

# Partie I - Ondes stationnaires le long d'une corde vibrante – CCINP 2017 TPC

**Q1.** Au repos, on observe que les cordes de guitare sont rectilignes. Elles ne s'incurvent pas, quelle que soit l'orientation choisie pour l'axe de la guitare. L'action du champ de pesanteur sur les cordes peut donc être négligée : l'hypothèse (H1) est validée.

**Q2.** Cette question est mal posée : on ne peut pas faire intervenir  $T_0$  dans l'expression des tensions  $\vec{T}_g$  et  $\vec{T}_d$  avant d'avoir montré que leurs normes valent  $T_0$ .

La troisième loi de Newton (actions réciproques) appliquée au point  $x$  donne :  $\vec{T}_g(x, t) = -\vec{T}_d(x, t)$  d'où :  $\|\vec{T}_g(x, t)\| = \|\vec{T}_d(x, t)\| = T(x, t)$ . Projétons les tensions sur la base  $(\vec{e}_x, \vec{e}_z)$  :

$$\begin{cases} \vec{T}_g(x, t) = -T(x, t) (\cos(\alpha(x, t)) \vec{e}_x + \sin(\alpha(x, t)) \vec{e}_z) \\ \vec{T}_d(x + dx, t) = T(x + dx, t) (\cos(\alpha(x + dx, t)) \vec{e}_x + \sin(\alpha(x + dx, t)) \vec{e}_z) \end{cases}$$

Avec l'hypothèse (H4), un développement à l'ordre 1 en  $\alpha$  donne :

$$\begin{cases} \vec{T}_g(x, t) = -T(x, t) (\vec{e}_x + \alpha(x, t) \vec{e}_z) \\ \vec{T}_d(x + dx, t) = T(x + dx, t) (\vec{e}_x + \alpha(x + dx, t) \vec{e}_z) \end{cases}$$

La deuxième loi de Newton appliquée à la portion  $(x; x + dx)$  de la corde de masse  $\mu dx$  est nécessaire pour faire intervenir  $T_0$ . D'après les hypothèses (H1) et (H2), on néglige le poids et les frottements, donc les seules forces appliquées à ce système sont  $\vec{T}_g(x, t)$  et  $\vec{T}_d(x + dx, t)$ . Il vient :

$$\mu dx \vec{a} = \vec{T}_g(x, t) + \vec{T}_d(x + dx, t)$$

L'hypothèse (H3) permet de conclure que l'accélération est uniquement selon  $\vec{e}_z$  donc la projection sur  $\vec{e}_x$  donne :  $0 = -T(x, t) + T(x + dx, t)$  valable pour tout  $x$  à toute date  $t$ . On en déduit alors que :  $T(x + dx, t) = T(x, t) = T_0$  et les tensions s'écrivent de manière approchée :

$$\begin{cases} \vec{T}_g(x, t) = -T_0 (\vec{e}_x + \alpha(x, t) \vec{e}_z) \\ \vec{T}_d(x + dx, t) = T_0 (\vec{e}_x + \alpha(x + dx, t) \vec{e}_z) \end{cases}$$

**Q3.** Projection de la deuxième loi de Newton sur  $\vec{e}_z$  en utilisant les hypothèses (H1), (H2) et (H3) :

$$\mu dx \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 (\alpha(x + dx, t) - \alpha(x, t))$$

La division par  $dx$  permet de faire apparaître un taux d'accroissement, qui s'identifie (à l'ordre 1 en  $dx$ ) avec la dérivée spatiale de l'angle  $\alpha$ , d'où la relation demandée :  $\mu \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial \alpha}{\partial x}$

**Q4.** Avec l'hypothèse (H4),  $\alpha$  est un infiniment petit d'ordre 1, donc :  $\alpha \cong \tan(\alpha)$

or  $\tan(\alpha) = \frac{dz}{dx}$  d'où :  $\alpha \cong \frac{dz}{dx}$  qu'on reporte dans l'équation obtenue en **Q3** :  $\mu \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$

On reconnaît une équation de d'Alembert unidimensionnelle de la forme :  $\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}$

Où  $c = \sqrt{\frac{T_0}{\mu}}$  est la célérité de l'onde (vitesse de propagation de la déformation ou plus précisément

vitesse de phase), homogène à une vitesse :  $[c] = \left[\frac{T_0}{\mu}\right]^{1/2} = \left[\frac{M.L.T^{-2}}{M.L^{-1}}\right]^{1/2} = L.T^{-1}$  donc USI :  $[m.s^{-1}]$

