

A3 Des expériences d'interaction entre la matière et le rayonnement démontrent la quantification de ce dernier

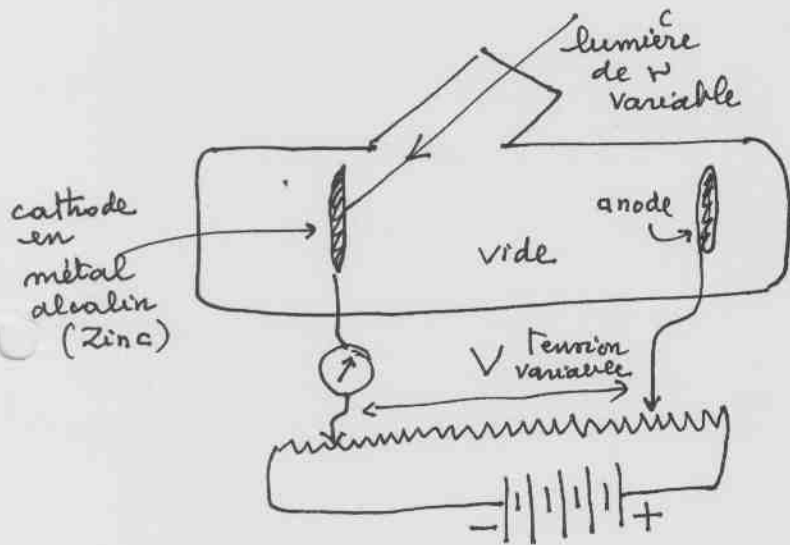
• Planck et Einstein

Nous avons constaté que l'hypothèse de Planck pour expliquer les lois du corps noir (1900) et celle d'Einstein pour l'effet photoélectrique (1905) revenaient à affirmer =

- l'énergie d'une onde lumineuse ne peut prendre qu'une série discrète de valeurs,
- les niveaux d'énergie d'un atome sont des multiples d'une quantité d'énergie.

beaucoup de points restaient flous et des expériences décrites ci-après ont permis une progression de la compréhension de la microphysique notamment des possibles échanges entre énergie d'une particule et énergie d'un rayonnement

• Effet photoélectrique : un rayonnement donne de l'énergie à des particules



l'expérience de ^(Hertz) Lenard précède la formulation de Planck : la lumière de fréquence ν éclaire la cathode et peut induire un arrachement d'électrons qui sont attirés vers l'anode. Un courant i est mesuré par un galvanomètre

si $\nu < \nu_0$ aucun courant n'est observé
si $\nu \geq \nu_0$ on observe les courbes $i(V)$

explication :

si les photons ont une énergie suffisante pour éjecter un électron donc supérieure ou égale à l'énergie de liaison des électrons dans le métal, on a un courant et

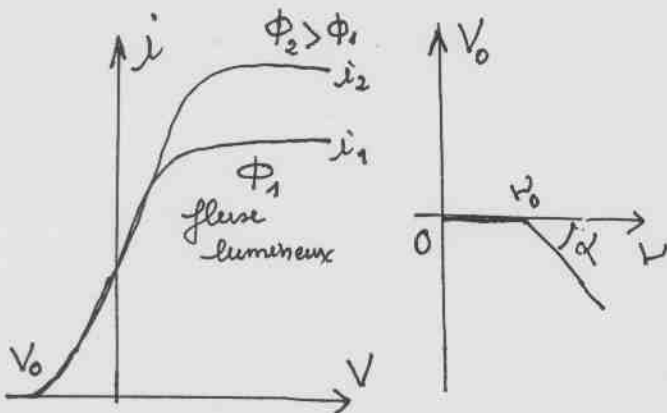
$$h\nu = h\nu_0 + \frac{1}{2} m v^2$$

$h\nu_0 =$ énergie de liaison

$$\text{et } \frac{1}{2} m v^2 = -eV_0$$

d'où

$$-\frac{h}{e}(\nu - \nu_0) = V_0$$



On constate que si $h\nu \geq$ à l'énergie de liaison écrite $h\nu_0$, des électrons sont éjectés avec une certaine énergie cinétique $\frac{1}{2}mv^2$ qui leur permet d'atteindre l'anode, d'où l'existence de i . Il faut mettre un potentiel négatif sur l'anode pour empêcher les électrons d'y parvenir. Augmenter V permet de collecter une proportion plus grande d'électrons éjectés jusqu'au palier de saturation où tous les électrons émis sont collectés - le niveau (i_1, i_2, \dots) de ce palier dépend du flux lumineux reçu par la cathode (du nombre de photons)

Remarques - 1. En mesurant α dans le graphe $V_0(\nu)$, on obtient $\tan \alpha = h/e$, donc connaissant e , on peut calculer h

