

Auteurs : Jean-Baptiste Paire
Jean-Marc Vince

Partie I – Le modèle de Thomson

I.A. On calcule le champ électrique en un point M intérieur à la boule chargée volumiquement.

Tous les plans contenant OM sont de symétrie positive pour la distribution de charge donc pour le champ électrique : Le champ est donc radial. On a invariance pour toute rotation de centre O, le champ ne dépend donc (en norme) que de $r = OM$.

On applique le théorème de Gauss en choisissant une sphère de centre O et de rayon $r (< R)$ comme surface de Gauss, soit : $E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q(r)}{r^2}$

On en tire donc le champ intérieur : $E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{R^3} r$

L'électron de charge $q = -e$ ressent donc la force $F = -eE$

I.B. La force ressentie par l'électron est de type ressort avec une longueur à vide nulle, elle est donc de type "élastique".

I.C.1. On prend comme système {l'électron}, dans le référentiel lié au centre de l'atome (fixe, supposé galiléen). La seule force est la force calculée au I.A1.

On applique le théorème du Moment Cinétique en O : $\frac{dL}{dt} = 0$. Le moment cinétique en O est donc une constante vectorielle. Sa direction est fixe. Or $\vec{r}$, le vecteur position est donc orthogonal à une direction fixe, il appartient donc au plan vectoriel perpendiculaire au vecteur moment cinétique. M appartient donc toujours au plan orthogonal à $\vec{L}$, passant par O, Le mouvement est donc plan.

I.C.2. Avec le même système, dans le même référentiel, on applique le Principe Fondamental de la Dynamique : $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -k \vec{r}$ en projections : $\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x$ soit $x = A \cos(\omega t + \phi)$ à résoudre 3 fois : $u = A \cos(\omega t) + B \sin(\omega t)$

pour x : $x(0) = r_0$ et $\frac{dx}{dt}(0) = 0$: $x = r_0 \cos(\omega t)$

pour y : $y(0) = 0$ et $\frac{dy}{dt}(0) = v_0$: $y = 0$ (ce qui est compatible avec I.C.1.)

pour z : $z(0) = 0$ et $\frac{dz}{dt}(0) = v_0$: $z = \frac{v_0}{\omega} \sin(\omega t)$

I.C.3. La trajectoire est une ellipse droite de centre O :

Pour la Terre autour du Soleil, on a également une ellipse, mais le centre de force (le Soleil) est placé au foyer de la trajectoire.

I.C.4. La pulsation du mouvement est $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ donc la période $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

I.C.5. Avec $a = 0,1 \text{ nm} = 1.10^{-10} \text{ m}$, on a $f_0 = 2,53.10^{15} \text{ Hz}$ et $\lambda = c/f = 1,18.10^{-7} \text{ m} = 0,118 \mu\text{m}$. Elle est dans le domaine des UltraViolets.

I.C.6. Le moment cinétique est nul (et reste nul au cours du mouvement). Le mouvement est donc rectiligne : on a un mouvement identique à celui d'un mobile relié à un ressort, astreint à un mouvement unidimensionnel par exemple : la bille est astreinte à se déplacer sur la tige sans frottements.

I.D.1. L'électron est astreint à rester "dans l'atome", soit $OM < a \ll \lambda$.

Soit un point A origine de l'espace.

$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$

$F = -eE$

car $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = F$

Le champ électrique ne dépend plus de M à l'échelle de l'atome, on peut le considérer comme uniforme.

On applique le principe fondamental de la Dynamique à l'électron dans le référentiel (galiléen) lié au centre de l'atome ($O = A$) : $m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -eE$

I.D.2. La lumière visible correspond aux longueurs d'onde de l'intervalle $[0,4 \mu\text{m} ; 0,75 \mu\text{m}]$, soit aux pulsations de l'intervalle $[2,5.10^{15} \text{ rad.s}^{-1} ; 4,7.10^{15} \text{ rad.s}^{-1}]$

On avait trouvé (IC5) $\omega_0 = 1,60.10^{16} \text{ rad.s}^{-1}$ soit $(\omega / \omega_0)_{\text{max}} = 3,4$ c'est un peu juste, mais $[(\omega / \omega_0)_{\text{max}}]^2 = 11$ on pourra donc négliger ω^2 devant ω_0^2 ...

