

Epreuve de Physique

Corrigé T 2020

Partie 1 :

1	$\gamma \rightarrow \infty$; $J = \gamma E$ alors $E = 0$ et $B = 0$.	1 1
2	Quand l'onde incidente arrive sur le conducteur, elle met en mouvement les charges à l'interface et crée donc un courant surfacique $\vec{J}_s$ (source). Ce courant est l'origine de l'onde rayonnée selon les $z < 0$.	1
3	$\vec{B}_{inc} = \frac{E_0}{c} e^{i(\omega t - kz)} \vec{e}_y$. $\vec{E}_i + \vec{E}_r _{z=0} = \vec{0} \Rightarrow E_{0r} = -E_0 ; \vec{E}_r = -E_0 e^{i(\omega t + kz)} \vec{e}_x$. $\vec{B}_r = \frac{E_0}{c} e^{i(\omega t + kz)} \vec{e}_y$.	1 1 1
4	$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_i + \vec{E}_r = E_0 (\cos(\omega t - kz) - \cos(\omega t + kz)) \vec{e}_x = 2E_0 \sin \omega t \sin kz \vec{e}_x$ $\vec{B}(z, t) = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{E_0}{c} (\cos(\omega t - kz) + \cos(\omega t + kz)) \vec{e}_y = 2 \frac{E_0}{c} \cos \omega t \cos kz \vec{e}_y$ Onde stationnaire.	1 1 1
5	$\sigma = 0$ $\vec{0} - 2 \frac{E_0}{c} \cos \omega t \vec{e}_y = \mu_0 \vec{J}_s \wedge \vec{e}_z \Rightarrow \vec{J}_s = 2 \frac{E_0}{\mu_0 c} \cos \omega t \vec{e}_x$	0,5 1
6.1	L'onde va exercer une force sur le plan, on a pris uniquement $\vec{B}_{inc}$ dans le calcul de la force de Laplace induite et pas $\vec{B}_r$, car $\vec{J}_s$ n'est pas en effet soumise à $\vec{B}_r$, puisque c'est le courant qui crée le champ.	1
6.2	$d\vec{F}_L = 2 \frac{E_0}{\mu_0 c} \cos \omega t \vec{e}_x \wedge \frac{E_0}{c} \cos \omega t \vec{e}_y dS = \frac{2}{\mu_0} \left(\frac{E_0}{c} \right)^2 (\cos \omega t)^2 \vec{e}_z dS$ $\langle \ d\vec{F}_L\ \rangle = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_0}{c} \right)^2 dS$ $\beta = \frac{\langle \ d\vec{F}_L\ \rangle}{dS} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_0}{c} \right)^2$ pression de radiation	1 1
7.1	$\vec{p} = \frac{h\nu}{c} \vec{e}_z$	1,5
7.2	$\Delta \vec{p} = \vec{p} - \vec{p}' = 2 \frac{h\nu}{c} \vec{e}_z$	1
7.3	$\Gamma = nc dt dS$ et $\delta^2 \vec{p} = 2h\nu n dt dS \vec{e}_z$	2 1
7.4	$\delta \vec{F} = 2h\nu n. dS \vec{e}_z$	1
7.5	$\beta' = 2h\nu n$; on a $h\nu n$: densité d'énergie incidente par unité de volume. Le facteur 2 c'est pour la densité totale (incidente et réfléchie) ainsi $\beta' = \mu_{ém}$ Or $\beta = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_0}{c} \right)^2 = \epsilon_0 E_0^2 = \mu_{ém}$ conclusion : $\beta' = \beta$	1 2
8	Force de gravitation : $f = G \frac{m_s M}{d^2}$, $f = \beta \Sigma_m \Rightarrow \Sigma_m = G \frac{m_s M}{d^2 \epsilon_0 E_0^2}$ $\ \langle \vec{\Pi} \rangle_i \ = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{\mu_0 c} = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$ $\frac{P_s}{4\pi d^2} = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$; $\epsilon_0 E_0^2 = \frac{P_s}{2\pi d^2 c} \Rightarrow \Sigma_m = G \frac{m_s M}{d^2 \epsilon_0 E_0^2} = G \frac{m_s M 2\pi c}{P_s}$; AN: $\Sigma_m \approx 0,6 \text{ km}^2$	3
9.1	$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{m}{\tau} \vec{v} - e\vec{E} \Rightarrow i\omega m \vec{v} = -\frac{m}{\tau} \vec{v} - e\vec{E} \Rightarrow \vec{v} = -\frac{e\tau}{m(1+i\omega\tau)} \vec{E}$	1,5
9.2	$\vec{j} = -Ne\vec{v} = \frac{Ne^2\tau}{m(1+i\omega\tau)} \vec{E} = \gamma \vec{E} \Rightarrow \gamma = \frac{Ne^2\tau}{m(1+i\omega\tau)}$	2