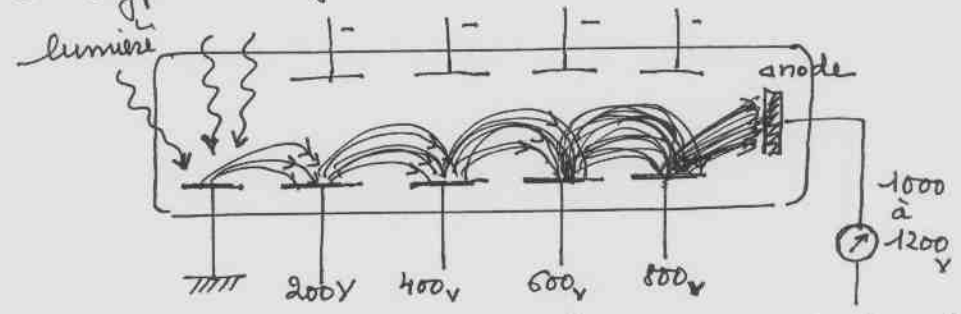
2. la mesure de V_0 donne une évaluation de l'énergie de liaison $h\nu_0$:

Na: 2,5 eV, Zn: 3,4 eV, Fe: 4,8 eV
 ce qui correspond à des rayonnements dans le visible et l'ultraviolet (λ respectivement de 0,5 (Na), 0,38 (Zn) et 0,26 (Fe) micromètre)

3 on sait combien cet "effet photoélectrique" est utilisé dans la vie courante (les "cellules photo"). les progrès ont été plus en premier aux matériaux utilisés et au pourcentage de photons absorbés:

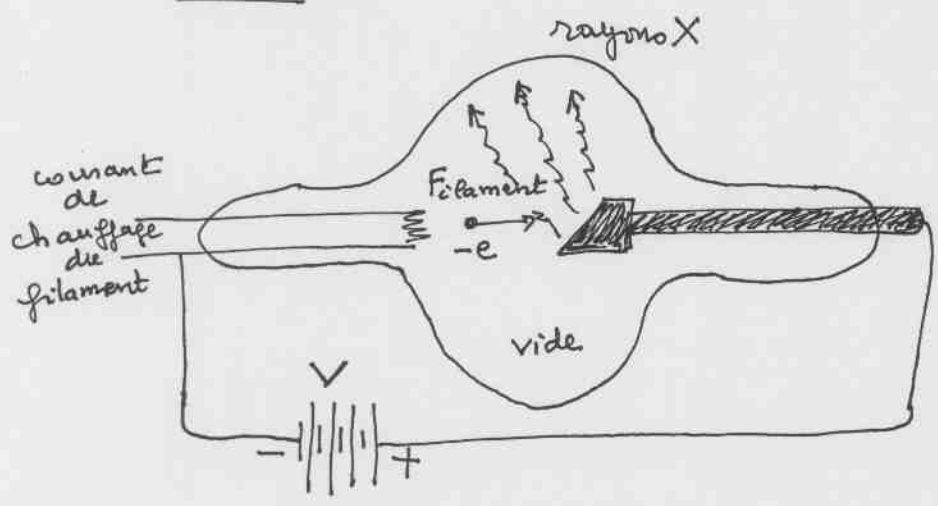
- métal alcalin 1 sur 10000
- hydrures alcalins 1 sur 1000
- alliages de césium avec Sb 1 sur 5
- composés semi-conducteurs actuels (avec base Si): 80 à 90%

C'est également comment multiplier le nombre d'électrons libérés (même avec de très bon rendements, le nombre de photons peut être très limité): c'est le principe des photomultiplicateurs où les électrons émis grâce à l'effet photoélectrique sont accélérés et vont frapper une autre plaque en arrachant un plus grand nombre d'électrons. Il suffit de jouer sur les tensions des plaques

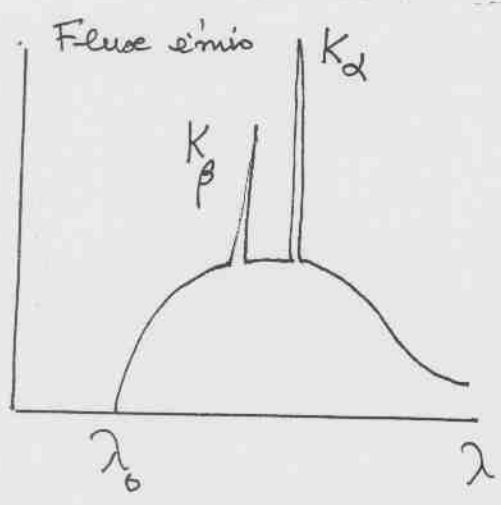


C'est également l'effet photoélectrique qui est utilisé dans des caméras et télescopes infrarouge, dans des caméras pour la télévision etc.

• Création de rayons X : des particules d'une certaine énergie créent des rayonnements de fréquences définies, issus de la matière



le process inverse à l'effet photoélectrique est illustré par un tube de rayons X. Un filament chauffé permet l'émission d'électrons qui, accélérés par une tension, vont frapper une anti-cathode ($V > 2000$ ou 3000 V). On constate l'émission d'ondes électromagnétiques qui sont des rayons X.