I.D.3. On cherche la solution $z(t)$ en régime établi, c'est donc la solution particulière de l'équation différentielle de la question ID1. Comme le second membre est une fonction sinusoïdale de pulsation ω , on fait une recherche par méthode complexe : $z(t) = Z_0 \exp(i \omega t)$:
 Dans l'équation différentielle, on obtient : $-m \omega^2 Z_0 = -k Z_0 - e E_0$ (après simplification par $\exp(i \omega t)$)
 Soit EMBED Equation.3 , en repassant en réels, on obtient : EMBED Equation.3 .

I.D.4. L'atome est constitué d'une charge $+e$ placée en O et d'une charge $-e$ placée en M, soit EMBED Equation.3 .

I.D.5. La "zone de rayonnement" correspond à $r \gg \lambda$: la durée de propagation r/c est grande devant la période propre du dipôle, dans cette zone, l'onde électromagnétique est localement (quasi) plane.

I.D.6. Par définition on a : EMBED Equation.3 , or dans la zone de rayonnement on peut considérer que l'onde est plane, avec les notations de l'énoncé, on peut donc écrire en complexes (les grandeurs soulignées sont complexes) : EMBED Equation.3 avec EMBED Equation.3 en coordonnées sphériques. On en tire donc : EMBED Equation.3 avec p une fonction sinusoïdale de $(t-r/c)$ de pulsation ω soit EMBED Equation.3 .
 Donc EMBED Equation.3 soit en réels : EMBED Equation.3
 Dans la zone de rayonnement, l'onde a localement la structure de l'onde plane soit EMBED Equation.3
 Ici on en tire EMBED Equation.3 .

I.D.7. On calcule le vecteur de Poynting : EMBED Equation.3 .
 La puissance rayonnée est le flux du vecteur de Poynting à travers une sphère de rayon r centrée sur le dipôle soit :
 EMBED Equation.3
 Soit EMBED Equation.3 avec EMBED Equation.3 soit EMBED Equation.3
 EMBED Equation.3
 en moyennant EMBED Equation.3

I.D.8. Une partie de la puissance de l'onde électromagnétique reçue de la part du Soleil sert à faire osciller les atomes de l'atmosphère. Ceux-ci réémettent une onde dans toutes les directions avec une puissance proportionnelle à E_0^2 (donc à la puissance incidente) et à ω^4 . La puissance est donc maximale dans les petites longueurs d'onde donc dans le bleu. Si on tient compte de la courbe d'émission du Soleil, et si on la multiplie par ω^4 , on obtient une courbe de densité de puissance dont le maximum est dans le bleu (il faut en toute rigueur tenir compte aussi de la courbe de réponse de l'œil...) :
 Les courbes sont coefficientées pour être comparées....

I.D.9. On applique une loi des mailles : EMBED Equation.3 .
 On a donc une équation différentielle similaire à celle de la question ID1 avec comme correspondance EMBED Equation.3 (k ; L (m ; U ($-e \cdot E_0$ (force)

I.D.10. Le modèle de J.J.Thomson permet d'introduire de façon simple un électron "élastiquement" lié au noyau. Il permet une cohérence avec différentes observations usuelles comme le bleu de ciel. Ce modèle permet de plus une analogie électrocinétique facile à réaliser expérimentalement.

Partie II – Du Modèle de JJ Thomson à celui de Rutherford.

II.A.1. Par définition, EMBED Equation.3 , d'où EMBED Equation.3
 On applique le Théorème de la Résultante Cinétique au système $\{A+B\}$ dans le référentiel (R) supposé galiléen : EMBED Equation.3 car le système est isolé. Le mouvement de C est donc rectiligne uniforme.

II.A.2. Le référentiel barycentrique R^* est un référentiel centré lié au barycentre du système et doté des axes d'un référentiel galiléen (ici fixes dans R supposé galiléen). Le référentiel barycentrique lié à $\{A+B\}$ est galiléen.

II.A.3. En utilisant II.A.1 dans R^* , on a : EMBED Equation.3 .

