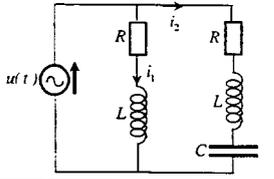


Corrigé PT (Session 2017)

| | Problème 1 | 40pt |
|-----|--|----------------|
| 1 | Symétrie $\vec{B}(M, t) = B(r, t)\vec{u}_z$; $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = h(B_{int} - B_{ext}) = \mu_0 n i h$ $\vec{B}_{int} = \mu_0 n i \vec{u}_z$ | 2x0,5 1 |
| 2.a | $u_m = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{N}{l}\right)^2 i^2$ | 1 |
| 2.b | 1 ^{ère} méthode : $U_m = \iiint \frac{B^2}{2\mu_0} d\tau = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 N^2 \pi a^2}{l} i^2 = \frac{1}{2} L i^2 \Rightarrow L = \mu_0 \frac{N^2 \pi a^2}{l}$ | 1,5 |
| | 2 ^{ème} méthode : $\Phi_p = N\vec{B} \cdot (\pi a^2)\vec{u}_z = N\mu_0 \left(\frac{N}{l}\right) i \pi a^2 = L i \Rightarrow L = \mu_0 \frac{N^2 \pi a^2}{l}$ | 1,5 |
| 3.a | $\Phi_1 = L_1 i_1 + M i_2$ $\Phi_2 = L_2 i_2 + M i_1$ | 2x0,5 |
| 3.b | $e_1 = -\frac{d\Phi_1}{dt} = -L_1 \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt}$ | 0,5 |
| | $e_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -L_2 \frac{di_2}{dt} - M \frac{di_1}{dt}$ | 0,5 |
| 4.a | $e = -e_1 - e_2 = (L_1 + L_2 + 2M) \frac{di}{dt} \Rightarrow L_e = L_1 + L_2 + 2M$ | 2x1 |
| 4.b | $e = -e_1 = -e_2 \Rightarrow L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} = L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} \Rightarrow \frac{di_2}{dt} = \frac{L_1 - M}{L_2 - M} \frac{di_1}{dt}$ | 0,5 |
| | $e = \left(L_1 + M \frac{L_1 - M}{L_2 - M}\right) \frac{di_1}{dt} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_2 - M} \frac{di_1}{dt}$ | 0,5 |
| | $e = \left(L_2 + M \frac{L_2 - M}{L_1 - M}\right) \frac{di_2}{dt} = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 - M} \frac{di_2}{dt}$ | 0,5 |
| | $\frac{di}{dt} = \frac{di_1}{dt} + \frac{di_2}{dt} = \left(\frac{L_2 - M}{L_1 L_2 - M^2} + \frac{L_1 - M}{L_1 L_2 - M^2}\right) e = \frac{L_1 + L_2 - 2M}{L_1 L_2 - M^2} e$ $e = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 - 2M} \frac{di}{dt} \Rightarrow L_e = \frac{L_1 L_2 - M^2}{L_1 + L_2 - 2M}$ | 1 |
| 4.c | $M = 0$; | 0,5 |
| | disposition série : $L_e = L_1 + L_2$ | 0,5 |
| | disposition parallèle : $L_e = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$ | 0,5 |
| | Relations similaires au cas de l'association des résistances | 0,5 |
| 5.a |  | 2 |
| 5.b | $\underline{u}(t) = [R + jL\omega_0] \underline{i}_1 \Rightarrow \underline{i}_1 = \frac{\underline{u}(t)}{R + jL\omega_0} \Rightarrow I_1 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega_0^2}}$ et $\tan \varphi_1 = \frac{L\omega_0}{R}$ | 1+2x0,5 |
| 5.c | $\underline{u}(t) = \left[R + j\left(L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)\right] \underline{i}_2 \Rightarrow \underline{i}_2 = \frac{\underline{u}(t)}{R + j\left(L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)}$ | 1 |
| | $\Rightarrow I_2 = U_0 / \sqrt{R^2 + \left(L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)^2}$ et $\tan \varphi_2 = \frac{L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}}{R}$ | 2x0,5 |
| 5.d | On pourra obtenir $I_1 = I_2$ à condition que $L\omega_0 = -\left(L\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)$ donc $2L\omega_0 = \frac{1}{C\omega_0}$ | 1 |
| 5.e | De plus $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow \tan \varphi_1 \cdot \tan \varphi_2 = -1 \Rightarrow L\omega_0 = R$ d'où $C = \frac{1}{2R\omega_0}$ | 1 |