λ_0 ne dépend que de l'énergie cinétique des électrons incidents

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} \Rightarrow h\nu_0 = \frac{1}{2} m_e v^2 = +eV$$

donc si on désire obtenir des rayons X de λ_0 plus petit (ν_0 plus grand), il faut augmenter V. Pour des tensions de 10.000 à 50.000 volts, on obtient des λ_0 de quelques centièmes d'Angstrom (10^{-12} m)

les raies K_α , K_β qui sortent du spectre continu, dépendent du métal de l'anticathode

• Interaction entre particules et rayonnement = l'effet Compton

On admet avec Planck puis Einstein qu'une onde stationnaire est quantifiée (ensemble d'oscillateurs par exemple linéaires) avec donc pour énergie $E_n = n h\nu$. Mais si on ouvre la cavité qui contenait cette onde stationnaire, elle sort, se propage comme une onde progressive de même énergie ($n h\nu$). Tout cela revient à considérer que l'on est en présence de quanta d'énergie $h\nu$ se propageant dans le vide à la vitesse c . On fait que

$$h\nu = E_0 = mc^2 = \frac{m_0}{[1 - v^2/c^2]^{1/2}} c^2, \text{ comme } v = c$$

on est obligé d'avoir pour cette particule $m_0 = 0$ (masse au repos) puisque $h\nu$ prend des valeurs finies. Comme on avait

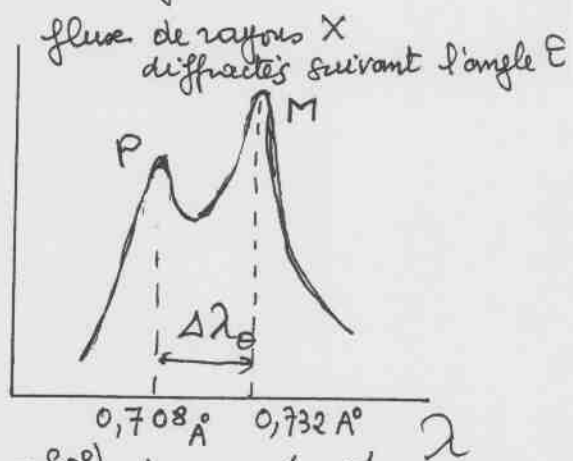
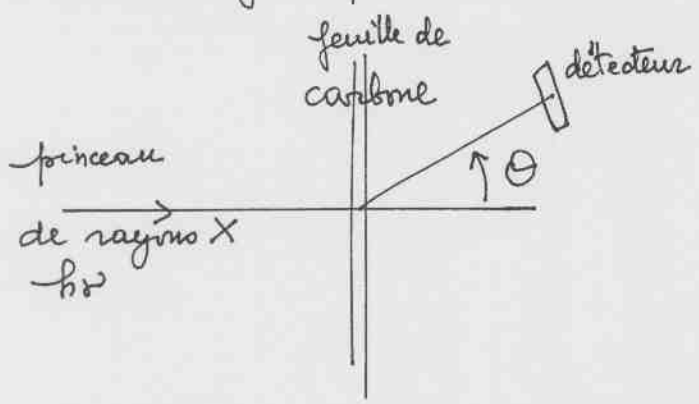
$$E_0^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4, \quad E_0 = pc = h\nu$$

d'où
$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

c'est la quantité de mouvement (le moment linéaire) du photon

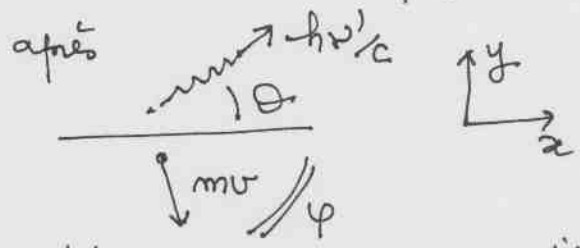
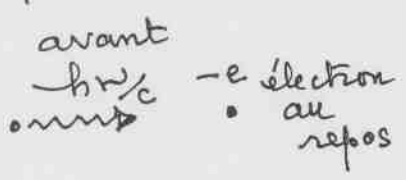
Décrivons maintenant l'expérience de Compton :

Un faisceau de rayons X monochromatiques tombe sur un échantillon fin de carbone (les électrons les plus lointains du noyau peuvent être considérés comme quasiment libres). On étudie la distribution en λ de la lumière émise suivant divers angles θ par rapport à l'axe du faisceau



Le flux reçu par exemple à 90° ($\theta = 90^\circ$) est représenté en fonction de λ sur le graphique. On observe une première raie P pour la même longueur d'onde que celle de l'onde incidente ($\lambda = \frac{c}{\nu}$). Cela correspond à des photons simplement déviés de façon élastique (comme ce fut le cas pour les électrons dans l'expérience de Dymond et Watson) - Par contre, la raie M se produit à une longueur d'onde plus grande et le résultat varie avec θ (à l'inverse de P).

explication (on suppose l'électron initialement au repos)



en écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (du moment)

$$① \quad h\nu = h\nu' + \frac{1}{2} m_e v^2$$

$$② \quad \left\{ \begin{array}{l} x: \\ y: \end{array} \right. \quad h\nu/c = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + m_e v \cos\phi$$

$$③ \quad \left\{ \begin{array}{l} x: \\ y: \end{array} \right. \quad 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta - m_e v \sin\phi$$

$$- ①^2 \quad h^2(\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu') = \frac{1}{4} m_e^2 v^4$$