**Q5.** Ce type de solution est un mode propre de la corde vibrante.

**Q6.** La corde de guitare est fixée à ses deux extrémités donc les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} \forall t \in \mathbb{R}, z(x=0, t) = 0 & (C1) \\ \forall t \in \mathbb{R}, z(x=L, t) = 0 & (C2) \end{cases} \text{ soit : } \begin{cases} \forall t \in \mathbb{R}, Z_n \sin\left(\frac{\omega_n}{c} 0\right) \cos(\omega_n t) = 0 & (C1) \\ \forall t \in \mathbb{R}, Z_n \sin\left(\frac{\omega_n}{c} L\right) \cos(\omega_n t) = 0 & (C2) \end{cases}$$

Avec la forme proposée pour  $z(x, t)$ , (C1) est toujours vraie et (C2) est validée ssi :  $\sin\left(\frac{\omega_n}{c} L\right) = 0$

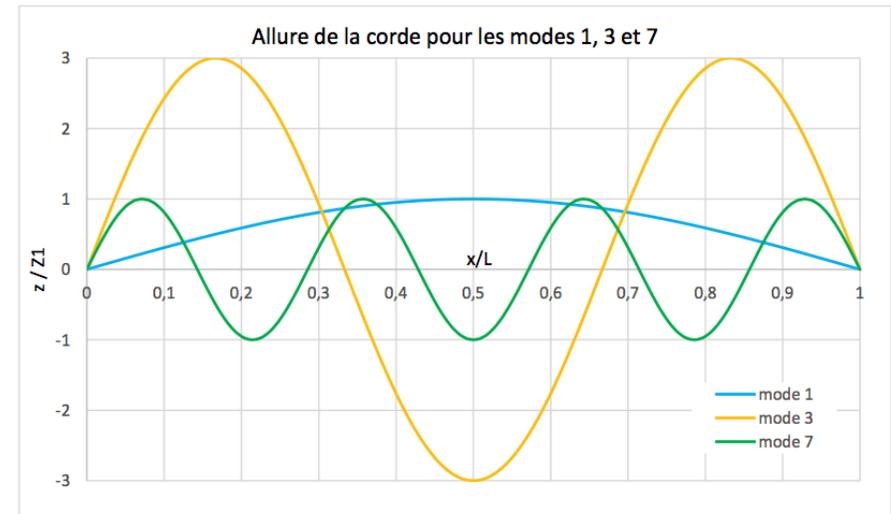
Cette relation conduit à la quantification voulue :  $\omega_n = n \frac{\pi c}{L}$  où  $n \in \mathbb{N}^*$

**Q7.** D'après le document 1, si on raisonne pour un mode propre donné ( $n$  fixé) avec  $f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = n \frac{c}{2L}$  :

- Si la masse linéique diminue, la célérité augmente ( $c = \sqrt{T_0/\mu}$ ), donc  $f_n$  augmente : (I1) vérifiée ;
- Si la tension augmente, la célérité augmente ( $c = \sqrt{T_0/\mu}$ ), donc  $f_n$  augmente : (I2) vérifiée ;
- Si la longueur augmente, la célérité  $c$  est fixée mais  $f_n = n \frac{c}{2L}$  diminue : (I3) vérifiée.

**Q8.** Pour simplifier, on choisit la date  $t = 0$  comme instant fixé. D'après le document 2, les trois modes impairs dont l'amplitude est la plus importante sont les modes 1, 3 et 7, avec (approximativement)  $Z_7 = Z_1$  et  $Z_3 = 3 Z_1$ .

$$\text{On représente donc : } \begin{cases} z_1(x, t=0) = Z_1 \sin\left(\pi \frac{x}{L}\right) \\ z_3(x, t=0) = 3 Z_1 \sin\left(3 \pi \frac{x}{L}\right) \\ z_7(x, t=0) = Z_1 \sin\left(7 \pi \frac{x}{L}\right) \end{cases}$$



**Q9.** D'après le document 2, la fréquence fondamentale ( $n = 1$ ) de la corde excitée est  $f_1 = 250$  Hz environ. Or d'après le document 1, la corde n°5 a une fréquence fondamentale de 246,9 Hz correspondant à un Si<sup>2</sup>. C'est donc la corde n°5 qui a été excitée pour enregistrer le spectre.

