

Première partie

Le haut-parleur électrodynamique

A Étude temporelle du fonctionnement

1. Le rôle du haut-parleur est de convertir un signal électrique en signal sonore.
2. (a) Question hors programme car fait intervenir le flux coupé! Le circuit est mobile et est placé dans une zone de champ magnétique. Il peut donc y avoir création d'une fem induite. Plus détaillé : le flux du champ magnétique à travers une surface fermée étant nul, le flux de \vec{B} à travers une spire dépend de son abscisse. Lorsque la bobine coulisse le long de l'axe Oz , le flux à travers la bobine dépend donc du temps, ce qui, d'après la loi de Faraday, est à l'origine de l'apparition d'une force électromotrice

$$e(t) = -\frac{d\Phi(t)}{dt}$$

- (b) La loi des mailles s'écrit, avec les conventions de signe de la figure 2 :

$$u(t) = Ri(t) + Li'(t) - e(t)$$

3. (a) Sur un élément de bobine $d\vec{\ell} = \ell\vec{u}_\theta$, la force de Laplace élémentaire est

$$df_L\vec{\ell} = i d\vec{\ell} \wedge \vec{B} = B d\ell i \vec{u}_\theta \wedge \vec{u}_r$$

$$df_L\vec{\ell} = -B d\ell i \vec{u}_z$$

- (b) Les forces qui s'exercent sur l'équipage mobile sont

— la force de Laplace

$$\vec{f}_L = \int_{\text{bobine}} df_L\vec{\ell} = -Bli\vec{u}_z$$

— la force de rappel élastique

$$\vec{f}_{el} = -kz\vec{u}_z$$

— la force exercée par l'air

$$\vec{f}_{air} = -\lambda\vec{v}$$

— la force de guidage et le poids qui se compensent.

- (c) Le théorème de la résultante cinétique s'écrit

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -Bli\vec{u}_z - kz\vec{u}_z - \lambda\vec{v}$$

On en déduit l'équation mécanique

$$mz''(t) + \lambda z'(t) + kz(t) = -Bli(t)$$

B Régime sinusoïdal forcé

1. En représentation complexe, les équations électrique et mécanique s'écrivent

$$\begin{cases} \underline{u}(t) = (R + jL\omega)\underline{i}(t) - B\ell\underline{v}(t) \\ \left(\lambda + j\left(m\omega - \frac{k}{\omega}\right)\right)\underline{v}(t) = -B\ell\underline{i}(t) \end{cases}$$

2. On élimine \underline{v} entre les deux équations précédentes; on obtient

$$\underline{u}(t) = (R + jL\omega)\underline{i}(t) + B\ell \frac{B\ell\underline{i}(t)}{\left(\lambda + j\left(m\omega - \frac{k}{\omega}\right)\right)}$$

On en déduit l'impédance :

$$\underline{Z}(\omega) = R + jL\omega + \frac{B^2\ell^2}{\left(\lambda + j\left(m\omega - \frac{k}{\omega}\right)\right)}$$

3. Les deux termes de l'impédance sont :

$$\begin{cases} \underline{Z}_e(\omega) = R + jL\omega \\ \underline{Z}_m(\omega) = \frac{B^2\ell^2}{\left(\lambda + j\left(m\omega - \frac{k}{\omega}\right)\right)} \end{cases}$$

4. L'admittance motionnelle est

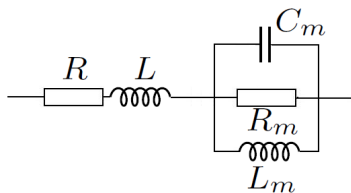
$$\begin{aligned} \underline{Y}_m &= \frac{\left(\lambda + j \left(m\omega - \frac{k}{\omega} \right) \right)}{B^2 \ell^2} \\ &= \frac{\lambda}{B^2 \ell^2} + j \frac{m\omega}{B^2 \ell^2} + \frac{k}{j\omega B^2 \ell^2} \end{aligned}$$

On identifie les coefficients :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_m = \frac{B^2 \ell^2}{\lambda} \\ C_m = \frac{1}{B^2 \ell^2} \\ L_m = \frac{m}{k} \end{array} \right.$$

Numériquement, on obtient $C_m = 2,5 \cdot 10^{-4}$ F, $L_m = 12,8$ mH et $R_m = 16 \Omega$.

