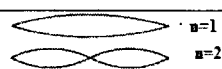
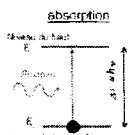
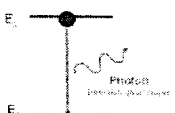
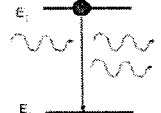
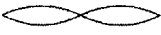


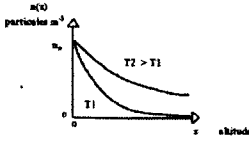
PC

Corrigé

A-Corde vibrante		20 pts
1. $dm \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} \vec{e}_y = \vec{T}(x,t) + \vec{T}(x+dx,t)$; $dm = \mu \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2} = \mu dx (1 + \frac{(dy)^2}{(dx)^2})^{1/2} \approx \mu dx$ au 1 ^{er} ordre $\mu dx \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} \vec{e}_y = -T(x,t) \cos \alpha(x,t) \vec{e}_x - T(x,t) \sin \alpha(x,t) \vec{e}_y + T(x+dx,t) \cos \alpha(x+dx,t) \vec{e}_x + T(x+dx,t) \sin \alpha(x+dx,t) \vec{e}_y$ Au 1 ^{er} ordre $\cos \alpha \approx 1$ et $\sin \alpha \approx \alpha$ $-T(x,t) + T(x+dx,t) = 0$ donc T est constante et $T(x,t) = T(x+dx,t) = T_0$ $\mu dx \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = T_0 (\alpha(x+dx,t) - \alpha(x,t)) = T_0 \frac{\partial \alpha}{\partial x} dx = T_0 \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} dx$ $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{T_0/\mu} \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = 0$ avec $c^2 = T_0/\mu$	3	1
2. homogénéité de l'équation (1) $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2}$ a la dimension de $1/L$ et $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2}$ a la dimension de L/T^2 donc $\frac{1}{T_0/\mu}$ a la dimension de T^2/L^2 et c a la dimension de L/T $c = \sqrt{T_0/\mu} = 14,14 ms^{-1}$		
3. 1. C'est une onde dont les fronts d'onde sont des plans, tous perpendiculaires à la direction de propagation.	1	1
3.2. $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = -\omega^2 A \cos(\omega t - kx)$ et $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} = -k^2 A \cos(\omega t - kx)$ (1) $-k^2 A \cos(\omega t - kx) - \frac{1}{c^2} (-\omega^2 A \cos(\omega t - kx)) = 0$ que si $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$ $k = \frac{\omega}{c}$ $v_\phi = \frac{\omega}{k}$	2	2
4.1. $\mu dx \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial \alpha}{\partial x} dx - \Gamma \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} dx$ $\mu \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} - \Gamma \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t}$ $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{T_0/\mu} \frac{\partial^2 \psi(x,t)}{\partial t^2} = \beta \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t}$	1	1
4.2. $(-ik)^2 \underline{\psi} - \frac{1}{c^2} (i\omega)^2 \underline{\psi} = i\beta \omega \underline{\psi}$ $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - i\beta \omega$	1.5	1.5
5.1. $\underline{\psi}(x,t) = A e^{i(\omega t - (k_1 - i k_2)x)} = A e^{-k_2 x} e^{i(\omega t - k_1 x)}$ avec $\delta = 1/k_2$	1	1
5.2. $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (1 - i \frac{\beta c^2}{\omega})$ $k \approx \frac{\omega}{c} (1 - i \frac{\beta c^2}{2\omega}) = \frac{\omega}{c} - i \frac{\beta c}{2}$ donc $k_1 = \frac{\omega}{c}$ et $k_2 = \frac{\beta c}{2}$	1.5	1.5