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

$$\Rightarrow \quad 2h^2\nu\nu'(1 - \cos\theta) = c^2 m_e^2 v^2 \left(1 - \frac{v^2}{4c^2}\right)$$

$$\text{or } \lambda' - \lambda = \frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = c \frac{\nu - \nu'}{\nu\nu'} = \Delta\lambda_\theta$$

avec (1) $m_e v^2 = 2h(\nu - \nu')$

$$2h^2 \nu \nu' (1 - \cos \theta) = \frac{1}{4} c^2 m_e (1 - \frac{v^2}{4c^2}) h (\nu - \nu')$$

$$\Delta \lambda_{\theta} = c \frac{\nu - \nu'}{\nu \nu'} = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) \frac{1}{1 - \frac{v^2}{4c^2}}$$

donc si $v \ll c$

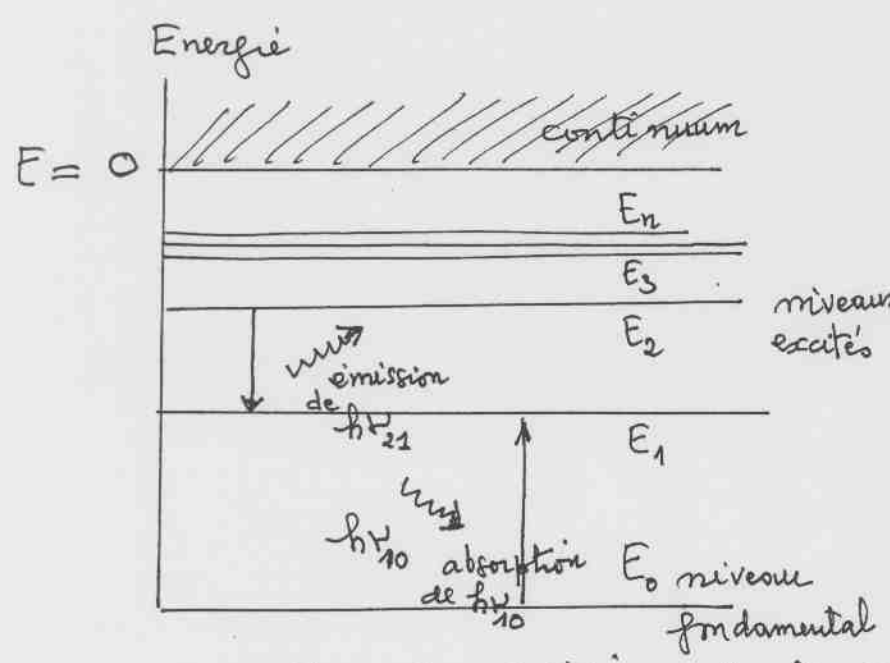
$$\Delta \lambda_{\theta} \approx \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta) = 2,426 \cdot 10^{-12} (1 - \cos \theta)$$

qui est très bien vérifié expérimentalement, la valeur de $\frac{h}{m_e c}$ montre que l'effet $\Delta \lambda_{\theta}$ n'est détectable que si λ est suffisamment petit: si λ est égal à 1 \AA , l'effet est

$$\Delta \lambda_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$$

donc l'effet Compton joue un rôle pour les rayons X et pour les rayons γ .

Postulats de Bohr et ses conséquences



C'est en 1913 que Bohr étend aux atomes la propriété de quantification de l'énergie que Planck avait proposé pour des oscillateurs. A ce niveau, on ne sait pas encore comment représenter le système microscopique mais on édicte un certain nombre de postulats qui ont contribué à faire avancer les modélisations ultérieures

- 1. Tous les systèmes de la microphysique ont des niveaux d'énergie qui ne sont pas obligatoirement équidistants
- E₀ est le niveau fondamental, les autres sont les niveaux excités. Si l'électron est libre, il peut prendre une énergie cinétique de façon continue $\frac{1}{2} m_0 v^2$.
- Toutes les énergies E₀, ..., E_n sont négatives, l'énergie nulle correspondant à l'électron libre sans vitesse

2. Si un atome est au niveau fondamental, il y reste = il est stable, les électrons ne tombent pas sur le noyau.

Si l'atome est excité, il peut perdre de l'énergie et peut passer du niveau E_m à E_n ($E_n < E_m$). La conservation de l'énergie fait que le passage $E_m \rightarrow E_n$ s'accompagne de l'émission d'un photon $h\nu_{mn}$

$$h\nu_{mn} = E_m - E_n$$

3. Si l'atome reçoit des ondes électromagnétiques et absorbe un photon d'énergie $h\nu_{ij} = E_i - E_j$, il fera passer l'atome du niveau E_j au niveau E_i ($E_i > E_j$). C'est l'absorption (d'un photon)

Ces 3 postulats ont trois conséquences immédiates

a. les spectres de raies discontinues sont dans le principe expliqués

b. Le principe de combinaison de Ritz est étayé: si on observe une raie ν_{ij} et une raie ν_{jk} , on pourra observer =
une raie $\nu_{ik} = \nu_{ij} + \nu_{jk}$

c. l'intensité de la raie lumineuse émise dépend de façon directe de la probabilité de transition d'un niveau à l'autre.