	et $\gamma_0 = \frac{Ne^2\tau}{m}$: la conductivité statique	0,5
9.3	$M.G. \operatorname{div} \vec{E} = 0 ; M.flux \operatorname{div} \vec{B} = 0 ; M.F. \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; M.A. \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	2
9.4	$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$	2,5
9.5	$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} f(z) - \mu_0 i \omega \gamma f'(z) = 0 \Rightarrow \frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - i \frac{\gamma}{\omega \epsilon_0}\right) f(z) = 0$ $\frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 f(z) = 0$	2,5
9.6	Eq. caractéristique donne $r = \mp i n \frac{\omega}{c} \Rightarrow f(z) = A e^{i \frac{\omega}{c} (n' - i n'') z} + B e^{-i \frac{\omega}{c} (n' - i n'') z}$ L'OEM se propage vers les z croissants $\Rightarrow A = 0$ $\Rightarrow f(z) = B e^{-i \frac{\omega}{c} (n' - i n'') z}$	2,5
9.7	$\vec{E} = E_0 e^{-\frac{\omega}{c} n'' z} \exp i(\omega t - \frac{\omega}{c} n' z) \vec{u}_x$	1,5
9.8	n'' est lié au phénomène d'absorption	1
9.9	Le milieu est dispersif $v_\phi = \frac{c}{n'}$; v_ϕ dépend de ω (n' en dépend) donc	0,5 1,5
9.10	$\operatorname{rot} \vec{E} = -i \omega \vec{B} \Rightarrow \vec{B} = \frac{E_0}{c} (n' - i n'') e^{-\frac{\omega}{c} n'' z} \exp i(\omega t - \frac{\omega}{c} n' z) \vec{u}_y$ et $\langle \vec{R} \rangle = \frac{n' E_0^2 e^{-2 \frac{\omega}{c} n'' z}}{2 c \mu_0} \vec{u}_z$	1 2
9.11	$P(z) = \iint_S \frac{E_0^2 e^{-2 \frac{\omega}{c} n'' z}}{2 c \mu_0} dx dy = \frac{S E_0^2}{2 c \mu_0} e^{-2 \frac{\omega}{c} n'' z} = P_0 e^{-\alpha z}$ Avec $\alpha = 2 \frac{\omega}{c} n''$: coefficient d'absorption	2 1

Partie 2 :

1.1	$t' = t + \frac{x(t)}{c}$; $t' + T = t + T_0 + \frac{x(t+T_0)}{c}$ $T = T_0 + \frac{x(t+T_0) - x(t)}{c} = T_0 + \frac{V_x}{c} T_0 = \left(1 + \frac{V_x}{c}\right) T_0$	0,5 0,5 1
1.2	$v = v_0 \left(1 + \frac{V_x}{c}\right)^{-1} \approx v_0 \left(1 - \frac{V_x}{c}\right)$	2
1.3.a	$v_1 = v_0 \left(1 - \frac{u}{c}\right)$ et $v_2 = v_0 \left(1 + \frac{u}{c}\right)$	2x1,5
1.3.b	$\Delta v_{Doppler} = v_2 - v_1 = \frac{2u}{c} v_0$ $\Delta v_{Doppler} = 3,66 \cdot 10^8 \text{ Hz}$ $\Delta v_{Doppler} \ll v_0$	1 1 1
2.1	$v = v_0 \left(1 - \frac{V_x}{c}\right)$ alors $V_x = c \frac{v_0 - v}{v_0}$ et $dV_x = -\frac{c}{v_0} dv$	2+1
2.2	$dI_s = \alpha dN = -\alpha \frac{c}{v_0} N \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \exp\left[-\frac{M V_x^2}{2RT}\right] dv$ $V_x^2 = c^2 \left(\frac{v - v_0}{v_0}\right)^2$ alors $dI_s = -\alpha \frac{c}{v_0} N \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \exp\left[-\frac{M c^2}{2RT} \left(\frac{v - v_0}{v_0}\right)^2\right] dv$	1 1+1
2.3	$f(v) = \frac{dI_s}{dv} = -\alpha \frac{c}{v_0} N \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \exp\left[-\left(\frac{v - v_0}{\Delta v}\right)^2\right]$ et on pose donc : $\beta = -\alpha \frac{c}{v_0} N \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}$ et $\Delta v = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M}}$	1 1+1
2.4	$\Delta v_{(T_1)} = 5,27 \cdot 10^8 \text{ Hz}$	1