5.3. $v_\phi = \frac{\omega}{k_1} = c$ et $v_g = v_\phi$ Le milieu n'est pas dispersif mais il est absorbant	1.5	1.5
6. 1. $\psi_i + \psi_r = 0$ en $x=0$ et en $x=L$ $A e^{i(\omega t)} + A_r e^{i(\omega t)} = 0 \forall t$ donc $A + A_r = 0$ $A_r = -A$	1	1
6. 2. $\psi_{tot} = A e^{i(\omega t - kx)} - A e^{i(\omega t + kx)} = 2A \sin(kx) \cos(\omega t)$	1	1
6. 3. $\psi_{tot} = f(x)g(t)$ il y'a déformation sans propagation	0.5	0.5
7. $\psi_{tot} = 0$ en $x=L$ $2A \sin(kL) = 0$ donc $kL = n\pi$ $\frac{\omega}{c} L = n\pi$ $2\pi f_n = n\pi c/L$ $f_n = \frac{nc}{2L}$	1	1
8. 	1	1
8.1. Un son « aigu » a une fréquence importante par contre le son « grave » a une fréquence plus faible. $f_{violent} > f_{contre\ basse}$ $f_{violent} = \frac{c}{2L_{violent}} > f_{contre\ basse} = \frac{c}{2L_{contre\ basse}}$ $L_{contre\ basse} > L_{violent}$	1	1
9.2. $f_1 = \frac{c}{2L} = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T_0}{\mu}}$ $T_0 = 4\mu L^2 (f_1)^2$ A.N: $T_0 = 34,6N$	1	1
B- Ondes électromagnétiques et conducteurs		22 pts
10.1. $div \vec{E} = 0, div \vec{B} = 0, \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	1	1
10.2. $\ \vec{J}\ \gg \epsilon_0 \left\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right\ , \text{rot} \text{rot} \vec{E} = \text{rot}(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t})$ $grad div \vec{E} - \Delta \vec{E} = -\mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ $\Delta \vec{E} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$ (3)	2	2
11.1. $\Delta \vec{E} = \alpha^2 \vec{E}$ et $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega \vec{E}$ $\alpha^2 = -i\omega \mu_0 \gamma = (\frac{1-i}{2})^2 \omega \mu_0 \gamma$ donc $\alpha = \mp (1-i) \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \gamma}{2}}$ $\alpha = \mp \frac{(1-i)}{\delta}$	2	2
11.2. le métal occupe l'espace $x > 0$ donc $\alpha = -\frac{(1-i)}{\delta}$ $\vec{E} = E_0 e^{\frac{-x}{\delta}} e^{i(\frac{x}{\delta} - \omega t)}$ $\vec{e}_y = A(x) e^{i(\frac{x}{\delta} - \omega t)} \vec{e}_y$ $v_\phi = \omega \delta$	1,5	1,5
11.3. $\delta = 8.3\mu m <$ épaisseur Une feuille d'aluminium d'épaisseur 500 μm empêche l'écoute d'une onde radio	1.5	1.5

12.1.	$\vec{\pi} = \frac{E}{\mu_0} \frac{\vec{k}}{c} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \frac{\vec{k}}{k} \quad I = \ \langle \vec{\pi} \rangle\ = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} = \frac{\langle P \rangle}{\pi r^2} = 1132,3 \text{ W m}^{-2}$	1,5
12.2.	$I = \frac{\langle P \rangle}{\pi r^2} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \quad E_0 = \sqrt{2\mu_0 c \frac{\langle P \rangle}{\pi r^2}} = 924 \text{ V/m} \quad \text{et } B_0 = \frac{E_0}{c} = 3.1 \cdot 10^{-6} \text{ Tesla}$	1
12.3.	$\langle P \rangle = nh\nu = nh \frac{c}{\lambda} \quad n = 6.410^{15} \text{ photons/s}$	1
13.1.	$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta E / K_B T} \sim 10^{-40} \ll 1$ uniquement le niveau fondamental est peuplé	1.5