II.A.4. Avec la définition du barycentre : EMBED Equation.3 , En utilisant une relation de Chasles : EMBED Equation.3 soit EMBED Equation.3 et EMBED Equation.3

II.A.5. Le problème avait initialement 6 variables : les 3 variables d'espace de A et B. dans le référentiel R^* , si on connaît les coordonnées de MBED Equation.3 , soit 3 variables, on connaît celles de A et B.

II.A.6. On applique le Principe Fondamental de la Dynamique au système $\{ B \}$ dans le référentiel barycentrique R^* (galiléen), il n'est soumis qu'à l'action de A, soit MBED Equation.3 .

Soit MBED Equation.3 . On est bien ramené à l'étude d'une particule (fictive) M de masse μ telle que MBED Equation.3 soumise à MBED Equation.3 .

II.A.7. Si $m_a \ll m_b$, alors avec II.A.4. MBED Equation.3 et $\|\text{MBED Equation.3}\| \ll \|\text{MBED Equation.3}\|$. On peut donc considérer que B (C et M) (A, de masse μ) (m_a).

II.B.1. On suppose une interaction entre un électron et la particule $\checkmark$. Comme la masse de la particule $\checkmark$ est très grande devant celle de l'électron, on est ramené à l'approximation de la question II.A.7, on peut confondre la particule $\checkmark$ avec le barycentre du système $\{ \text{particule } \checkmark + \text{électron} \}$, celui est en mouvement rectiligne uniforme si on suppose le système isolé. Le mouvement de la particule $\checkmark$ est donc insensible à l'interaction avec les électrons.

II.B.2. En ce qui concerne l'interaction entre la particule $\checkmark$ et le noyau d'or, le système est inversé, la masse de l'atome d'or est très grande devant celle de la particule $\checkmark$. Le barycentre est confondu avec le noyau d'or.

L'atome cible peut être considéré comme fixe dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen. La déviation de la particule $\checkmark$ n'est due qu'à l'interaction (répulsive) avec le noyau d'or.

II.B.3.a. Le champ électrique créé par le noyau "de Thomson" a été calculé à la question I.A.

A l'intérieur : $r < a$: MBED Equation.3 avec $Z = 79$

A l'extérieur : $r > a$: MBED Equation.3

La norme maximale est obtenue pour $r = a$ soit $\text{MBED Equation.3} = 3,64.10^{-6} \text{ N}$.

II.B.3.b. On cherche un majorant de l'angle de déviation. On prend comme modèle une vitesse initiale colinéaire à Ox et une force constante colinéaire à Oy constante pour x ($[-a ; +a]$, nulle en dehors).

On applique le principe fondamental à la particule de masse m , on projette et on intègre deux fois : $x = v_0.t - a$ et $y = \frac{1}{2}.F_{\max}.t^2/m$ en choisissant l'origine des dates pour $x = -a$.

L'angle de déviation est obtenu pour $x = +a$ soit $\tan \alpha = v_y/v_x = F_{\max}.t/m.v_0 = 2.F_{\max}.a/m.v_0^2$

Une estimation d'un angle majorant la déviation exacte est α (MBED Equation.3) ($4,25.10^{-4} \text{ rad}$) ($0,0244^\circ$)

II.B.3.c. Avec 400 plans atomiques, la déviation maximale serait de $400 \cdot 0,0244^\circ$ ($9,75^\circ$). On est bien loin de la rétrodiffusion observée... Le modèle de Thomson ne valide pas les observations de l'expérience de Rutherford.

II.C.1. La force exercée par le noyau sur un électron est attractive en $1/r^2$, elle a donc la même forme que l'interaction gravitationnelle entre deux masses ponctuelles.

La correspondance électrostatique (gravitation) est la suivante : $q_{\text{électron}}$ ($m_{\text{planète}}$), q_{noyau} (m_{soleil}) et $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ ($-1/4\pi G$) où G est la constante de gravitation universelle.

II.C.2. Le champ électrique créé dans tout l'espace par le noyau de charge Ze est MBED Equation.3 en coordonnées sphériques. La force ressentie par la particule $\checkmark$ est donc MBED Equation.3 où W est l'énergie potentielle du système $\{ \text{noyau} + \text{particule } \checkmark \}$. On projette et on intègre soit MBED Equation.3 avec l'origine des énergies à l'infini, on obtient $C_{\text{ste}} = 0$, soit MBED Equation.3 .