	$\Delta\nu_{(T_2)} = 7,45 \cdot 10^8 \text{ Hz}$ $\Delta\nu \ll \nu_0$: la lumière n'est émise qu'autour de ν_0 . L'élargissement est plus intense pour les températures les plus élevées.	1 1
3.1		3
3.2	Oui. Ces deux rayons sont obtenus par division d'amplitude d'un rayon primaire sont synchrones et cohérents et peuvent donc interférer.	1 2
3.3	$\delta(M) = IJK - IH = 2x \cos i$ $I(M) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi\nu}{c} x \cos i \right) \right]$	2 1
3.4	On peut diaphragmer la source et construire ensuite l'image du diaphragme par l'association de la lentille accolée au miroir plan au même plan que l'objet, alors le diaphragme se trouve au foyer objet de la lentille (L_0) : méthode d'auto collimation.	2
3.5.a	$I(F') = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi\nu}{c} x \right) \right]$	2
3.5.b	$x(t) = V_m t$ alors $I(F') = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi\nu V_m}{c} t \right) \right]$	2
4.1	$dI(F') = f(\nu) d\nu \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi x}{c} \nu \right) \right] = \beta \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2 \right] \left[1 + \cos \left(\frac{4\pi x}{c} \nu \right) \right] d\nu$	2
4.2	$I(F') = \int dI(F') = \beta \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2 \right] d\nu + \beta \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu} \right)^2 \right] \cos \left(\frac{4\pi x}{c} \nu \right) d\nu$ En posant $z = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}$ alors $\nu = \nu_0 + z \cdot \Delta\nu$ et $d\nu = \Delta\nu \cdot dz$; $\gamma = \frac{4\pi x}{c} \Delta\nu$ $I(F') = \beta \sqrt{\pi} \Delta\nu \left\{ 1 + \exp \left[- \frac{4\pi^2 (\Delta\nu)^2 x^2}{c^2} \right] \cos \left(\frac{4\pi x}{c} \nu_0 \right) \right\}$ On doit donc poser : $L_c = \frac{c}{\pi \Delta\nu}$	3 1
4.3	$x = V_m t$ et $X = V_t t \Rightarrow x = \frac{V_m}{V_t} X$ $Y(X) = Y_0 \left[1 + e^{-\left(\frac{2V_m X}{L_c V_t} \right)^2} \cos \left(2\pi \frac{X}{X_0} \right) \right]$ On doit donc poser : $\Delta X = \frac{V_t}{2V_m} L_c$ et $X_0 = \frac{V_t}{2V_m} \frac{c}{\nu_0}$	1 1 2
4.4	Le trace 1 correspond à $T_1 = 1000 \text{ K}$ alors que le tracé 2 correspond à $T_2 = 2000 \text{ K}$ Le contraste s'affaiblit en dessous de 0,5 $\Rightarrow e^{-\left(\frac{X}{\Delta X} \right)^2} = \frac{1}{2} \Rightarrow X = \Delta X \sqrt{\ln(2)}$ On relève sur le tracé 1 : $X_1 = 66 \text{ mm} \Rightarrow \Delta X_1 = 79,3 \text{ mm} \text{ et } L_{c(T_1)} = \frac{2V_m}{V_t} \Delta X_1 = 9,5 \text{ mm} \text{ et } \Delta\nu_{(T_1)} = \frac{c}{\pi L_{c1}} = 10^{10} \text{ Hz}$ On relève sur le tracé 2 : $X_2 = 22 \text{ mm} \Rightarrow \Delta X_2 = 26,4 \text{ mm} \text{ et } L_{c(T_2)} = \frac{2V_m}{V_t} \Delta X_2 = 3,1 \text{ mm} \text{ et } \Delta\nu_{(T_2)} = \frac{c}{\pi L_{c2}} = 3 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$	1 1 1