4. Le schéma équivalent est le suivant



5. L'impédance est

$$\begin{aligned} \underline{Z}(\omega) &= R + jL\omega + \frac{1}{\underline{Y}_m} \\ &= R + jL\omega + \frac{1}{\frac{1}{R_m} + j \left(C_m\omega - \frac{1}{L_m\omega} \right)} \\ &= R + jL\omega + \frac{1}{\frac{1}{R_m} - j \left(C_m\omega - \frac{1}{L_m\omega} \right)} \\ &= R + jL\omega + \frac{1}{\frac{1}{R_m^2} + \left(C_m\omega - \frac{1}{L_m\omega} \right)^2} \end{aligned}$$

On en déduit

$$\begin{aligned} R_T &= Re(\underline{Z}) \\ &= R + \frac{1}{\frac{1}{R_m^2} + \left(C_m\omega - \frac{1}{L_m\omega} \right)^2} \\ &= R + \frac{R_m}{1 + R_m^2 \left(C_m\omega - \frac{1}{L_m\omega} \right)^2} \end{aligned}$$

6. La valeur maximale de R_T est $R_{Tmax} = R + R_m$; numériquement, on obtient $R_{Tmax} = 24 \Omega$ à l'aide de la figure 4. Comme $R_m = 16 \Omega$, on en déduit que $R = 8 \Omega$.

La figure montre que la pulsation de résonance est

$$\omega_0 = 560 \text{ rad.s}^{-1}$$

On en déduit

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = 89 \text{ Hz}$$

Analytiquement, la pulsation de résonance est

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}}$$

A partir des valeurs de L_m et C_m , on obtient

$$\omega_0 = 559 \text{ rad.s}^{-1}$$

Les résultats sont donc cohérents.

C Étude énergétique

1. En multipliant l'équation électrique par $i(t)$, on obtient

$$u(t)i(t) = Ri^2(t) + Li(t)i'(t) - e(t)i(t)$$

- le premier membre $u(t)i(t)$ représente la puissance fournie par le générateur extérieur ;
- le terme $Ri^2(t)$ représente la puissance dissipée par effet Joule $P_J(i(t))$;

- le terme $Li(t)i'(t) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} Li^2(t) \right)$ est la dérivée par rapport au temps de l'énergie magnétique $E_{magn} = \frac{1}{2} Li^2(t)$;
- le terme $-e(t)i(t) = -Blv(t)i(t) = \vec{f}_L \cdot \vec{v}$ est la puissance de la force de Laplace qui s'exerce sur la bobine $P_L(v(t))$.

On a donc bien

$$u(t)i(t) = \frac{dE_{magn}}{dt} + P_J(i(t)) + P_L(v(t)).$$

2. En multipliant scalairement l'équation mécanique par \vec{v} , on obtient

$$m \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = -Bliv - kzz - \lambda v^2$$

- le premier membre $m \vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} mv^2 \right)$ est la dérivée temporelle de l'énergie cinétique $E_c = \frac{1}{2} mv^2(t)$;
- le terme $-Bliv = \vec{f}_L \cdot \vec{v}$ est la puissance de la force de Laplace qui s'exerce sur la bobine $P_L(v(t))$;
- le terme $-kzz = -\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} kz^2 \right)$ est l'opposé de la dérivée temporelle de l'énergie potentielle élastique

$$E_{pe} = \frac{1}{2} kz^2$$

- le terme $-\lambda v^2$ est la puissance des efforts exercés par l'air sur l'équipage mobile; c'est l'opposé de la puissance $P_A = \lambda v^2$ fournie par l'équipage mobile à l'air environnant.