13.2.	Entre les deux niveaux d'énergie E_1 et E_2, trois phénomènes peuvent se présenter: - émission spontanée : un atome au niveau énergétique supérieur E_2 passe spontanément au niveau plus bas E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ - absorption : quand des photons de fréquence ν et d'énergie ΔE sont présents dans le milieu, l'atome situé au niveau bas E_1 absorbe un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ et passe au niveau plus élevé E_2. - émission stimulée: lorsque un atome au niveau supérieur E_2, rencontre un photon $h\nu = E_2 - E_1$, celui-ci le stimule et le conduit à redescendre au niveau E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Le photon incident et le photon émis sont cohérent et de même polarisation absorption  émission spontanée  émission stimulée 	2
14.1.	$\Delta \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$	1
14.2.	$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} E_0 e^{i\omega t} - \epsilon_0 \mu_0 (i\omega)^2 E_0 f(z) e^{i\omega t} = 0 \quad \frac{d^2 f(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} f(z) = 0$ donc $f(z) = A \sin \frac{\omega}{c} z + B \cos \frac{\omega}{c} z$ $\vec{E}(z=0 \text{ et } z=L) = E_0 f(z) e^{i\omega t} \vec{e}_y = \vec{0}$ donc $B=0 \quad f(z) = A \sin \frac{\omega}{c} z$	1,5
14.3.	$f(z) = A \sin \frac{\omega}{c} z \quad f(L) = 0 \quad \frac{\omega}{c} L = n\pi \quad f_n = \frac{nc}{2L} \quad L = \frac{n\lambda}{2}$	1
14.4.	les pertes par effet joule	0.5
15.1.	$k_1 > 0$ et $\alpha < 0$ où $\alpha > 0$	1
15.2.	$\vec{E} = E_0 \vec{e}_y e^{-\frac{\alpha}{2} x} e^{i(\omega t - k_1 x)} \quad I \propto e^{-\alpha x}$ $G = \frac{I(d)}{I(0)} = e^{-\alpha d} > 1$ et $\alpha < 0$	2
C- Fonction d'onde associée à une particule		10 pts
16.1.	$p = \frac{h}{\lambda}$	0.5
16.2.	$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{h^2 (2\pi)^2}{2m\lambda^2} = \frac{h^2 k^2}{2m}$	0.5
16.3.	$E = \hbar\omega = \frac{h^2 k^2}{2m} \quad \omega = \frac{\hbar k^2}{2m} \quad \omega = f(k)$ n'est pas linéaire le milieu est donc dispersif	1,5
17.1.	$\psi(x, t) = f(x)g(t)$	0.5
17.2.	$\varphi(x=0 \text{ et } x=L) = 0$	0.5
17.3.	$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = E \varphi(x) \quad \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \varphi(x) = 0$	1
17.4.	$\varphi(x) = A \sin(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x) + B \cos(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x) \quad \varphi(x=0) = 0$ donc $B=0$ $\varphi(x) = A \sin(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x)$ et $\int_0^L \psi(x, t) ^2 dx = 1 \quad A^2 \int_0^L \sin^2(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} x) dx = 1 \quad A^2 \frac{L}{2} = 1$	2
17.5.	$\varphi(x=L) = A \sin(\frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L) = 0 \quad \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} L = n\pi \quad E = \frac{(n\pi\hbar)^2}{2mL^2} \quad p = \hbar k = \hbar \frac{n\pi}{L}$	1.5
17.6.	La quantification est due aux conditions aux limites	0.5
17.7.	$\Delta E = [(n+1)^2 - (n)^2] \frac{(\pi\hbar)^2}{2mL^2} = [2n+1] \frac{(\pi\hbar)^2}{2mL^2}$	0.5
17.8.	 $n=1$  $n=2$	1

Problème N°2:
Etude des phénomènes de transport