| | $I_1 = I_2 = \frac{U_0}{R\sqrt{2}}$ | 0,5 |
| | $\varphi_1 = \frac{\pi}{4}$; $\varphi_2 = -\frac{\pi}{4}$ | 0,5 |

| | | |
|------|---|------------|
| 5.f | Le système (S_1) engendre le champ $\vec{B}_1(t) = \beta i_1(t)\vec{u}_x = \beta \frac{U_0}{R\sqrt{2}} \cos\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_x$ Le système (S_2) engendre le champ $\vec{B}_2(t) = \beta i_2(t)\vec{u}_y = \beta \frac{U_0}{R\sqrt{2}} \cos\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_y$ alors $\vec{B} = \beta \frac{U_0}{R\sqrt{2}} \left[\cos\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_x + \cos\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_y \right]$ $\vec{B} = \frac{\beta U_0}{R\sqrt{2}} \left[\sin\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_x + \cos\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_y \right]$ et $B_0 = \frac{\beta U_0}{R\sqrt{2}}$ | 1 1 |
| 5.g | $\vec{B} = B_0 \left[\sin\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_x + \cos\left(\omega_0 t + \frac{\pi}{4}\right)\vec{u}_y \right]$: l'extrémité de \vec{B} décrit la trajectoire d'un cercle de rayon B_0 et le champ \vec{B} tourne à la vitesse angulaire ω_0 autour de Oz . | 0,5 0,5 |
| 6.a | $\alpha(t) = (\omega_0 - \omega)t + \alpha_0$ $\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B} = m B_0 \sin[(\omega_0 - \omega)t + \alpha_0]\vec{u}_z$ | 1 1 |
| 6.b | $\langle \vec{\Gamma}(t) \rangle \neq 0$ seulement si $\omega = \omega_0$ alors $\langle \vec{\Gamma}(t) \rangle = m B_0 \sin(\alpha_0)\vec{u}_z$ Le moteur ne peut tourner qu'à la vitesse angulaire ω_0 de l'induit appelée vitesse de synchronisation, d'où l'appellation de moteur synchrone. | 1 1 |
| 7 | $\vec{B} = \mu_0 \left(\frac{N_1}{l}\right) i \vec{u}_z = \mu_0 \left(\frac{N_1}{l}\right) \frac{V_1}{r} \vec{u}_z$ | 1 |
| 8 | $\Phi = N_2 B S = \mu_0 \frac{N_1 N_2}{l} S \frac{V_1}{r}$ | 1 |
| 9 | $e = -\frac{d\Phi}{dt} = V_2 = -\mu_0 \frac{N_1 N_2}{rl} S \frac{dV_1}{dt}$ | 1 |
| 10 | V_2 est proportionnelle à la dérivée de V_1 ; ce comportement dérivateur du circuit peut être vérifié expérimentalement en alimentant le circuit à l'aide d'un signal triangulaire, alors on récupère à la sortie un signal carré. | 1 1 |
| 11.a | $\underline{V}_s = \frac{Z_c}{R+Z_c} \underline{V}_2 = \frac{1}{1+jRC\omega} \underline{V}_2$ alors $\underline{V}_s = \frac{1}{1+j\frac{\omega}{\omega_0}} \underline{V}_2$ avec $\omega_0 = \frac{1}{RC}$ | 2x1 |
| 11.b | Lorsque $\omega \gg \omega_0$ $\underline{V}_s \approx \frac{\omega_0}{j\omega} \underline{V}_2 = \omega_0 \int \underline{V}_2 dt$: sortie est proportionnelle à l'intégrale de \underline{V}_2 $\underline{V}_s \approx \omega_0 \int -\frac{d\Phi}{dt} dt = -\omega_0 \Phi + C^{te}$ | 1 1 |
| 11.c | La tension de sortie \underline{V}_s est l'image du flux magnétique. Ce circuit « qualifié de fluxmètre » permet alors de mesurer le flux magnétique. | 1 |

| Problème 2 | | 60pt |
|------------|---|--------|
| 1 | $\text{div } \vec{E} = 0$; $\text{div } \vec{B} = 0$; $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$; $\text{rot } \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ | 2 |
| 2 | $\text{rot}(\text{rot } \vec{E}) = \text{grad}(\text{div } \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\text{rot } \vec{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ d'où $\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$ | 1 |