En ne conservant que P_L dans le second membre, on obtient

$$\frac{dE_c}{dt} + P_A + \frac{dE_{pe}}{dt} = P_L$$

3. En éliminant P_L entre les deux bilans précédents, on obtient

$$u(t)i(t) = \frac{dE_{magn}}{dt} + P_J + \frac{dE_c}{dt} + P_A + \frac{dE_{pe}}{dt}$$

soit, en introduisant la puissance mécanique de l'équipage mobile

$$E_M = E_c + E_{pe}$$

$$u(t)i(t) = \frac{dE_{magn}}{dt} + P_J + \frac{dE_M}{dt} + P_A$$

4. La puissance moyenne fournie par l'alimentation est

$$\langle u(t)i(t) \rangle = \left\langle \frac{dE_{magn}}{dt} \right\rangle + \langle P_J \rangle + \left\langle \frac{dE_M}{dt} \right\rangle + \langle P_A \rangle$$

En supposant que le régime est T -périodique, on a

$$\left\langle \frac{dE_{magn}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{dE_{magn}}{dt} dt = E_{magn}(t_0 + T) - E_{magn}(t_0) = 0$$

et, par le même raisonnement

$$\left\langle \frac{dE_M}{dt} \right\rangle = 0$$

tandis que

$$\langle P_J \rangle = \langle Ri^2 \rangle = R \langle i^2 \rangle$$

et

$$\langle P_A \rangle = \langle \lambda v^2 \rangle = \lambda \langle v^2 \rangle$$

On a donc

$$\langle u(t)i(t) \rangle = R \langle i^2 \rangle + \lambda \langle v^2 \rangle$$

La puissance utile est la puissance sonore; c'est la puissance qui est fournie à l'air environnant; elle a donc pour expression

$$\langle P_u \rangle = \lambda \langle v^2 \rangle$$

Le rendement est

$$\eta = \frac{\langle P_u \rangle}{\langle P_J \rangle + \langle P_u \rangle}$$

5. À partir du schéma de la figure 5, on peut écrire

$$\langle ui \rangle = R_T \langle i^2 \rangle + L_T \left\langle i \frac{di}{dt} \right\rangle$$

En remarquant que

$$\left\langle i \frac{di}{dt} \right\rangle = 0$$

il reste

$$\langle ui \rangle = R_T \langle i^2 \rangle$$

Par ailleurs

$$\langle ui \rangle = \langle P_J \rangle + \langle P_u \rangle = R \langle i^2 \rangle + \langle P_u \rangle$$

On en déduit que

$$\langle P_u \rangle = \langle ui \rangle - R \langle i^2 \rangle = (R_T - R) \langle i^2 \rangle$$

soit

$$\eta = \frac{(R_T - R) \langle i^2 \rangle}{R_T \langle i^2 \rangle} = \frac{R_T - R}{R_T}$$

6. La figure 4 montrait que, pour $\omega \rightarrow 0$ et pour $\omega \rightarrow +\infty$, $R_T \rightarrow 8 \Omega = R$; le rendement tend donc vers 0 dans ces deux cas limites.

A la résonance, le rendement est maximal lorsque R_T est maximale; on a donc

$$\eta_{max} = 1 - \frac{R}{R_{Tmax}} = 1 - \frac{8}{24} = 1 - \frac{1}{3} = 0,67$$

Cette valeur est en accord avec ce que l'on obtient graphiquement à partir de la figure 6.

7. L'utilisation du haut-parleur est énergétiquement intéressante dans entre 400 et 800 rad/s, soit entre 64 et 127 Hz, ce qui représente des sons très graves. L'oreille est sensible aux sons entre 20 Hz et 15000 Hz. Les sons musicaux ont des fondamentaux entre 30 Hz et 5000 Hz, les fréquences plus élevées participent à la définition du timbre des instruments.
8. Les enceintes acoustiques comportent plusieurs haut-parleurs, car un seul haut-parleur ne peut pas avoir un rendement satisfaisant sur l'ensemble du spectre. On envoie le plus souvent les sons graves (basses fréquences) sur un haut-parleur de grand diamètre, et les hautes fréquences sur un haut-parleur de petit diamètre. Certaines peuvent avoir un haut-parleur pour les fréquences intermédiaire (médium).