**Q10.** L'expression de  $f_1 = \frac{c}{2L} = \sqrt{\frac{T_0}{\mu}} \frac{1}{2L}$  permet de remonter à la tension de la corde :  $T_0 = \mu(2Lf_1)^2$  avec la masse linéique s'exprimant en fonction de la masse volumique  $\rho$  par :  $\mu = \pi \frac{d^2}{4} \rho$  où  $d$  est le diamètre de la corde.

On en déduit le tableau suivant pour  $\rho = 1140 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$  et  $L = 63 \text{ cm}$  :

Corde	1	2	3	4	5	6
Note	Mi <sup>1</sup>	La <sup>1</sup>	Ré	Sol	Si	Mi <sup>3</sup>
Fréquence $f_1$ (Hz)	82,40	110,0	146,8	196,0	246,9	329,6
Diamètre $d$ (mm)	1,07	0,81	0,61	0,41	0,25	0,23
Tension $T_0$ (N)	11,05	11,29	11,40	9,18	5,42	8,17
« Poids » $T_0/g$ (kg)	1,13	1,15	1,16	0,936	0,553	0,833

D'après les données, la tension varie entre 5 et 15 N, soit le poids équivalent d'une masse de 0,5 à 1,5 kg. Il y a un facteur 10 d'écart avec la fourchette proposée dans le document 1.

## Partie 2 – Electrodynamique classique CCINP MP 2023

### II.1 - Champs électromagnétiques dans un condensateur

**Q24.** On est dans le cas d'un condensateur plan dont les armatures sont circulaires.

Le fait de négliger les effets de bord revient à considérer les plans comme infini.

Dans le cas infini, tous les plans contenant l'axe ( $Oz$ ) sont des plans de symétrie de la distribution.

Le champ  $\vec{E}$  est donc symétrique par rapport à ces plans et  $\vec{E} = E\vec{u}_z$ .

Un plan infini chargé  $+\sigma_0$  produit un champ électrique :  $\vec{E} = \pm \frac{\sigma_0}{2\epsilon_0} \vec{u}_z$ .

Par superposition des champs créés par les armatures, on peut obtenir le champ dans l'espace entre les armatures.

On a ainsi :  $\vec{E} = -\frac{\sigma_0}{\epsilon_0} \vec{u}_z$ .

**Q25.** On calcule la tension à l'aide de la circulation.

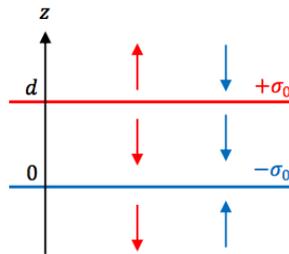
On a :  $U_0 = -\int_0^d \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = +\int_0^d \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} dz = \frac{\sigma_0 d}{\epsilon_0}$ .

**Q26.** En combinant les deux expressions précédentes, on isole  $E$  et  $\sigma_0$ .

Pour le champ électrique, on a :  $E = \frac{U_0}{d}$ . **AN.**  $E = \frac{1,0 \cdot 10^5}{5,0} = 2,0 \cdot 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} = 20 \text{ kV} \cdot \text{m}^{-1}$ .

Pour la densité surfacique de charge, on a :  $\sigma_0 = \frac{U_0 \epsilon_0}{d}$ . **AN.**  $E = \frac{1,0 \cdot 10^5 \times 8,85 \cdot 10^{-12}}{5,0} = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ C} \cdot \text{m}^{-2}$ .

**Q27.** La valeur du champ électrique est très inférieure à celle du champ disruptif dans l'air. Ainsi il n'y a pas à redouter d'éclair et le champ électrique n'est pas à craindre.



**Q28.** Le champ électrique s'exprime :  $\vec{E} = \frac{U_{\text{air}}}{d} \vec{u}_z = \frac{U_0}{d} \cos(\omega t) \vec{u}_z$ .

On a donc :  $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t) \vec{u}_z$  avec  $E_0 = \frac{U_0}{d}$ .

**Q29.** On rappelle les équations de Maxwell.

Équation de Maxwell-Gauss :  $\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ . Équation de Maxwell-Faraday :  $\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ .

