

ENAC – EPL (pilote) 2023 : Physique

Fichier docx réservé aux adhérents de l'UPS et leurs étudiants.

Remarques, erreurs, etc. : matthieu.queval@outlook.com

Partie 1 : Cinématique de la valve d'une roue de vélo

1. Par définition $\vec{v} = \frac{d\vec{OM}}{dt} = R[\omega - \omega \cos(\omega t)]\vec{e}_x + R[0 + \omega \sin(\omega t)]\vec{e}_y = R\omega[1 - \cos(\omega t)]\vec{e}_x + R\omega \sin(\omega t)\vec{e}_y$ **réponse A.**
2. Par définition d'une norme euclidienne :
 $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \sqrt{R^2\omega^2(1 - \cos(\omega t))^2 + R^2\omega^2 \sin^2(\omega t)} = R\omega\sqrt{1 - 2\cos(\omega t) + \cos^2(\omega t) + \sin^2(\omega t)}$
 $v = R\omega\sqrt{2 - 2\cos(\omega t)} = R\omega\sqrt{2}\sqrt{1 - \cos(\omega t)}$: **réponse B.**
3. En dérivant une seconde fois le vecteur position, on obtient : $\vec{a} = R\omega[0 + \omega \sin(\omega t)]\vec{e}_x + R\omega^2 \cos(\omega t)\vec{e}_y$: **réponse D.**
4. La norme de la vitesse s'annule lorsque $\cos(\omega t) = 1$ soit pour $t = n\frac{2\pi}{\omega}$ avec $n \in \mathbb{N}$: **réponse D** et l'on peut éliminer la proposition A ; la composante $a_y = R\omega^2 \cos(\omega t)$ s'annule pour $t = \frac{2k+1}{2}\frac{\pi}{\omega}$ avec $k \in \mathbb{N}$ tandis que $v_x = R\omega[1 - \cos(\omega t)]$ s'annule pour $t = n\frac{2\pi}{\omega}$ avec $n \in \mathbb{N}$: une annulation simultanée exigerait donc $2\pi n = \frac{2k+1}{2}\pi$ soit $4n = 2k + 1$ ce qui est impossible, on peut éliminer la proposition C ; avec un raisonnement similaire, on montre que les deux composantes de l'accélération ne peuvent pas s'annuler simultanément, on coche donc la **réponse B.**
5. À $t = 0$ la valve est en O (donc à la verticale de C) puisque $\vec{OM}(0) = R[0 - \sin(0)]\vec{e}_x + R[1 - 1]\vec{e}_y = \vec{0}$;
En $t = \frac{2\pi}{\omega}$ la valve est de nouveau à la verticale de C puisque $\vec{OM}\left(\frac{2\pi}{\omega}\right) = R[2\pi - 0]\vec{e}_x + 0\vec{e}_y = 2\pi R\vec{e}_x$;
 C et M ont donc avancé de la même distance selon l'axe (Ox) , à savoir $2\pi R$: **réponse B.**
6. En $t = \frac{2\pi}{\omega}$ la trajectoire de M présente un point anguleux, le cercle osculateur a donc nécessairement un rayon de courbure nul ; la seule équation vérifiant cette condition est la **réponse D** puisque $\rho\left(\frac{2\pi}{\omega}\right) = 2\sqrt{2}R[1 - 1]^{\frac{3}{2}} = 0$; cela dit, à l'ENAC, il n'est jamais trop prudent de vérifier par un calcul certes fastidieux mais facile :

$$\rho(t) = \left| \frac{(\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2)^{\frac{3}{2}}}{\dot{x}\ddot{y} - \dot{y}\ddot{x}} \right| = \left| \frac{v^3}{v_x a_y - v_y a_x} \right| = \left| \frac{R^3 \omega^3 2\sqrt{2}[1 - \cos(\omega t)]^{\frac{3}{2}}}{R\omega[1 - \cos(\omega t)]R\omega^2 \cos(\omega t) - R\omega \sin(\omega t)R\omega^2 \sin(\omega t)} \right| = \left| \frac{R^3 \omega^3 2\sqrt{2}[1 - \cos(\omega t)]^{\frac{3}{2}}}{R^2 \omega^3 [1 - \cos(\omega t)] \cos(\omega t) - R^2 \omega^3 \sin^2(\omega t)} \right|$$
$$\rho(t) = \left| \frac{R2\sqrt{2}[1 - \cos(\omega t)]^{\frac{3}{2}}}{\cos(\omega t) - \cos^2(\omega t) - \sin^2(\omega t)} \right| = \left| \frac{R2\sqrt{2}[1 - \cos(\omega t)]^{\frac{3}{2}}}{\cos(\omega t) - 1} \right| = 2R\sqrt{2}[1 - \cos(\omega t)]^{\frac{3}{2}-1} \text{ puisque } \cos(\omega t) - 1 \leq 0 ; \text{ ce qui correspond bien à la réponse D.}$$