Deuxième partie

Radioactivité α

A Généralités

1. La particule α est constituée de **deux protons** et de **deux neutrons**. Elle est chargée (charge $2e$) donc **sensible aux champs électriques**.

Beaucoup de candidats ont confondu atome et noyau et ont mentionné des électrons. Il y aussi des confusions entre neutrons et nucléons. Il y a eu des écrits surprenants comme : « la particule alpha est constituée de 4 nucléons, dont 2 protons, 2 neutrons et 2 électrons ».

Pour beaucoup, seule la présence d'électrons engendre une sensibilité au champ électrique.

2. La conservation de la charge permet d'établir que le noyau fils possède $Z - 2$ **protons**.

Lavoisier (voire Le Châtelier! ...) a souvent été cité, ou bien la « loi de conservation des nucléons », ou la loi de conservation de la masse...

3. On applique la conservation de l'énergie mécanique à l'électron entre B et A . Son énergie potentielle a pour expression $E_p = -eV$ avec V le potentiel électrique. Par conséquent : $-eV_B = E_c(A) - eV_A$ d'où l'énergie cinétique acquise $E_c(A) = e(V_A - V_B) = eU_{AB}$. Il en résulte que

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

La valeur d'un électronvolt en Joule est bien connue, mais la démonstration a été rarement menée à son terme lorsqu'elle a été débütée.

4. On fait l'hypothèse la masse volumique uniforme :

$$\rho_0 = \frac{A \cdot m_{\text{nucléon}}}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

soit $R^3 = A \frac{3 \cdot m_{\text{nucléon}}}{4 \pi \rho_0}$. On a bien

$$R \propto A^{1/3}$$

Bien traitée

B Estimation de la probabilité de désintégration α

5. Le passage à travers la barrière coulombienne relève de l'**effet tunnel**. La largeur de la barrière à franchir doit être finie. Ce ne sera le cas que si $E_\alpha > 0$.

Si l'effet tunnel a été majoritairement cité, nous avons vu tous les effets du programme : l'effet de peau, l'effet hall...ou « hors-programme » : l'effet Compton,

l'effet onde-corpuscule (?), l'effet quantique (?), l'effet relativiste (?), ...

6. Le puits de potentiel est dû à une attraction entre nucléons, qui est de l'**interaction forte**. Cette interaction est très intense, mais de faible portée (de l'ordre de grandeur de 10^{-15} m. Elle permet la cohésion du noyau.

L'interaction forte n'est pas la plus connue des candidats. Pour cette question, nous avons pu voir citées les forces de Van der Waals, les forces de Keesom, les interactions dipôles-dipôles entre molécules...

7. À l'extérieur du puits, l'interaction forte est hors de portée; seule reste l'interaction électrostatique. La constante K est

$$K = \frac{2(Z-2)e^2}{4\pi\epsilon_0}$$

Beaucoup d'erreurs sans doute liées à la confusion entre potentiel électrostatique et énergie potentielle. Le calcul de la constante K n'a quasiment jamais été fait et très souvent de façon fautive pour ceux qui ont essayé.

8. (a) La valeur de V_2 est telle que

$$V_2 = \frac{K}{R_1}$$

AN : $V_2 = 31$ MeV

La valeur de R_2 est telle que

$$E_a = \frac{K}{R_2} \text{ soit } R_2 = \frac{K}{E_a}$$

AN : $R_2 = 44.10^{-15}$ m

L'épaisseur est $a = R_2 - R_1 \simeq 36.10^{-15}$ m; on pourrait être tenté de la qualifier d'épaisse car a est nettement supérieure à R_1 , mais la comparaison la plus pertinente serait de comparer a à la distance caractéristique d'atténuation de la fonction d'onde dans la barrière, caractéristique qui n'est pas disponible à ce stade du problème.

Applications numériques presque toujours fautes. Un manque de sens physique pour un certain nombre de réponses avec des valeurs de R_2 de l'ordre du mètre ou plus.