Supposons que l'on se trouve au niveau excité en $t=0$

$$W(0) = 1 \quad \text{et} \quad W(\infty) = 0$$

la probabilité de passer du niveau excité 2 au niveau 1 (par exemple) entre t et $t+dt$ sera d'autant plus grande que l'on aura une grande probabilité d'être excité en t :

$$dW = -\Lambda dt W(t)$$

$$\text{d'où} \quad \frac{dW}{W} = -\Lambda dt \quad W(t) = W(0) e^{-\Lambda t}$$

Λ est l'inverse d'un temps τ : durée de vie sur le niveau excité

$$W = W(0) e^{-t/\tau}$$

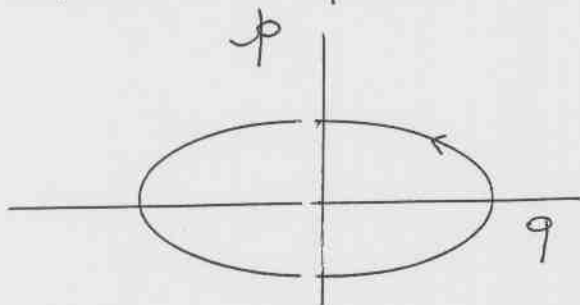
cette relation est la même si N est le nombre d'atomes excités en t et N_0 en $t=0$

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$$

. Théorie quantique de Bohr-Sommerfeld

Dans cette théorie, les auteurs ont tenté d'utiliser les lois classiques de la mécanique rationnelle d'une part, et de poser comme hypothèse que l'énergie est quantifiée (les quanta).
 Il est intéressant de constater quels apports et quelles limites ce modèle induit.

→ modèle pour un système périodique à 1 degré de liberté



un oscillateur peut être représenté dans le plan des phases (q coordonnée et p moment conjugué soit $m\dot{q}$). Il est facile de calculer sur une période

$$\oint p dq = \int_0^T m \dot{q}^2 dt = T_0 \overline{m \dot{q}^2}$$

$\frac{1}{2} m \dot{q}^2$ est l'énergie cinétique moyenne que l'on fait égale à l'énergie potentielle moyenne dans un oscillateur harmonique donc

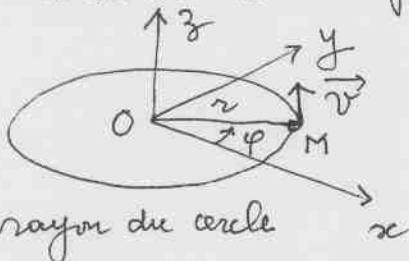
$$\oint p dq = T \cdot 2 \bar{E}_c = T \cdot E_t \text{ (énergie totale)}$$

avec Planck $E_t = n h \omega$ (n entier ≥ 0)

donc $\oint p dq = n h$

$\oint p dq$ a donc une signification, fonction de l'énergie pour tout système périodique à un degré de liberté. Il est assez naturel que c'est la condition quantique que l'on s'impose. On démontre par ailleurs que dans une évolution adiabatique, $\oint p dq$ est un invariant. Expérimentons cette condition sur quelques applications

→ particule décrivant un mouvement circulaire uniforme sous l'action d'une force centrale



r rayon du cercle

la coordonnée (azimut) est φ , et le moment est p_φ

on a pour l'énergie cinétique

$$E_c = \frac{1}{2} m r^2 \dot{\varphi}^2$$

$$p_\varphi = \partial E_c / \partial \dot{\varphi} = m r^2 \dot{\varphi}$$

calculons

$$\oint p_\varphi d\varphi = \int_0^{2\pi} m r^2 \dot{\varphi} d\varphi$$

comme $\dot{\varphi} = \text{constante}$

$$\oint p_{\varphi} d\varphi = 2\pi \cdot m r^2 \dot{\varphi} = 2\pi \sigma$$

σ moment cinétique

σ est un vecteur suivant z > 0 ou < 0 suivant le sens de rotation de M .

mais $\oint p_{\varphi} d\varphi = n h$ d'où $|\sigma| = \frac{n h}{2\pi} = n \frac{h}{2\pi}$

le moment cinétique est donc quantifié

Rem. Si on introduit le moment d'inertie I ($m r^2$ pour une seule particule et que l'on peut calculer dans un autre cas), l'énergie s'écrit

$$E = \frac{\sigma^2}{2I} = \frac{h^2}{2I} n^2$$

→ autre exemple : particule qui fait un va et vient dans un puits rectangulaire très profond.