Partie 2 : Réglage d'un appareil photographique

7. Pour des objets très éloignés, $\overline{OA} \rightarrow -\infty$ donc $\overline{OA'} \rightarrow f' = \frac{1}{V} = 0,10 \text{ m} = 10 \text{ cm}$: **réponse A.**
8. Cette fois-ci, la relation de conjugaison s'écrit (les grandeurs sont en cm) : $\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{-410} = \frac{1}{10}$ donc $\frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{10} - \frac{1}{410} = \frac{410-10}{4100}$
soit $\overline{OA'} = \frac{4100}{400} = \frac{41}{4} = 10,25 \text{ cm}$: il a fallu éloigner de $0,25 \text{ cm} = 2,5 \text{ mm}$ l'écran : **réponse B.**
9. Toujours avec des grandeurs en cm : $\frac{1}{10,5} - \frac{1}{-d_m} = \frac{1}{10}$ donc $\frac{1}{d_m} = \frac{1}{10} - \frac{1}{10,5} = \frac{10,5-10}{105}$ d'où $d_m = \frac{105}{0,5} = 210 \text{ cm}$: **réponse C.**
10. En utilisant le théorème de Thalès, on peut écrire $\frac{D_t}{D_o} = \frac{A_i A'_i}{O A'_i} = \frac{A_i A'_i}{\frac{1}{V} + e + A_i A'_i}$ soit $\frac{D_t}{D_o} \left(\frac{1}{V} + e \right) + \frac{D_t}{D_o} A_i A'_i = A_i A'_i$ pour trouver
finalement $\overline{A_i A'_i} = \frac{\frac{D_t(\frac{1}{V} + e)}{1 - \frac{D_t}{D_o}}}{\frac{D_t}{D_o} - D_t} = \frac{D_t(\frac{1}{V} + e)}{D_o - D_t}$: **réponse A.**
11. A'_o étant le point conjugué de A'_i , la relation de conjugaison donne $\frac{1}{O A'_i} - \frac{1}{-d'_m} = V$; en se souvenant de la première écriture du théorème de Thalès à la question précédente, on a $\frac{1}{d'_m} = V - \frac{D_t}{D_o A_i A'_i} = V - \frac{(D_o - D_t)}{D_o(\frac{1}{V} + e)} = \frac{D_o + eV D_o - D_o + D_t}{D_o(\frac{1}{V} + e)} = \frac{D_t + eV D_o}{D_o(\frac{1}{V} + e)}$: **réponse A.**
12. À D_t fixée, une augmentation de D_o entraîne un rapprochement de A'_i vers l'écran, d'après la relation de conjugaison, cela impose un éloignement de A'_o donc une augmentation de d'_m , ainsi d'_m serait une fonction croissante de D_o et on peut cocher la **réponse A.** On peut s'en convaincre en dérivant l'expression précédemment obtenue : $\frac{\partial d'_m}{\partial D_o} = \frac{(\frac{1}{V} + e)(D_t + eV D_o) - D_o(\frac{1}{V} + e)eV}{D_o^2(\frac{1}{V} + e)^2}$ dont le numérateur $\frac{D_t}{V} + eD_t + eD_o + e^2 V D_o - D_o e - D_o e^2 V = \frac{D_t}{V} + eD_t > 0$: la dérivée étant positive, d'_m est bien une fonction croissante de D_o .