| 3 | $\Delta \vec{E} = -k_1^2 \vec{E}$ alors $k_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$; on retient $k_1 = \frac{\omega}{c}$ | 1 |
| 4.a | $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = i\vec{k}_2 \wedge \vec{E} = i\omega \vec{B}$ alors $\vec{B} = \frac{\vec{k}_2 \wedge \vec{E}}{\omega} = \frac{k_2}{\omega} E_{0t} e^{-i(\omega t - k_2 x)} \vec{u}_z$ | 1 |
| 4.b | $M_{ion} \gg m_{électron}$: le courant dû aux ions est donc négligeable devant celui dû aux électrons | 1 |
| 4.c | $\text{div } \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = ik_2 \vec{u}_x \cdot \vec{E} = 0 \Rightarrow \rho = 0$ la charge volumique est alors nulle. | 1 |
| 4.d | $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \wedge \vec{B}$ $\frac{\ \vec{F}_m\ }{\ \vec{F}_e\ } \leq \frac{vB}{E} = \frac{v}{v_\phi} \leq \frac{v}{c} \ll 1$: on peut donc négliger la force magnétique \vec{F}_m devant celle électrique. | 1 1 |
| 4.e | $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \Rightarrow -im\omega \vec{v} = -e\vec{E} \Rightarrow \vec{v} = -i \frac{e}{m\omega} \vec{E}$ | 1 |

| | | |
|-----|---|---------------------|
| 4.f | $\vec{j} = n_0(-e)\vec{v} = i \frac{n_0 e^2}{m\omega} \vec{E} = \underline{\gamma} \vec{E} \Rightarrow \underline{\gamma} = i \frac{n_0 e^2}{m\omega}$ | 1 |
| 4.g | $\underline{\gamma}$ imaginaire pure $\Rightarrow \vec{j}$ et \vec{E} sont en quadrature de phase : $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = 0$: en moyenne il n'y a pas dissipation d'énergie dans le milieu donc pas d'atténuation au cours de la propagation. | 3x0,5 |
| 5.a | $\text{div} \vec{E} = 0$; $\text{div} \vec{B} = 0$; $\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$; $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\underline{\gamma} \vec{E} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$ $\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) = -\Delta \vec{E} = -\mu_0 \underline{\gamma} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \Rightarrow \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \underline{\gamma} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$ | 0,5 1 |
| 5.b | $k_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \mu_0 \underline{\gamma}(-i\omega) = \frac{\omega^2}{c^2} - \mu_0 \frac{n_0 e^2}{m} = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{c^2} \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \Rightarrow k_2^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}$ avec $\omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m}$ | 1,5 |
| 5.c | Seulement lorsque $\omega > \omega_p$; $k_2^2 > 0$ alors k_2 est réel et il y aura propagation Le plasma se comporte alors comme un filtre passe haut de pulsation de coupure $\omega_c = \omega_p$. | 0,5 0,5 |
| 5.d | Pour $\omega > \omega_p$; $k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$ décrit une OPPM dans un milieu transparent qui reste dispersif. | 1 |
| 5.e | $v_\phi = \frac{\omega}{k_2} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}$; $v_g = \frac{d\omega}{dk_2} = \frac{c^2}{\omega} k_2 = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$ | 2x0,5 |
| 5.f | v_ϕ dépend de $\omega \Rightarrow$ le plasma est alors dispersif. Lorsque $\omega \gg \omega_p \Rightarrow v_\phi \approx c$: le plasma se comportera alors comme du vide. | 0,5 0,5 |
| 5.g | $k_2^2 < 0 \Rightarrow k_2 = i\rho$ où $\rho = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}$ | 1 |
