C'est ce que démontre la figure 2.

L'équation photoélectrique

Einstein a fait la somme des résultats de telles expériences photoélectriques dans l'équation :

$$hf = K_{\max} + \Phi \quad (\text{l'équation photoélectrique}). \quad (2)$$

Cette équation constitue un énoncé du principe de conservation de l'énergie dans le cas de l'absorption d'un photon unique par un matériau possédant un travail d'extraction Φ . L'énergie égale à celle du photon hf est transférée à un seul électron de la cible. Pour que l'électron s'échappe de celle-ci, il doit acquérir une énergie au moins égale à Φ . Toute énergie additionnelle ($hf - \Phi$) que l'électron acquiert du photon devient de l'énergie cinétique K . Dans les meilleures circonstances, l'électron peut traverser la surface sans perdre son énergie cinétique ; il quitte alors la cible avec le maximum d'énergie cinétique $K_{\max}$ possible.

On peut récrire l'équation 2 en remplaçant $K_{\max}$ par l'expression de l'équation 1. Après un peu de manipulation, on obtient

$$V_{\text{arrêt}} = \left(\frac{h}{e}\right) f - \frac{\Phi}{e}$$

Les rapports h/e et Φ/e étant constants, on devrait s'attendre à ce qu'un graphique des potentiels d'arrêt $V_{\text{arrêt}}$ mesurés en fonction de la fréquence de la lumière soit une droite, comme dans la figure 2. De plus, la pente de cette droite devrait-être h/e . Pour vérifier ce point, on mesure ab et bc dans la figure 2 et on écrit

$$\begin{aligned} \frac{h}{e} &= \frac{ab}{bc} = \frac{2,35 \text{ V} - 0,72 \text{ V}}{(11,2 \times 10^{14} - 7,2 \times 10^{14}) \text{ Hz}} \\ &= 4,1 \times 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{s}. \end{aligned}$$

Si on multiplie ce résultat par la charge élémentaire e , on obtient

$$h = (4,1 \times 10^{-15} \text{ V} \cdot \text{s}) (1,6 \times 10^{-19} \text{ C}) = 6,6 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

ce qui est cohérent par rapport aux valeurs de h mesurées à l'aide de nombreuses méthodes.

Aparté : l'énoncé d'une explication de l'effet photoélectrique nécessite certainement des notions de physique quantique. Pendant de nombreuses années, l'explication d'Einstein a également constitué un argument irrésistible en faveur de l'existence des photons. Cependant, en 1969, on a formulé une autre explication qui faisait appel à la physique quantique, mais qui ne nécessitait plus la notion de photon. La lumière est bel et bien quantifiée en photons, mais l'explication d'Einstein de l'effet photoélectrique n'est pas le meilleur argument permettant de l'expliquer.

LA RADIOACTIVITÉ

La découverte de la radioactivité naturelle a été faite en 1896 par Henri Becquerel. Pierre et Marie Curie découvrent ensuite le radium et le polonium. Ils obtiennent tous les 3 le prix Nobel en 1903.

1. Quelques rappels sur les noyaux atomiques

► Caractéristiques des noyaux

Les particules constituant les noyaux sont les . On en distingue deux types :
- les neutrons de charge $q_n = 0$ C - les protons de charge $q_p = +e$

La représentation d'un noyau atomique est : A_ZX

X est le symbole de l'élément

Z est le numéro atomique ; c'est le nombre de protons.

A est le nombre de masse ; c'est le nombre total de nucléons.

Le nombre de neutrons est donc $N = A - Z$

Indications : l'*atome* comporte également Z électrons autour du noyau (puisque'il est électriquement neutre)

► Quelques définitions

On appelle nucléide l'ensemble des noyaux identiques (même Z, même A). (« le nucléide ${}^{14}_6C$ » = tous les noyaux de ${}^{14}_6C$)

Des isotopes sont des noyaux possédant le même nombre de protons Z et des nombres de masse A différents.

2. Les différents types d'émissions radioactives

► Radioactivité et conservation

La radioactivité correspond à l'éjection d'une particule par un noyau père qui se transforme ainsi en noyau fils.

La particule émise peut être une particules α , β^- , β^+ ou un rayonnement γ .

Au cours de cette désintégration, deux lois de conservation s'appliquent :

- conservation du nombre de nucléons (nb nucléons avant = nb nucléons après).
- conservation du nombre de charge, soit (nb charge avant = nb charge après).

► La radioactivité α

Elle correspond à la production d'un noyau d'hélium 4_2He .

Equation de la désintégration α : ${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^4_2He$

► La radioactivité β^-

Elle correspond à la production d'un électron ${}^0_{-1}e$.

Equation de la désintégration β^- : ${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}e$

► La radioactivité β^+

Elle correspond à la production d'un positon (ou anti-électron) ${}^0_{+1}e$.