II.C.3. On prend comme système $\{ \text{particule } \checkmark \}$, référentiel lié au noyau d'or supposé galiléen. La seule interaction tenue en compte est l'interaction électrostatique (newtonienne).

On applique le Théorème du Moment Cinétique : MBED Equation.3 , le moment cinétique en O de la particule $\checkmark$ est donc un vecteur constant. Comme à la question I.C.1. le mouvement est plan.

II.C.4. La trajectoire est une conique, ici une branche d'hyperbole (la non enveloppante) car l'interaction est répulsive, le système $\{ \text{noyau d'or} + \text{particule } \checkmark \}$ est non lié.

$\text{MBED Word.Picture.8}$

II.C.5. MBED Equation.3 or MBED Equation.3 , de plus on peut exprimer le moment cinétique MBED Equation.3 en polaires dans le plan du mouvement soit MBED Equation.3 , donc MBED Equation.3

On en tire donc $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, $\frac{1}{2}mv^2$ est donc bien une constante du mouvement.

II.C.6. A l'instant initial, on a la particule $\checkmark$ très éloignée du noyau d'or, soit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ et $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, on calcule le moment cinétique : $L = m_0v_0b$, on en tire donc $L = m_0v_0b$.

A l'instant final, la particule $\checkmark$ est également très éloignée du noyau d'or mais elle a été déviée d'un angle θ soit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, et $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, on en tire donc la valeur de $\frac{1}{2}mv^2$ soit : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$. On a donc deux équations : sur x : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

(1)

sur y : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ (2)

On isole $\sin \theta$ côté gauche : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ (1)

$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ (2)

et on fait le rapport membre à membre (1)/(2) avec $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

On en tire le résultat du texte : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

II.C.7.a. $d_n = J.2\pi.b.db$: les particules passent dans un anneau de rayon b et d'épaisseur db.

II.C.7.b. On différencie le résultat de la question IIC6 pour obtenir db en fonction de d :

$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ soit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

Soit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$.

Le modèle vérifie bien la loi expérimentale.

II.C.7.d. La trajectoire est une branche d'hyperbole, la force est newtonienne répulsive. La distance minimale d'approche est $r_{min} = c + a$ avec c la demi distance focale et a telle que $E_{méca} = K/2a = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ ici. On a de plus $c^2 = a^2 + b^2$ soit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$. La distance minimale d'approche est obtenue pour $b = 0$.

$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2 = 4,2.10^{-14} \text{ m}$ ($E_{méca} = 5,3 \text{ MeV} = 8,48.10^{-13} \text{ J}$)

II.C.7.e. Plus la déviation est grande, plus le paramètre d'impact b est petit, plus la particule $\checkmark$ s'approche du noyau d'or. Si la loi de diffusion n'est plus valable pour des grands angles (ou des petits paramètres d'impact), donc pour des distances d'approche petites, cela signifie qu'il y a une autre interaction en prendre en compte, qui n'est plus négligeable pour r_m (0...(interaction forte...).

Pour $\theta = 150^\circ$ (angle "frontière"), on a $\frac{1}{2}mv^2 = 5,75.10^{-15} \text{ m}$, et $r_{m0} = 4,3.10^{-14} \text{ m}$.

II.C.7.f. On considère que l'ordre de grandeurs du noyau est de l'ordre du fermi soit 1.10^{-15} m . Il y a un facteur 40 entre r_{m0} et l'ordre de grandeur actuel pour le noyau. Le modèle pose problème pour les petites distances d'approche.

Partie III – Modèle semi-quantique de Bohr

III.A.1. Système {électron}, le référentiel est lié au noyau fixe, suppose galiléen. La seule interaction est la force électrostatique. On applique le Principe Fondamentale de la Dynamique $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$. La trajectoire est circulaire, on travaille en coordonnées polaires dans le plan de la trajectoire soit : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, comme la force est radiale, on en tire que la trajectoire est circulaire uniforme ($\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$), en en projection sur le vecteur radial : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

d'où $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ et $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$

III.A.2. La méthode est la même qu'à la question IIC2, on a donc $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$, et $E = E_C + E_P$.