| 5.h | $\vec{E}(x, t) = \underline{E}_0 t e^{-\rho x} e^{-i\omega t} \vec{u}_y$ structure d'une onde évanescence | 2x0,5 |
| 6.a | $\vec{E}(x, t) = \underline{E}_0 t e^{-n'' \frac{\omega}{c} x} e^{-i(\omega t - n' \frac{\omega}{c} x)} \vec{u}_y$ | 1 |
| 6.b | $v_\phi = \frac{\omega}{n' \frac{\omega}{c}} = \frac{c}{n'}$ | 0,5 |
| 6.c | L'existence d'une partie imaginaire de l'indice complexe est liée à l'atténuation de l'onde par le facteur $e^{-n'' \frac{\omega}{c} x}$. | 1 |
| 6.d | Dans le cas de notre modèle plasma il y aura deux cas : <ul style="list-style-type: none"> Pour $\omega > \omega_p$; $n' = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$; $n'' = 0$: propagation sans atténuation. Pour $\omega < \omega_p$; $n'' = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}$; $n' = 0$: onde évanescence. La partie réelle n' de l'indice n est pas toujours supérieur à 1 comme en optique. | 0,5 0,5 0,5 |
| 7 | $\vec{E}_i = \underline{E}_0 e^{-i(\omega t - k_1 x)} \vec{u}_y$; $\vec{B}_i = \frac{E_0}{c} e^{-i(\omega t - k_1 x)} \vec{u}_z$ $\vec{E}_r = \underline{r} E_0 e^{-i(\omega t + k_1 x)} \vec{u}_y$; $\vec{B}_r = -\frac{r E_0}{c} e^{-i(\omega t + k_1 x)} \vec{u}_z$ $\vec{E}_t = \underline{t} E_0 e^{-i(\omega t - k_2 x)} \vec{u}_y$; $\vec{B}_t = \frac{k_2}{\omega} \underline{t} E_0 e^{-i(\omega t - k_2 x)} \vec{u}_z$ | 1 1 1 |
| 8 | Continuité du champ électrique en $x = 0$: $1 + \underline{r} = \underline{t}$ Continuité du champ magnétique en $x = 0$: $1 - \underline{r} = \frac{ck_2}{\omega} \underline{t} = \frac{k_2}{k_1} \underline{t}$ $\underline{t} = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}$; $\underline{r} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}$ | 0,5 0,5 2x0,5 |
| 9 | $R = \frac{\ \langle \vec{\pi}_r \rangle\ }{\ \langle \vec{\pi}_i \rangle\ } = \underline{r} ^2$ et $T = \frac{\ \langle \vec{\pi}_t \rangle\ }{\ \langle \vec{\pi}_i \rangle\ } = \frac{R \text{é}(k_2)}{k_1} \underline{t} ^2$ | 2x1 |

| | | |
|------|---|--------------------------------------|
| 10 | <p>Cas où $\omega > \omega_p$; $k_1 = \frac{\omega}{c}$; $k_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$: les deux vecteurs d'onde sont réels</p> <p>$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}\right)^2$; $T = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}$</p> <p>On vérifie que $R + T = 1$ qui n'est autre que la conservation de l'énergie à l'interface $x = 0$</p> | <p>2x0,5</p> <p>2x0,5</p> <p>0,5</p> |
| 11 | <p>Cas où $\omega < \omega_p$; $k_1 = \frac{\omega}{c}$; $k_2 = i\rho$</p> <p>$\underline{r} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} = \frac{k_1 - i\rho}{k_1 + i\rho}$; $R = \underline{r} ^2 = 1$ alors $T = 0$: toute l'énergie est de retour dans le milieu 1.</p> | <p>2x0,5</p> <p>2x0,5</p> |
| 12 | <p>$\psi(x, t) = \varphi(x) e^{-i\frac{E}{\hbar}t} \Rightarrow E\varphi(x) = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} \Rightarrow \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} + k_1^2\varphi(x) = 0$</p> | 1 |
| 13 | <p>$\varphi(x) = A e^{ik_1x} + B e^{-ik_1x}$</p> | 1 |
| 14 | <p>$\psi(x, t) = A e^{-i(\omega t - k_1 x)} + B e^{-i(\omega t + k_1 x)}$:</p> <p>se présente sous la forme d'une superposition de deux OPPM se propageant en sens inverse</p> | <p>1</p> <p>0,5</p> |