avec pour l'énergie potentielle E_p

$$E_p = 0 \text{ si } 0 < x < a$$

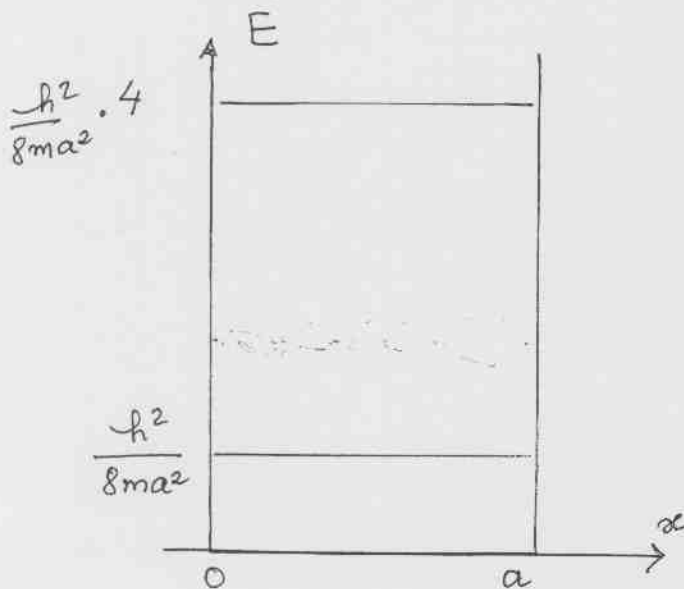
$$E_p \infty \text{ si } x < 0 \text{ ou } x > a$$

on suppose les réflexions élastiques, donc, la vitesse reste constante, d'où

$$q = x, \quad p = m \dot{x}$$

$$\oint p dq = \int_0^T m \dot{x}^2 dt = m \dot{x} \cdot \dot{x} T$$

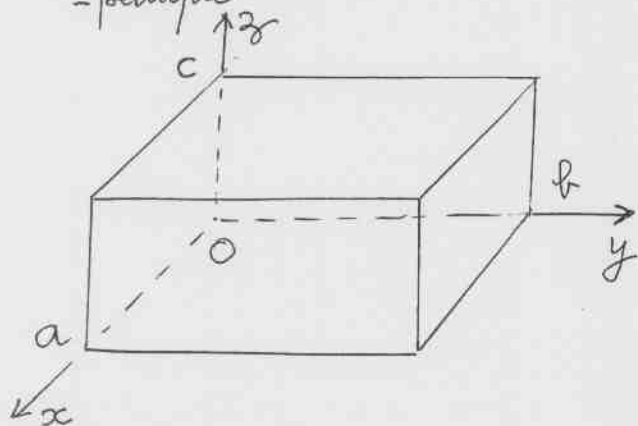
$$\oint p dq = m \dot{x} 2a = n h$$



d'où $E_n = E_c = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 = \frac{n^2 h^2 m}{8a^2 m^2} \Rightarrow E_n = \frac{h^2}{8ma^2} n^2$

$$n \geq 0$$

→ Cas d'une particule enfermée dans une boîte parallélépipédique



si les chocs sur les parois sont supposés élastiques, on retrouve le problème antérieur dans les 3 directions x , y et z .

Il est naturel de quantifier séparément les 3 mouvements :

$$\oint p_x dx = n_1 h, \quad \oint p_y dy = n_2 h, \quad \oint p_z dz = n_3 h \quad (20)$$

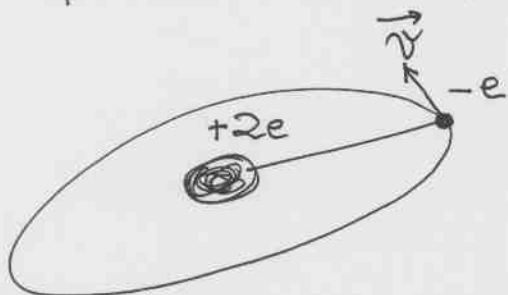
n_1, n_2, n_3 entiers indépendants ≥ 0

et on obtient pour l'énergie

$$E_n = \frac{h^2}{8m} \left(\frac{n_1^2}{a^2} + \frac{n_2^2}{b^2} + \frac{n_3^2}{c^2} \right)$$

"Vieille" théorie quantique et spectres de raies d'émission

L'intérêt de la théorie de Bohr-Sommerfeld est d'avoir permis d'illustrer le spectre d'émission des atomes hydrogénoïdes et de rayons X dans des structures plus compliquées. Reprenons un modèle simple où un électron décrit une orbite autour d'un ensemble de charges ponctuelles $+Ze$ = on suppose l'orbite plane et circulaire pour simplifier.



on a : $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2} = \frac{mv^2}{r} \quad (a)$

et $E = \frac{1}{2} mv^2 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (b)$

si on introduit comme Bohr $\sigma = r m v \stackrel{(c)}{=} n h$, on peut écrire :

(a) et (b) $E = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r}$

négligé car $E=0$ correspond à un électron libre à l' ∞
(voir pages 4 et 5)

(a) et (c) $r = \frac{4\pi\epsilon_0 \sigma^2}{m \cdot Ze^2}$

en tenant compte de la quantification de σ , on obtient pour des orbites différentes