Partie 3 : Décharge d'un condensateur dans un autres condensateur

13. La loi des mailles donne $E = u_0 + u_R$, or la loi d'Ohm s'écrit $u_R = Ri$, la relation charge-tension du condensateur $q_0 = C_0 u_0$ et puisque le courant i « arrive » sur la plaque q_0 on a $i = \frac{dq_0}{dt}$; on en déduit $E = \frac{q_0}{C_0} + Ri = \frac{q_0}{C_0} + R \frac{dq_0}{dt}$; en divisant par R cette équation on trouve la **réponse B**. Une solution particulière de cette équation est $q_{\text{part}} = C_0 E$ et la solution de l'équation homogène associée est de la forme $q_{\text{homo}} = A \exp\left(-\frac{t}{RC_0}\right)$ avec A une constante d'intégration qu'on trouve à l'aide de la condition $q_0(0) = C_0 E + A \exp(0) = 0$ soit $A = -C_0 E$ puis $q_0(t) = C_0 E \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC_0}\right)\right]$ **réponse D**.
14. La loi des mailles s'écrit cette fois-ci $u_R + u_0 = u_1$, en reprenant les précédentes relations et $q_1 = C_1 u_1$ on a alors l'équation différentielle $R \frac{dq_0}{dt} + \frac{q_0}{C_0} = \frac{q_1}{C_1}$; en remarquant que la charge gagnée par le condensateur C_1 est égale à celle perdue par le condensateur C_0 , on peut écrire $q_1(t) = q_0(0) - q_0(t)$ avec $q_0(0) = EC_0$ la charge du condensateur C_0 qu'il avait atteint une fois le régime permanent atteint (faire tendre $t \rightarrow +\infty$ dans l'expression de la question précédente ou remarquer qu'une fois le condensateur C_0 chargé l'intensité i est nulle donc la tension $u_0 = E$). On en déduit que $R \frac{dq_0}{dt} + \frac{q_0}{C_0} = \frac{EC_0}{C_1} - \frac{q_0}{C_1}$ qu'on peut récrire $R \frac{dq_0}{dt} + q_0 \left(\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_1}\right) = E \frac{C_0}{C_1}$ puis $\frac{dq_0}{dt} + q_0 \frac{C_0 + C_1}{RC_0 C_1} = \frac{E C_0}{R C_0 C_1}$: on identifie la **réponse D**.
15. De la même façon qu'à la question 13, on trouve une solution particulière $q_{\text{part}} = E \frac{C_0^2}{C_0 + C_1}$ et une solution de l'équation homogène $q_{\text{homo}} = A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$ avec $\tau = \frac{RC_0 C_1}{C_0 + C_1}$ dont on trouve la constante A à l'aide de la condition initiale, cette fois-ci $q_0(0) = C_0 E$, soit $C_0 E = E \frac{C_0^2}{C_0 + C_1} + A$ d'où $A = C_0 E \left(1 - \frac{C_0}{C_0 + C_1}\right) = C_0 E \frac{C_0 + C_1 - C_0}{C_0 + C_1} = C_0 E \frac{C_1}{C_0 + C_1}$: on obtient finalement une solution générale $q_0(t) = \frac{EC_0}{C_0 + C_1} \left[C_0 + C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]$: il s'agit de la **réponse C**.
16. Question 14, nous avons écrit $q_1(t) = q_0(0) - q_0(t)$: il suffit donc d'y remplacer $q_0(t)$ par l'expression que nous venons d'obtenir: $q_1(t) = C_0 E - \frac{EC_0}{C_0 + C_1} \left[C_0 + C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] = \frac{EC_0}{C_0 + C_1} \left[C_0 + C_1 - C_0 - C_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] = \frac{EC_0 C_1}{C_0 + C_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]$ avec la même valeur de τ que précédemment, il s'agit de la **réponse A**.
17. Quelle est cette durée t_b qui n'a été définie nulle part? On se doute qu'il s'agit de $\tau = \frac{RC_0 C_1}{C_0 + C_1}$ mais cette incertitude nous pousse à ne pas répondre à cette question par prudence.

L'énergie stockée par un condensateur s'écrivant $\varepsilon = \frac{1}{2} C u^2 = \frac{q^2}{2C}$ on a $r_\varepsilon = \frac{\frac{q_1^2}{2C_1}}{\left(\frac{q_0(0)^2}{2C_0}\right)} = \frac{C_0}{C_1} \left(\frac{q_1}{C_0 E}\right)^2$; puisque pour $t \rightarrow +\infty$ on

a $q_{1\infty} = \frac{EC_0 C_1}{C_0 + C_1}$ on trouve $r_\varepsilon = \frac{C_0}{C_1} \left(\frac{\frac{EC_0 C_1}{C_0 + C_1}}{EC_0}\right)^2 = \frac{C_0}{C_1} \left(\frac{C_1}{C_0 + C_1}\right)^2 = \frac{C_0 C_1}{(C_0 + C_1)^2}$: **réponse B**.