| 15 | <p>$E = \hbar\omega = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} \Rightarrow \omega = \frac{\hbar k_1^2}{2m}$</p> <p>$v_\varphi = \frac{\omega}{k_1} = \frac{\hbar k_1}{2m} = \frac{v}{2}$ et $v_g = \frac{d\omega}{dk_1} = \frac{\hbar k_1}{m} = v$</p> | <p>0,5</p> <p>2x0,5</p> |
| 16.a | <p>Dans la région I : $\frac{d^2\varphi_1(x)}{dx^2} + k_1^2\varphi_1(x) = 0$ avec $k_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$ dont la solution est de la forme $\varphi_1(x) = A e^{ik_1x} + \underline{r} A e^{-ik_1x}$ où \underline{r} est le coefficient de réflexion pour l'amplitude en $x = 0$.</p> | 1,5 |
| 16.b | <p>Dans la région II : $\frac{d^2\varphi_2(x)}{dx^2} + k_2^2\varphi_2(x) = 0$ avec $k_2 = \frac{\sqrt{2m(E - V_0)}}{\hbar}$ dont la solution est de la forme $\varphi_2(x) = \underline{t} A e^{ik_2x}$ en l'absence de particule venant du côté $x > 0$, et où \underline{t} est le coefficient de transmission en amplitude en $x = 0$.</p> | 1,5 |
| 16.c | <p>La continuité de la fonction d'onde en $x = 0$ impose : $\varphi_1(x = 0) = \varphi_2(x = 0) \Rightarrow 1 + \underline{r} = \underline{t}$</p> <p>La continuité de la dérivée de la fonction d'onde en $x = 0$ impose :</p> <p>$\frac{d\varphi_1}{dx}_{x=0} = \frac{d\varphi_2}{dx}_{x=0} \Rightarrow 1 - \underline{r} = \frac{k_2}{k_1} \underline{t}$</p> | <p>1</p> <p>1</p> |
| 16.d | <p>$\underline{r} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}$ et $\underline{t} = \frac{2k_1}{k_1 + k_2}$</p> | 2x0,5 |
| 16.e | <p>k_1 et k_2 sont réels et positifs avec $k_1 > k_2$: les ondes réfléchiée et transmise sont en phase avec l'onde incidente.</p> | 1 |
| 16.f | <p>$R = \frac{\ \underline{J}_r\ }{\ \underline{J}_i\ } = \frac{ \psi_r ^2}{ \psi_i ^2} = \underline{r} ^2 = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}\right)^2$ et $T = \frac{\ \underline{J}_t\ }{\ \underline{J}_i\ } = \frac{k_2}{k_1} \underline{t} ^2 = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}$</p> | 2x1 |
| 16.g | <p>On vérifie que $R + T = 1$ qui traduit la conservation du nombre de particules à l'interface.</p> | 1 |
| 16.h | <p>Cette situation est analogue à l'interface vide-plasma lorsque $\omega > \omega_p$, l'énergie électromagnétique est en partie réfléchiée et transmise.</p> | 1 |
| 17.a | <p>Pour $x < 0$: on maintient $\varphi_1(x) = A e^{ik_1x} + \underline{r} A e^{-ik_1x}$</p> <p>alors pour $x > 0$: $\frac{d^2\varphi_2(x)}{dx^2} + \underline{k}_2^2\varphi_2(x) = 0$ avec $\underline{k}_2 = i\rho$ où $\rho = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}$</p> <p>d'où $\varphi_2(x) = \underline{t} A e^{-\rho x}$; \underline{k}_2 est imaginaire pur, alors $\underline{r} = \frac{k_1 - i\rho}{k_1 + i\rho}$</p> | <p>1</p> <p>1</p> |
| 17.b | <p>$R = \underline{r} ^2 = 1$: la particule est alors réfléchiée par la marche de potentiel.</p> | 1 |
| 17.c | <p>Cette situation est analogue à l'interface vide-plasma lorsque $\omega < \omega_p$, l'énergie électromagnétique est renvoyée vers le milieu de propagation initial</p> | 1 |
| 17.d | <p>$\frac{dP}{dx} = \psi_t ^2 = A^2 \underline{t} ^2 e^{-2\rho x}$ densité linéique de probabilité qui décroît avec une profondeur caractéristique de pénétration : $\delta = \frac{1}{2\rho} = \frac{\hbar}{2\sqrt{2m(V_0 - E)}}$</p> | 2x1 |
| 17.e | <p>L'onde évanescente pénétrera d'avantage dans la région II lorsque l'énergie E de la particule est proche du potentiel V_0 de la marche.</p> | 1 |