Dans le cas de la trajectoire circulaire (uniforme) de rayon R : $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$.

III.A.3. On calcule le moment cinétique : $L = m_0v_0b$ donc $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$. On en sort $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$. Dans l'énergie mécanique $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ On a donc la formule demandée avec $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$.

III.A.4. $E_p - E_n = h\nu_{np} = h.c/\lambda_{np}$ on aura donc $1/\lambda_{np} = (E_p - E_n) / hc$

$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2$ On retrouve donc bien la loi de Balmer – Rydberg avec $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_0v_0^2 = 1,09.10^7 \text{ m}^{-1}$.

III.A.5. Si on voulait tenir compte de la mobilité du noyau, il faudrait revenir à l'étude de la particule

fictive dans le référentiel barycentrique (question II.A.), on remplace m par $m \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$. Comme la masse du proton est très grande devant celle de l'électron, on aura $\frac{m_p}{m_e} \approx 1836$. On aura une correction relative $\frac{\Delta m}{m} = -5.10^{-4}$ ce qui ne modifiera que le 4^e chiffre significatif. Ici, toutes les données sont à 3 chiffres, cette correction est donc inutile à la précision de l'énoncé.

III.A.6. le modèle de Bohr est dit semi quantique car les niveaux d'énergie sont quantifiés mais l'approche reste classique (l'électron est localisé)..

III.B.1. On a un diviseur de tension entre le filament et la grille (on néglige l'intensité du courant de l'électrode collectrice) soit $V_G = \frac{R_G}{R_G + R_F} V_0$. les résistances réglables servent à faire varier V_G de 0 à V_0 sans faire varier la résistance totale dans la branche du générateur de tension à vide V_0 . Il suffit d'utiliser un rhéostat pour avoir une résistance variable entre le filament et la grille, et une résistance totale constante.

III.B.2. On étudie comme système {un électron} dans le référentiel du laboratoire supposé galiléen. On suppose que la seule force exercée sur l'électron est la force électrostatique $F = eE$. Cette force dérive donc d'une énergie potentielle $E_P = -e.V$ (à une constante près que l'on choisit nulle).

On applique le théorème de l'énergie cinétique à l'électron entre le filament et la grille :

$$-e(V_G - V_F) = \frac{1}{2} m v_F^2 - \frac{1}{2} m v_F^2$$

On en tire donc : $v_F = \sqrt{\frac{2e(V_G - V_F)}{m}}$ et $v_F = 0$.

III.B.3. Avec le même raisonnement on en tire $v_F = \sqrt{\frac{2e(V_G - V_F)}{m}}$ la vitesse des électrons au niveau de l'électrode collectrice est donc légèrement inférieure à la vitesse au niveau de la grille. Le potentiel diminuant de la grille à l'électrode, si un électron est arrêté entre les deux, il ne pourra pas aller jusqu'à l'électrode.

III.B.4. L'ampèremètre mesure l'intensité du courant entre l'électrode et le filament, donc le flux d'électrons atteignant l'électrode. Cette électrode "collecte" les électrons initialement émis par le filament (ayant l'énergie nécessaire), d'où son nom.

III.B.5.a. Pour 0 (V_G (V_r on a une augmentation de l'intensité avec le potentiel électrique, ce qui est normal du fait que les électrons émis sont de plus en plus accélérés avec l'augmentation de V_G : leur vitesse augmente, donc le flux d'électrons atteignant l'électrode augmente.

b. Pour $V_G = V_r$ il y a un arrêt de l'accroissement de l'intensité, donc il y a des électrons émis par le filament qui n'atteignent plus l'électrode. La seule solution est qu'ils soient arrêtés dans l'espace entre la grille et le filament : ils ont donc subi une collision inélastique avec un atome constituant la vapeur du gaz dans l'ampoule : cette collision prélève à l'électron une énergie égale à $e.V_r$.

c. Dès que $V_G > V_r - \frac{h}{m\lambda}$, les électrons ont de nouveau l'énergie suffisante pour atteindre l'électrode collectrice, même après un choc inélastique (à noter que la courbe est "arrondie" du fait qu'expérimentalement les électrons ne sont pas émis avec une vitesse nulle, mais avec une vitesse moyenne nulle). Le phénomène se reproduit pour les multiples de V_r car les électrons peuvent subir plusieurs chocs inélastiques (la courbe ne revient jamais à $I = 0$, pour deux raisons : la distribution des vitesses des électrons à l'émission, et les probabilités de choc non égales à 1).