A/ Etude préliminaire		3 pts
1/ $\vec{j} = \gamma \vec{E} = -\gamma \text{grad} V, \vec{j} = -D \text{grad} n, \vec{j} = -\lambda \text{grad} T$		1
2/ Le signe - traduit l'irréversibilité. Le transport s'effectue vers les zones où le grad est faible		0,5
3/ $D \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}, \lambda \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \quad \gamma \quad \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$		1.5
B/ Modèle de l'atmosphère isotherme		5 pts
4/ $P(z)S - P(z+dz)S = \rho S dz g \quad \frac{dP}{dz} = -\rho g = -\frac{m}{V} g = -\frac{nM}{V} g = -\frac{P}{RT} Mg \quad \ln P = -\frac{Mgz}{RT} + c$ $p(z) = p(z=0)e^{-\frac{Mgz}{RT}}$		2
5/ $PV = \frac{m}{M} RT = \frac{Nm_A}{NA m_A} N_A k_B T \quad P = nk_B T \quad n(z) = n(z=0)e^{-\frac{Mgz}{RT}}$ $M = N_A m \quad n(z) = n(z=0)e^{-\frac{m g z}{k_B T}}$		2
6/		0,5
7/ $\vec{j} = -D \text{grad} n = D \frac{m a g}{k_B T} n(z) \vec{e}_z$		0,5
C/Transferts thermiques		16 pts
8. $\rho S dx cdT = j(x) S dt - j(x+dx) S dt = -\frac{\partial j}{\partial x} S dx dt = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} S dx dt$ $\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\rho c}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad a = \frac{\rho c}{\lambda}$		4
9. $T = \frac{T_2 - T_1}{L} x + T_1$		2.5
10. $P_{th} = j S = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad P_{th} = \lambda S \frac{T_1 - T_2}{L}$		2
11. $\Delta V \leftrightarrow \Delta T \quad R \leftrightarrow R_{th} \quad I \leftrightarrow P_{th}$		1.5
12. $V_1 - V_2 = RI \quad T_1 - T_2 = R_{th} P_{th} \quad R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$		1
13. La résistance thermique R_{th} , mesure la résistance qu'une épaisseur de matériau oppose au passage de la chaleur. Elle constitue en fait son pouvoir isolant qui est d'autant plus fort que le R_{th} est élevé.		1
14.1. $T_0 - T_{ext} = T_0 - T(x=e) + T(x=e) - T(x=2e) - T(x=2e) - T_{ext}$		0,5
14.2. $T_0 - T_{ext} = (\frac{2e}{\lambda_v S} + \frac{e}{\lambda_a S}) \phi_{double} \quad R_{th \text{ double}} = \frac{2e}{\lambda_v S} + \frac{e}{\lambda_a S} = \frac{e}{S} \left(\frac{2}{\lambda_v} + \frac{1}{\lambda_a} \right) = \frac{e}{S} \frac{\lambda_v + 2\lambda_a}{\lambda_v \lambda_a}$		2
14.3. $R_{th \text{ simple}} = \frac{e}{\lambda_v S} \quad \frac{\phi_{double}}{\phi_{simple}} = \frac{R_{th \text{ simple}}}{R_{th \text{ double}}} = \frac{\lambda_a}{\lambda_v + 2\lambda_a} = 0,02 \ll 1$ Avec un double vitrage le flux qui quitte la pièce de température T_0 est plus faible que celui avec un simple vitrage, d'où l'avantage du double vitrage.		1,5
D/Ligne électrique		4 pts
15.1. transfert thermique par convection. $h \equiv \text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$		1
15.2. $R_{th} = \frac{1}{hS}$		0,5
16. $P_j = \gamma E^2 \pi R^2 L = \frac{j_e^2}{\gamma} \pi R^2 L = \frac{L}{\gamma \pi R^2} I^2$		0,5
17. $h 2 \pi R L [T(R) - T_0] = \frac{L}{\gamma \pi R^2} I^2 \quad T(R) = T_0 + \frac{I^2}{2 \gamma h \pi^2 R^3}$		1
18. $T(R) = 820 \text{ K} > T_f$ le conducteur fond et le fil se coupe		1