18. Puisque les condensateurs sont placés en parallèle, on remplace C_1 par nC_0 et le rapport devient $r_\varepsilon = \frac{nC_0^2}{((n+1)C_0)^2} = \frac{n}{(n+1)^2}$ qui correspond à la **réponse B**.

Partie 4 : Transformations thermodynamiques du diazote

19. Pour une transformation adiabatique réversible d'un gaz supposé parfait, on peut appliquer les lois de Laplace, ce qui nous donne ici $p_i V_i^\gamma = p_i (1 + \varepsilon) V'^\gamma$ soit $V' = \frac{V_i}{(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{\gamma}}} = V_i (1 + \varepsilon)^{-\frac{1}{\gamma}}$: **réponse A**; La seconde transformation étant isobare, on peut écrire $\frac{V'}{T'} = \frac{nR}{p_f} = \frac{V_f}{T_f} = \frac{V_f}{T_i}$; reste à trouver T' par une autre loi de Laplace: $p_i^{1-\gamma} T_i^\gamma = p_i^{1-\gamma} (1 + \varepsilon)^{1-\gamma} T'^\gamma$ soit $T' = \frac{T_i}{(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{\gamma}-1}}$ et finalement $V_f = V' \frac{T_i}{T'} = V_i (1 + \varepsilon)^{-\frac{1}{\gamma}} \times (1 + \varepsilon)^{\frac{1}{\gamma}-1} = \frac{V_i}{1 + \varepsilon}$: **réponse D**.
20. Nous avons déjà trouvé cette expression à la question précédente $T' = \frac{T_i}{(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{\gamma}-1}} = T_i (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}$: **réponse B**.
21. La première transformation étant adiabatique, on a simplement $W_{E_i E'} = \Delta U_{E_i E'} = nC_v (T' - T_i) = nC_v T_i \left(\frac{T'}{T_i} - 1\right)$; avec la relation de Mayer $C_p - C_v = R$ et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ on trouve $C_v = \frac{R}{\gamma - 1}$ donc $W_{E_i E'} = \frac{nRT_i}{\gamma - 1} \left(\frac{T'}{T_i} - 1\right) = \frac{p_i V_i}{\gamma - 1} \left((1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}} - 1\right)$: **réponse C**.
22. Par définition du travail des forces de pression, $W_{E' E_f} = \int -p_f dV = -p_f (V_f - V')$ puisque la transformation est isobare, ainsi $W_{E' E_f} = -p_f V_f \left(1 - \frac{V'}{V_f}\right) = -p_f V_f \left(1 - \frac{T'}{T_i}\right) = -p_i (1 + \varepsilon) \frac{V_i}{1 + \varepsilon} \left(1 - (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}\right) = -p_i V_i \left(1 - (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}\right)$: **réponse C**.
23. Puisque $T_f = T_i$, d'après la première loi de Joule (l'énergie interne d'un gaz parfait ne dépend que de sa température), on a nécessairement $\Delta U = 0$: **réponse A**; puisque la première transformation était adiabatique, on peut trouver Q à l'aide des travaux: $Q = -W_{E_i E'} - W_{E' E_f} = -\frac{p_i V_i}{\gamma - 1} \left((1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}} - 1\right) + p_i V_i \left(1 - (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}\right)$, calcul un peu fastidieux:
- $$Q = \frac{p_i V_i}{\gamma - 1} \left(-\left(1 + \varepsilon\right)^{1-\frac{1}{\gamma}} + 1 + \gamma - 1 - \gamma(1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}} + (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}\right) = p_i V_i \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(1 - (1 + \varepsilon)^{1-\frac{1}{\gamma}}\right)$$

Ce qui correspond à la **réponse C**.

24. Pour $\varepsilon \ll 1$, un développement limité à l'ordre 1 donne $(1 + \varepsilon)^{\frac{1}{\gamma}} \approx 1 + \varepsilon - \frac{\varepsilon}{\gamma}$, on en déduit que le travail cherché s'exprime $W = -Q \approx -p_i V_i \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(-\varepsilon + \frac{\varepsilon}{\gamma}\right) = -p_i V_i \varepsilon \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{-\gamma+1}{\gamma}\right) = p_i V_i \varepsilon$ soit les **réponses B et D**.