- (b) Numériquement, on obtient

$$P \simeq 10^{-29}$$

Application numérique presque toujours fautive. Beaucoup de candidats ont obtenu un coefficient de transmission proche de 1 sans indiquer que leur résultat était incohérent.

- (c) Lors d'un aller-retour, la distance parcourue est $2R_1$. L'énergie cinétique de la particule α vaut $E_c = E_\alpha + V_1$. La vitesse est $v = \sqrt{\frac{2(E_\alpha + V_1)}{m_\alpha}}$; la durée d'un aller-retour est $\Delta t = \frac{2R_1}{v} = \frac{1}{f}$, ce qui donne

$$f = \frac{1}{2R_1} \sqrt{\frac{2(E_\alpha + V_1)}{m_\alpha}}$$

AN : $f = 1, 8.10^{21}$

Les candidats ont souvent donné une expression sans aucune justification et majoritairement erronée. Beaucoup d'erreurs sur l'énergie cinétique.

- (d) La probabilité de sortir lors d'un aller-retour est

$$P = \lambda \times \frac{1}{f} \text{ donc } \lambda = Pf = 4, 9.10^{-8} \text{ s}^{-1}$$

Les candidats ont souvent donné une expression sans aucune justification. **Une analyse dimensionnelle ne constitue pas une démonstration.** Ce n'est qu'un outil prévisionnel (puissant, pratique mais avec des limites).

9. (a) Dans la région 1, l'équation de Schrödinger s'écrit

$$\phi''(r) + k_1^2 \phi(r) = 0 \text{ avec } k_1 = \sqrt{\frac{2m_\alpha(E_\alpha + V_1)}{\hbar^2}}$$

La solution générale est donc

$$\phi_1(r) = A \exp(jk_1 r) + B \exp(-jk_1 r)$$

Dans la région 2, l'équation de Schrödinger s'écrit

$$\phi''(r) - k_2^2 \phi(r) = 0 \text{ avec } k_2 = \sqrt{\frac{2m_\alpha(V_2 - E_\alpha)}{\hbar^2}}$$

La solution générale est donc

$$\phi_2(r) = C \exp(k_2 r) + D \exp(-k_2 r)$$

On parle d'onde évanescente.

Dans la région 3, l'équation de Schrödinger s'écrit

$$\phi''(r) + k_3^2 \phi(r) = 0 \text{ avec } k_3 = \sqrt{\frac{2m_\alpha E_\alpha}{\hbar^2}}$$

La solution générale est donc

$$\phi_3(r) = F \exp(jk_3 r) + G \exp(-jk_3 r)$$

Quasiment aucune démonstration pour montrer que les solutions proposées vérifiaient bien les équations. Par ailleurs, il y a eu de nombreux « bricolages ». La notion d'onde évanescente est assez connue. La représentation des fonctions d'onde a été rarement faite.

- (b) Le terme en $G \exp(-jk_3 r)$ représenterait une particule α se dirigeant vers le noyau, donc $G = 0$.

Plutôt bien réussie.

- (c) ϕ étant solution de l'équation de Schrödinger pour $r \in]0; +\infty[$, elle est continue et à dérivée première continue en tout point de $]0; +\infty[$, et en particulier pour $r = R_1$ et $r = R_2$. On obtient ainsi 4 équations

$$\begin{cases} A \exp(jk_1 R_1) + B \exp(-jk_1 R_1) = C \exp(k_2 R_1) + D \exp(-k_2 R_1) \\ jk_1 (A \exp(jk_1 R_1) - B \exp(-jk_1 R_1)) = k_2 (C \exp(k_2 R_1) - D \exp(-k_2 R_1)) \\ C \exp(k_2 R_2) + D \exp(-k_2 R_2) = F \exp(jk_3 R_2) \\ k_2 (C \exp(k_2 R_2) - D \exp(-k_2 R_2)) = jk_3 F \exp(jk_3 R_2) \end{cases}$$

- (d) $\vec{J}_1 = \frac{\hbar k_1}{m_\alpha} |A|^2 \vec{u}_r$ représente le courant de probabilité associé à l'onde incidente sur la barrière. Le courant de probabilité dans la région 3 est de même $\vec{J}_3 = \frac{\hbar k_3}{m_\alpha} |F|^2 \vec{u}_r$.