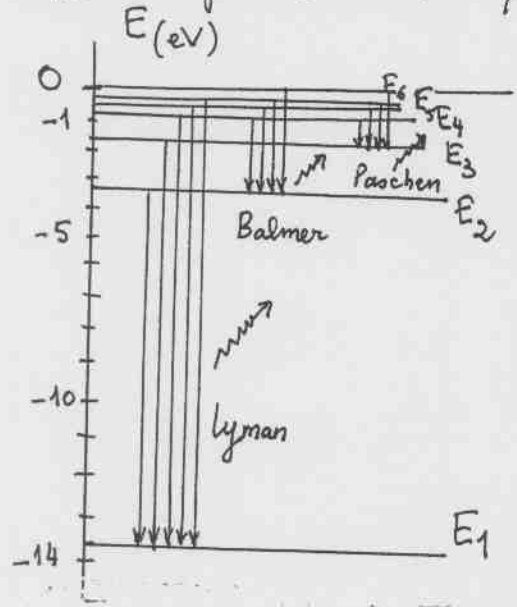
$$r_n = \left(4\pi\epsilon_0 \frac{h^2}{m e^2} \right) \frac{m^2}{Z} = a_0 \frac{m^2}{Z}$$

$$\text{et } E_n = - \left(\frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{m e^4}{2 h^2} \right) \frac{Z^2}{n^2} = -R_H \frac{Z^2}{n^2}$$

avec $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ et $R_H = 13,606 \text{ eV}$

Ce résultat a été intéressant pour interpréter d'une part les séries de raies de l'atome d'hydrogène (ou d'hydrogénoïdes, c'est à dire d'ions avec un seul électron $\text{He}^+, \text{Li}^{++}, \dots$) d'autre part pour les raies de rayons X.

→ Concernant l'atome d'hydrogène, on sait aujourd'hui que le modèle orbital n'est pas adapté (pas de $\sigma \neq 0$) mais les résultats furent historiquement importants ($Z=1$)



lorsqu'un électron excité tombe d'un niveau m sur un niveau n ($m > n$) un photon d'énergie $h\nu_{mn}$ est libéré avec

$$h\nu_{mn} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

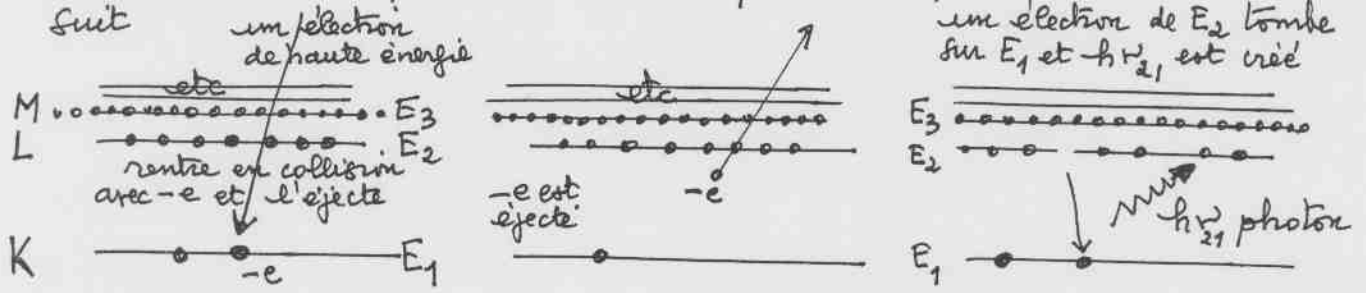
on obtient ainsi les séries de raies correspondant à un retour d'électrons :

- sur le niveau E_1 avec $h\nu$ entre R_H et $\frac{3}{4}R_H$ et λ entre $9 \cdot 10^{-8}$ et $1,2 \cdot 10^{-7}m$: c'est l'ultraviolet lointain (série de Lyman de 13,6 eV à 10,2 eV)

- sur le niveau E_2 avec $h\nu$ entre $\frac{R}{4}$ et $\frac{5R}{4}$ soit λ entre $0,364 \cdot 10^{-6}$ et $0,65 \cdot 10^{-6}m$, soit du proche ultraviolet au visible rouge (série de Balmer de 3,4 eV à 1,889 eV)
- sur le niveau E_3 avec $h\nu$ entre $\frac{R}{9}$ et $\frac{4R}{9}$ soit λ entre $0,818 \cdot 10^{-6}$ et $1,869 \cdot 10^{-6}m$ dans l'infrarouge (série de Paschen de 1,51 eV à 0,66 eV)

le modèle a d'autant plus de chance de fonctionner que les lois de Coulomb simples que l'on utilise, rendent compte de la situation = pour les hydrogénoïdes, pour l'hydrogène, cela sera le cas pour un gaz peu dense où l'électron ne sera pas attiré par d'autres charges que celles du noyau.