III.B.6. L'atome prend donc à l'électron l'énergie $W_r = e.V_r$.

III.B.7.a. Les atomes de mercure sont "excités" : leur nuage électronique n'est plus dans la configuration de plus basse énergie. (ils ne s'ionisent pas...l'énergie n'étant pas suffisante).

b. Cette expérience ne fait que confirmer qu'il existe au moins un niveau d'énergie quantifié dans le nuage électronique. Elle ne valide pas l'existence de niveaux d'énergie discontinus...

IV.A. L'atome de Bohr est constitué d'un électron tournant autour du proton, il s'agit donc d'un dipôle rayonnant. Celui-ci doit donc perdre son énergie mécanique par rayonnement ce qui a deux conséquences : tout d'abord une chute de l'électron sur le proton, donc une durée de vie finie pour l'atome d'hydrogène, et ensuite comme la fréquence de rotation de l'électron est une fonction du rayon de l'orbite, une variation continue de la fréquence du rayonnement émise par l'atome. Ces deux faits ne sont pas observés (heureusement pour le premier).

Le modèle de Bohr est donc faux, et l'électron ne doit pas être en mouvement dans le voisinage du

proton sous peine de perdre son énergie par rayonnement.

IV.B.1. L'énergie d'un photon est $E = h \cdot \nu$. $[h]$ s'exprime donc en J.s. ((aussi).

IV.B.2. On construit une action de dimensions énergie * temps caractéristique du système étudié. Ici on peut caractériser le système par une énergie cinétique (rotation d'une aiguille) * durée caractéristique (la seconde) : $\frac{1}{2} J \cdot \omega^2$ pour l'énergie cinétique de rotation d'une aiguille sur une montre : avec J de l'ordre de $m \cdot r^2$, avec $m \approx 1 \text{ g}$ et $r \approx 1 \text{ cm}$. soit $\frac{1}{2} \cdot 1 \cdot 10^{-7} \cdot (2\pi / 60)^2 \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ J}$ ce qui nous fait une action d'ordre de grandeur $10^{-10} \text{ J.s} \gg \hbar$. Les horlogers n'ont donc pas besoin de la mécanique quantique.

IV.B.3. L'action sera P / ν^2 soit $10^3 / (10^6)^2 \approx 10^{-9} \text{ J.s} \gg \hbar$. L'antenne de radio ne relève donc pas non plus de la mécanique quantique.

IV.B.4. Pour le circuit oscillant, on calcule une énergie stockée, par exemple dans la bobine :

$\frac{1}{2} L i^2 \approx 5 \cdot 10^{-11} \text{ J}$ et une fréquence caractéristique $\omega = 1 / \sqrt{LC}$, soit $f \approx 1,6 \cdot 10^6 \text{ Hz}$

Donc une action d'ordre de grandeur $\frac{1}{2} L i^2 / f \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ J.s} \gg \hbar$. Ce circuit ne relève pas de la mécanique quantique.

IV.B.5. On calcule une fréquence caractéristique $\omega = c / r = 3 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ et donc une action d'ordre de grandeur $E / \omega \approx 6 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ de l'ordre de grandeur de $\hbar$. L'étude de l'atome d'hydrogène relève donc de la mécanique quantique. Le modèle semi-quantique de Bohr n'est donc pas valable.

IV.B.6. L'électron est délocalisé : il est présent dans tout l'espace avec une fonction de probabilité dépendant de sa position (du coup, les barycentres $+$ et $-$ peuvent être confondus : il n'y a plus de rayonnement dans l'état stable).

IV.B.7. Selon le phénomène à expliquer et sa précision expérimentale, on choisit un modèle (complexe pour le décrire. Du point de vue historique, l'élaboration d'un modèle et son évolution caractérisent l'avancée des connaissances de l'époque.