Partie 5 : Glissade d'un corpuscule sur un hémisphère

25. Dans la base polaire, le poids s'exprime $\vec{P} = \begin{pmatrix} -mg \sin \varphi \\ -mg \cos \varphi \end{pmatrix}$ et la réaction normale $\vec{R}_n = \begin{pmatrix} R_n \\ 0 \end{pmatrix}$, tandis que la vitesse s'exprime $\vec{v} = r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi$ et l'accélération $\vec{a} = r(\ddot{\varphi}\vec{e}_\varphi - \dot{\varphi}^2\vec{e}_\rho)$ soit $\vec{a} = \begin{pmatrix} -r\dot{\varphi}^2 \\ r\ddot{\varphi} \end{pmatrix}$; le PFD donne alors $\begin{cases} -mr\dot{\varphi}^2 = -mg \sin \varphi + R_n \\ mr\ddot{\varphi} = -mg \cos \varphi \end{cases}$ qui correspond à la **réponse A**.
26. Puisque $\vec{v} = r\dot{\varphi}\vec{e}_\varphi$, l'énergie cinétique s'écrit $\varepsilon_k = \frac{1}{2}m(r\dot{\varphi})^2$: **réponse B** ; puisque l'origine de l'énergie potentielle de pesanteur est prise à altitude nulle $y = 0$, on a $\varepsilon_p = mgy = mgr \sin \varphi$: **réponse C**.
27. Puisque la réaction normale ne travaille pas et que les frottements sont négligés, l'énergie mécanique se conserve et l'on peut écrire $\frac{1}{2}mv_0^2 + mgr = \frac{1}{2}mv^2 + mgr \sin \varphi$ soit $v_0^2 + 2gr = v^2 + 2gr \sin \varphi$ puis $v^2 = 2gr(1 - \sin \varphi) + v_0^2$ qui correspond à la **réponse B**.
28. La première équation du mouvement obtenue question 25 donne $R_n = mg \sin \varphi - mr\dot{\varphi}^2 = mg \sin \varphi - \frac{m}{r}v^2$, avec la vitesse trouvée précédemment : $R_n = mg \sin \varphi - \frac{m}{r}(2gr(1 - \sin \varphi) + v_0^2) = mg \sin \varphi - 2mg + 2mg \sin \varphi - \frac{mv_0^2}{r}$ qui correspond à la **réponse A**.
29. A quitte la piste lorsque $R_n = 0$, dans le cas où $v_0 = 0$ la relation s'écrit $0 = 3 \sin \varphi - 2$ soit $\sin \varphi = \frac{2}{3}$: **réponse C**.
30. Puisqu'il s'agit d'une chute libre sans frottement, l'accélération est $\vec{a} = \vec{g} = -g\vec{e}_y$ ce qui élimine la proposition C ; la vitesse à l'instant où le contact est rompu ayant une composante suivant $\vec{e}_x$ non nulle, on peut éliminer la proposition B ; les deux remarques précédentes permettent également d'éliminer la proposition A ; reste la dernière qui se trouve facilement avec la conservation de l'énergie mécanique $\frac{1}{2}mv_0^2 + mgr = \frac{1}{2}mv^2 + 0$ et dans le cas $v_0 = 0$ on a bien $v = \sqrt{2gr}$: **réponse D**.