Le coefficient de transmission peut être défini par

$$P = \frac{\|\vec{J}_3\|}{\|\vec{J}_1\|} = \frac{k_3 |F|^2}{k_1 |A|^2}$$

- (e) L'épaisseur de la barrière est $a = R_2 - R_1 \simeq 36.10^{-15} \text{ m}$.

Numériquement, on obtient $k_2 a = 80,37$, ce qui permet de valider l'hypothèse de la barrière épaisse. La probabilité est alors

$$P = e^{-k_2 a} = 1.54.10^{-70}$$

Cette valeur est beaucoup plus faible que la précédente, car on a largement surestimé la hauteur de la barrière dans ce modèle brutal de profil de potentiel. C'est la valeur précédente qui est la plus pertinente.

Très peu de réponses correctes. La comparaison de la valeur de P avec la question 8.b) n'a quasiment jamais été faite et encore plus rarement correctement.

C Estimation de l'énergie cinétique de la particule α loin du noyau

10. La conservation de la quantité de mouvement s'écrit $\vec{p}_X = \vec{p}_Y + \vec{p}_\alpha$

Dans la figure 7, on suppose que le noyau père est au repos dans le référentiel du laboratoire. On doit donc avoir

$$\vec{p}_Y + \vec{p}_\alpha = \vec{0}$$

On retrouve bien les sens opposés mais pas l'égalité des normes. Les flèches noires doivent représenter les vitesses.

Si la relation de conservation du vecteur quantité de mouvement a été bien écrite, rarissimes ont été ceux qui ont justifié que les flèches noires représentent des vecteurs vitesses. Les candidats ont souvent oublié que le noyau père était au repos dans le référentiel d'étude et que sa quantité de mouvement était donc nulle.

11. La conservation de l'énergie s'écrit, en supposant que le noyau père est non excité et au repos :

$$m_X c^2 = m_Y c^2 + E_Y^* + E_{cY} + m_\alpha c^2 + E_\alpha^* + E_{c\alpha}$$

soit

$$Q_\alpha = E_Y^* + E_{cY} + E_\alpha^* + E_{c\alpha}$$

Q_α étant inférieur à l'énergie du premier niveau excité du noyau d'hélium, la particule α n'est pas excitée, donc $E_\alpha^* = 0$. La conservation de l'énergie se réduit donc à

$$Q_\alpha = E_Y^* + E_{cY} + E_{c\alpha}$$

Question globalement bien traitée même si peu nombreux sont les candidats qui ont compris que le noyau d'hélium 4 ne pouvait être excité.

12. La conservation de la quantité de mouvement conduit à

$$p_Y^2 = p_\alpha^2 \text{ donc } E_{cY} = \frac{m_\alpha}{m_Y} E_{c\alpha}$$

soit

$$Q_\alpha = E_Y^* + E_{c\alpha} \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y} \right)$$

et finalement

$$E_{c\alpha} = \frac{Q_\alpha - E_Y^*}{1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}}$$

L'énergie cinétique étant positive, il est donc nécessaire que $Q_\alpha > E_Y^*$ pour qu'il puisse y avoir désintégration.

Questions mal et peu traitées (cette question et les suivantes de la partie C).

13. Le rapport des masses est $\frac{m_\alpha}{m_Y} = \frac{4}{A-4}$; le résultat précédent devient

$$E_{c\alpha} = \frac{Q_\alpha - E_Y^*}{1 + \frac{4}{A-4}} = \frac{A-4}{A} (Q_\alpha - E_Y^*)$$

L'atome fils n'étant pas excité, l'énergie cinétique de la particule α est

$$E_{c\alpha} = \frac{A-4}{A} Q_\alpha$$

AN : $E_{c\alpha} = \frac{206}{210} 5,4 = 5,3 \text{ MeV}$

14. Pour un noyau père non pur, l'énergie disponible pour la particule α est inférieure à Q_α , puisqu'une partie de cette énergie est engagée dans l'excitation du noyau fils.