→ Pour d'autres atomes en fortes interactions les uns avec les autres, cette hypothèse a peu de chances d'être réaliste pour les électrons périphériques dont la situation va changer suivant les types de liaisons chimiques. Par contre, des électrons des niveaux plus proches du noyau ne seront pas sensibles aux divers types de liaisons. On pourra considérer qu'ils gravitent sur des orbites avec "à l'intérieur" les Z protons du noyau, mais aussi un certain nombre d'électrons plus proches qu'eux du noyau. Ainsi la charge qui crée la force d'attraction centrale sera diminuée - si on peut aussi supposer que de tels électrons ne sont pas trop perturbés par les électrons sur les orbites proches ou plus lointaines, le modèle devrait être une description convenable pour les photons créés comme suit



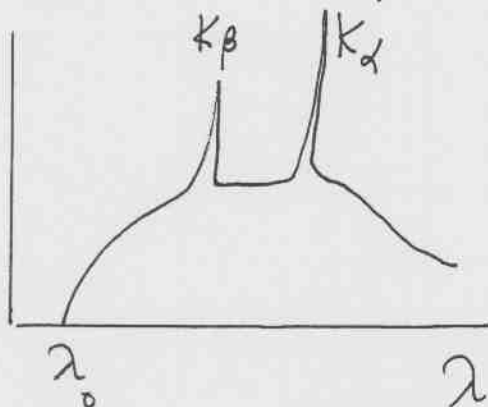
Dans l'exemple représenté nous aurons

$$h\nu = R_H \left[\frac{Z^2}{1^2} - \frac{(Z-2)^2}{2^2} \right] \quad (d)$$

c'est la raie K_α des rayons X (des niveaux $L (n=2)$ aux niveaux $K (n=1)$).

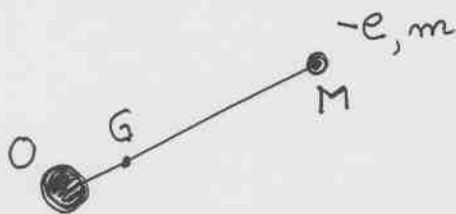
Si l'électron qui permet l'émission du photon $h\nu$ tombe des niveaux M sur le niveau K , nous serions en présence de la raie K_β ($n=3$)

rappel du flux émis par le tube de rayons X =



la relation (d) a été très utilisée (Moseley par exemple) pour, étudiant des éléments différents de la table périodique, relier les fréquences et les nombres Z .

→ correction d'entraînement



Nous avons raisonné antérieurement comme si le noyau était fixe, donc de masse infinie. On sait du cours de mécanique que le mouvement de deux corps se produit autour du centre de gravité G . Les calculs précédents restent valables si on remplace la masse

m par la masse réduite μ

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

d'où maintenant

$$r_n = \left(\frac{M+m}{mM} \right) \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2} \frac{n^2}{Z} = \left(1 + \frac{m}{M} \right) a_0 \frac{n^2}{Z}$$

$$\text{et } E_n = - \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{mM}{m+M} \right) \frac{Z^2}{n^2} = - \frac{R_H}{\left(1 + \frac{m}{M} \right)} \frac{Z^2}{n^2}$$

Un cas intéressant est celui de l'hydrogène et du deutérium = la masse du noyau varie dans un facteur 2 (environ) donc, si on observe une raie ν_{nm} , on trouve des fréquences légèrement différentes

$$H \quad \nu_{nm} = \frac{R_H}{h} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} = \nu_{nm}(M\infty) \frac{1}{1 + \frac{m}{M}}$$

$$D \quad \nu_{nm} = \nu_{nm}(M\infty) \frac{1}{1 + \frac{m}{2M}}$$

$$\frac{m}{M} = \frac{1}{1836} \quad , \quad \frac{m}{2M} = \frac{1}{3672}$$

ou
$$\lambda_{nm} H = \frac{c}{\nu_{nm}} = \lambda_{nm}(M\infty) \left(1 + \frac{m}{M} \right)$$

$$\lambda_{nm} D = \lambda_{nm}(M\infty) \left(1 + \frac{m}{2M} \right)$$

d'où
$$\frac{\Delta \lambda_{nm}}{\lambda_{nm}} = \frac{1}{3672}$$
 ce qui correspond bien aux résultats expérimentaux

Conclusion sur la mécanique classique

les modèles successifs décrits illustrent les stratégies du chercheur pour modéliser le réel. On voit combien il est difficile d'abandonner des lois qui rendent compte de très nombreux phénomènes, lorsque des résultats expérimentaux sont en contradiction. La qualité des expériences, leur précision, jouent leur rôle. Enfin, inventer de nouveaux concepts n'est pas si simple. Avec le recul (c'est bien facile) il était peu logique de vouloir utiliser la mécanique classique, entièrement basée sur des variations et fonctions continues en imposant des règles de quantification, par essence discontinues. Le chapitre suivant va permettre de plonger vraiment dans le quantique.

Un aspect positif qui perdure : toutes ces décennies d'expériences ont permis de situer les énergies nécessaires pour obtenir telle type d'interaction entre la matière et soit le rayonnement soit des particules. Un tableau résume cela ci-après.

B les bases de la physique quantique

B1 Nature ondulatoire des particules matérielles

B2 Onde associée de de Broglie

- cas non relativiste
- cas relativiste
- Probabilité de présence et onde de de Broglie
 - électrons dans un champ électrique
 - particule dans une boîte
 - ondes stationnaires sur une orbite

B3 le principe d'incertitude

- $\Delta p \cdot \Delta x = \hbar$
- $\Delta v \cdot \Delta t = 1, \Delta E \cdot \Delta t = \hbar$

B4 Fonctions d'onde et superposition des états

- Dualité onde-corpuscule
- principe de correspondance
- Représentation de l'état dynamique
- Principe de superposition des états dynamiques

B5 Equation de Schrödinger