Partie 6 : Électron accéléré et champ magnétostatique

31. Bien évidemment, on n'attend pas la question 35 pour négliger le poids de l'électron et puisque celui-ci se meut dans le vide, l'énergie mécanique se conserve, ainsi $\frac{1}{2}m_e 0^2 - e \times 0 = \frac{1}{2}m_e v^2 - eV_a$ d'où $v = \sqrt{\frac{2eV_a}{m_e}}$: **réponse B**.
32. $v \approx \sqrt{\frac{2 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \times 10^2}{9,10 \cdot 10^{-31}}} = \sqrt{\frac{3,2}{9}} 10^{14} \approx \frac{\sqrt{3}}{3} 10^7 \approx \frac{1,7}{3} \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \approx 6,10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$: **réponse C**.
33. $\lambda_{DB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} = \frac{h}{m_e \sqrt{\frac{2eV_a}{m_e}}} = \frac{h}{\sqrt{2em_e V_a}} \approx \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{2 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \times 9,10 \cdot 10^{-31} \times 100}} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{3,2 \times 9,10 \cdot 10^{-24}}} \approx \frac{2,2}{\sqrt{3,2}} \cdot 10^{-10} \text{ m}$: **réponses A et C**.
34. Une fois dans cette zone, l'électron subit la force de Lorentz $\vec{F} = -e\vec{v} \wedge \vec{B}$ qui est perpendiculaire à la vitesse, on peut donc éliminer la première proposition. Posons les axes Oy et Oz de façon à avoir $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ base directe et telle que $\vec{B} = B\vec{e}_z$; la force de Lorentz étant constamment perpendiculaire à $\vec{B}$, elle se trouve dans le plan xOy et la vitesse initiale étant également dans ce plan, le mouvement y restera ; le PFD s'écrit donc $m_e \begin{pmatrix} \ddot{x} \\ \ddot{y} \\ 0 \end{pmatrix} = -e \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ 0 \end{pmatrix} \wedge \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix} = -e \begin{pmatrix} B\dot{y} \\ -B\dot{x} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -eB\dot{y} \\ +eB\dot{x} \\ 0 \end{pmatrix}$ dont on tire les équations du mouvement $\begin{cases} \ddot{x} = -\frac{eB}{m_e}\dot{y} \\ \ddot{y} = \frac{eB}{m_e}\dot{x} \end{cases}$; notons x_0 et y_0 les coordonnées initiales de l'électron, et souvenons-nous que la vitesse initiale est telle que $\begin{cases} \dot{x}(0) = v \\ \dot{y}(0) = 0 \end{cases}$:
- en intégrant la première équation on trouve $\dot{x} - v = -\frac{eB}{m_e}(y - y_0)$, on l'insère alors dans la seconde pour trouver que $\ddot{y} = \frac{eB}{m_e}\left(v - \frac{eB}{m_e}y + \frac{eB}{m_e}y_0\right)$ soit $\ddot{y} + \omega_c^2 y = \omega_c v + \omega_c^2 y_0$ avec $\omega_c = \frac{eB}{m_e}$ la pulsation cyclotron ;
 - en intégrant la deuxième équation on trouve $\dot{y} - 0 = \frac{eB}{m_e}(x - x_0)$, on l'insère alors dans la première pour trouver que $\ddot{x} = -\omega_c^2(x - x_0)$ soit $\ddot{x} + \omega_c^2 x = \omega_c^2 x_0$;
 - en posant $X = x - x_0$ et $Y = y - y_0$, ces deux équations d'oscillateur harmonique se simplifient respectivement en $\ddot{Y} + \omega_c^2 Y = \omega_c v$ et $\ddot{X} + \omega_c^2 X = 0$ dont les solutions sont de la forme $A \cos(\omega_c t) + B \sin(\omega_c t) + C$ où C est la solution particulière de l'équation et A, B deux constantes ; les conditions initiales donnent pour Y puis X :
 - $Y(0) = y_0 - y_0 = 0$ donc $A + \frac{v}{\omega_c} = 0$ et $\dot{Y}(0) = \dot{y}(0) = 0$ donc $B = 0$, ainsi $Y = \frac{v}{\omega_c}(1 - \cos(\omega_c t))$
 - $X(0) = x_0 - x_0 = 0$ donc $A = 0$ et $\dot{X}(0) = \dot{x}(0) = v$ donc $B = \frac{v}{\omega_c}$, ainsi $X = \frac{v}{\omega_c} \sin(\omega_c t)$

La trajectoire de l'électron est donc circulaire puisque $(x - x_0)^2 + \left(y - y_0 - \frac{v}{\omega_c}\right)^2 = \frac{v^2}{\omega_c^2}$ de rayon $R = \frac{v}{\omega_c} = \frac{m_e v}{eB} = \frac{\sqrt{2em_e V_a}}{eB}$: **réponse D.**

35. Remarque : c'est seulement en lisant la question suivante qu'on comprend que l'électron a été dévié par un champ magnétique dans une zone limitée de l'espace, assez petite, pour dévier sa trajectoire.

La force de Lorentz étant perpendiculaire à la vitesse, elle ne travaille pas, les autres actions étant négligées, on en déduit que l'énergie cinétique de l'électron se conserve, donc la norme de sa vitesse aussi : **réponse A** ; puisque plus aucune action n'est considérée sur l'électron, on peut dire qu'il a un mouvement rectiligne (et uniforme) en vertu du principe d'inertie : **réponse D.**

36. Remarquons que $\theta_m = \frac{e}{\sqrt{2em_e V_a}} BL^\alpha = \frac{\omega_c}{v} L^\alpha$ donc, puisqu'un angle n'a pas de dimension physique, on a donc $\alpha = 1$: **réponse C.**