D Radioprotection associée à la radioactivité α

15. (a) Dans l'air, L est compris entre 2,6 cm et 8,6.

Dans l'eau, L est compris entre 26 μm et 86 μm . Les tissus vivants ont des propriétés proches de celles de l'eau. Les particules α sont donc très peu pénétrantes dans les tissus vivants.

- (b) ???

Manque de rédaction et d'argumentation. Les candidats avaient une formule, donc ils ont fait des applications numériques (parfois aberrantes) mais peu nombreux ceux qui ont commenté leur résultat. La composition en eau du corps humain était visiblement peu connue.

16. L'échelle des ordonnées est logarithmique. La loi horaire de N est donnée par

$$\ln(N(t)) = at + b \text{ soit } N(t) = N_0 e^{at}$$

Or, l'activité correspond au nombre de désintégrations par seconde donc $\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$, ce qui amène à une solution du type $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$, cohérente avec l'observation du graphe.

En $T = 300$ jours, N passe de $3,0 \cdot 10^{21}$ à $0,7 \cdot 10^{21}$. On a donc

$$e^{-\lambda T} = \frac{N(t+T)}{N(t)}$$

soit

$$\lambda = \frac{1}{T} \ln \left(\frac{N(t)}{N(t+T)} \right) = 4,9 \cdot 10^{-3} \text{ jour}^{-1} = 5,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}^{-1}$$

Le premier modèle donne la bonne puissance de 10.

On a initialement $N_0 = 3,0 \cdot 10^{21}$ noyaux radioactifs de polonium soit une masse initiale de noyaux radioactifs $m_\alpha : m_\alpha = N_0 * m_{\text{Po}} = 1,05 \text{ g}$.

Beaucoup de candidats n'ont pas vu que l'échelle était logarithmique et ont écrit : $N(t) = a.t + b$. Les valeurs incohérentes obtenues n'ont pas fait réagir...

17. La période radioactive est définie par

$$\exp(-\lambda T_{12}) = \frac{1}{2} \text{ soit } T_{12} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

En prenant l'estimation à partir de la question précédente, on obtient

$$T_{12} = 1,3 \cdot 10^7 \text{ s} = 1,4 \cdot 10^2 \text{ jours}$$

Au bout de 10 périodes, la population de noyaux a été multipliée par 2^{-10} , donc divisée par 1024. L'activité radioactive a été aussi divisée par 1024. Si l'échantillon était au départ très radioactif, ce n'est pas toujours suffisant.

Relation donnée sans justification.

18. — Les portées des particules α sont sensiblement les mêmes. Ce n'est donc pas cette caractéristique qui justifiera une différence entre l'uranium et le plutonium.
- Quelque soit l'isotope, l'uranium a une activité massique beaucoup plus faible que le plutonium. Cela va dans le sens de l'affirmation.
 - Cependant la période radioactive est beaucoup plus grande pour l'uranium que pour le plutonium (avec un rapport de 4 à 7). L'uranium restera donc une source radioactive sur des durées beaucoup plus longues que le plutonium.

Un mélange de remarques pertinentes et de « baratin », voire de propos confus. Les candidats n'ont pas vu qu'il était avant tout fondamental de préciser l'isotope auquel on se référait. Par contre, beaucoup ont comparé de manière correcte les activités massiques.

19. Le polonium 210 est encore plus radioactif que le plutonium. C'est un émetteur est peu détectable à grande distance comme on l'a vu. De plus sa faible période radioactive fait qu'il devient probablement très rapidement non décelable dans le corps par autopsie.

Souvent bien traitée.

20. L'émission thermique donnée dans la dernière colonne du tableau représente la puissance volumique apparaissant dans le bilan thermique du combustible. Ce terme est faible dans un combustible ne contenant que de l'uranium, mais devient plus important lorsque d'autres noyaux radioactifs sont créés au sein du matériau.

Question souvent survolée.