Equation de la désintégration β^+ : ${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_{+1}e$

► Le rayonnement γ

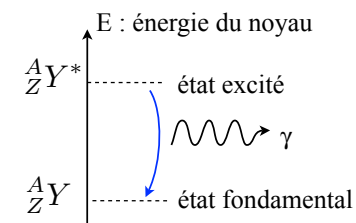
Les radioactivités α et β s'accompagnent de la production de noyaux fils instables ou excités; ces noyaux ont une énergie supérieure à celle de l'état fondamental.

Le retour d'un noyau excité à l'état fondamental s'accompagne de la libération d'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique γ de très courte longueur d'onde ($\lambda < 10^{-13}$ m).

L'énergie du photon est donnée par la relation :

$$E = h \nu = h c / \lambda$$

Equation de l'émission γ : ${}^A_ZY^* \rightarrow {}^A_ZY + \gamma$



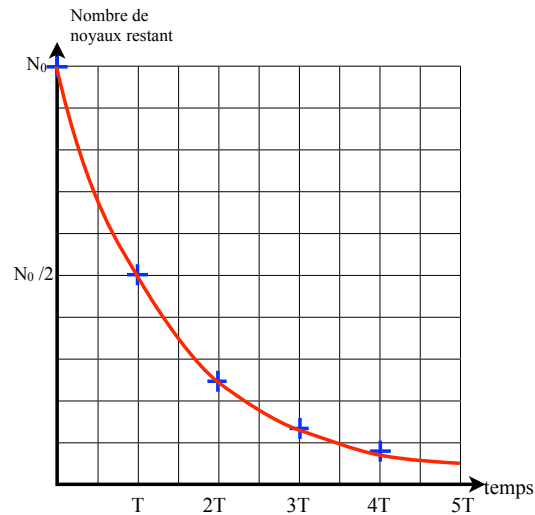
3. La décroissance radioactive

► La période radioactive (ou demi-vie)

La demi-vie d'un élément radioactif (ou période) est le temps au bout duquel la moitié des noyaux d'atomes radioactifs d'un échantillon se sont désintégrés. On la note T ; elle s'exprime en s.

On remarque que le nombre de noyaux radioactifs diminue constamment au cours du temps mais n'arrive jamais à 0.

Remarque : on utilise le mot « période » alors que le phénomène n'a rien de périodique.



► Activité d'une source

L'activité A d'une source est le nombre de désintégrations par seconde. L'unité d'activité est le becquerel (Bq) ; $1 \text{ Bq} = 1 \text{ désintégration/s}$

Au bout d'un temps égal à environ 20 fois la période du radioélément, l'échantillon est considéré inactif.



Pulsars : émission radio, γ et X



Radioactivité γ



Médecine nucléaire



Bombes nucléaires



Photosynthèse



Lampes UV



5-6 GHz WIFI 2
2,4 - 2,5 GHz WIFI 1



2,5 GHz : Four à micro-ondes



GPS : 1,5 GHz ; 1,2GHz



800 MHz – 1,8 GHz :
Téléphone portable



50 MHz – 800 MHz :
Télévision Hertzienne,



Radios AM et FM

Fréquence (Hz)

RAYONS GAMMA

Pulsars
Radioactivité naturelle
Bombes A et H
Réactions nucléaires
Médecine nucléaire

RAYONS X

Irradiation des aliments
Pulsars
Radiologie

ULTRAVIOLETS

UVA : 850 à 950 THz
UVB : 950 à 1070 THz
UVC : 1 070 à 30000 THz

VISIBLE

INFRAROUGE

Télécommandes
DéTECTEURS de mouvement
Chauffage
Caméra thermique
Spectroscopie infrarouge...

Radio amateur,
radioastronomie... (EHF)

Télécommunication par
satellite ; radars... (SHF)

Téléphonie mobile,
GPS, Wifi... (UHF)

Bande FM (VHF)

Ondes courtes (HF) : Radio AM

Ondes moyennes (MF) : Radio AM

Ondes longues (LF)

ELF, SLF, ULF, VLF

Longueur d'onde (m)



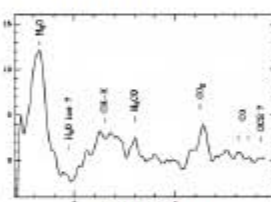
Radiographie
médicale



Télécommandes :
1,3 μ m et 1,55 μ m



Caméra thermique :
 $\lambda \approx 10 \mu$ m



Spectre IR de la
comète de Halley



Radars routiers



Satellite de
communication
(TV, radio, téléphone)

RAYONNEMENTS
IONISANTS

RAYONNEMENTS
NON
IONISANTS

MICRO
ONDES

ONDES
HERTZIENNES

SPECTRE ELECTROMAGNETIQUE