Équation de Maxwell-Flux :  $\text{div } \vec{B} = 0$ . Équation de Maxwell-Ampère :  $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ .

**Q30.** Dans l'air, assimilé au vide, l'équation de Maxwell-Ampère s'écrit :  $\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ .

L'existence d'un champ électrique variable  $\vec{E}(t)$  implique l'existence d'un champ magnétique.

De plus,  $\vec{E}$  étant selon  $\vec{u}_z$ , tout plan contenant l'axe ( $Oz$ ) est un plan de symétrie pour le champ  $\vec{E}$  et donc un plan d'antisymétrie pour le champ  $\vec{B}$ , qui est donc selon le vecteur  $\vec{u}_\theta$ .

Il y a invariance du champ  $\vec{E}$  selon la variable  $\theta$ , le champ  $\vec{B}$  a donc la même invariance.

On a donc bien :  $\vec{B}(M, t) = B(r, z, t) \vec{u}_\theta$ .

**Q31.** On calcule le flux de l'équation de Maxwell-Ampère :  $\iint \text{rot } \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$ .

En utilisant le théorème de Stokes-Ampère :  $\iint \text{rot } \vec{B} \cdot d\vec{S} = \oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$ .

On a donc :  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\iint \vec{E} \cdot d\vec{S})$ .

D'où l'expression demandée :  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi_E}{\partial t}$

où  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide et  $\Phi_E = \iint \vec{E} \cdot d\vec{S}$  le flux du champ électrique.

### II.2 - Écrantage dans un plasma thermique

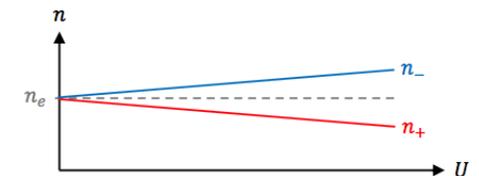
**Q32.** L'énergie potentielle électrique est :  $E_p = eU$ .

**Q33.** La statistique de Boltzmann permet d'écrire :  $n_+ = A \exp\left(-\frac{E_p}{k_B T}\right) = n_e \exp\left(-\frac{eU}{k_B T}\right)$ .

À très haute température,  $T \gg \frac{eU}{k_B}$ , on peut faire un développement développé :  $n_+ \approx n_e \left(1 - \frac{eU}{k_B T}\right)$ .

**Q34.** Pour les électrons, il suffit de changer le signe de la charge :  $n_- \approx n_e \left(1 + \frac{eU}{k_B T}\right)$ .

**Q35.** On trace les deux graphiques demandés.



**Q36.** L'équation de Poisson s'écrit :  $\Delta U = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = -\frac{-en_- + en_+}{\epsilon_0} = -\frac{en_e}{\epsilon_0} \left[ -\left(1 + \frac{eU}{k_B T}\right) + \left(1 - \frac{eU}{k_B T}\right) \right] = \frac{2n_e e^2 U}{\epsilon_0 k_B T}$ .

Sachant que  $U$  ne dépend que  $r$ , on a :  $\Delta U = \frac{1}{r} \frac{\partial^2(rU)}{\partial r^2}$ .

On obtient donc l'équation différentielle :  $\frac{\partial^2(rU)}{\partial r^2} = \frac{2n_e e^2 r U}{\epsilon_0 k_B T}$ .

**Q37.** On fait le changement de variable :  $Z = rU$ . On a donc :  $\frac{\partial^2 Z}{\partial r^2} = \frac{2n_e e^2}{\epsilon_0 k_B T} Z$ .

On a donc l'équation demandée :  $\frac{\partial^2 Z}{\partial r^2} - \frac{Z}{\lambda_D^2} = 0$  avec  $\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{2n_e e^2}}$ .

**Q38.** La forme générale de la solution est :  $Z(r) = A e^{-r/\lambda_D} + B e^{+r/\lambda_D}$ .

Pour éviter la divergence en  $+\infty$ , il faut nécessairement  $B = 0$ .

On a donc :  $U(r) = \frac{A}{r} e^{-r/\lambda_D}$ .

Pour  $r \ll \lambda_D$ , on est dans le cas où seul l'ion situé à l'origine agit. On a alors :  $U(r) \sim \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$ .

Par identification on a :  $A = \frac{e}{4\pi\epsilon_0}$ .

On retrouve bien l'expression de l'énoncé :  $U(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D}$ .

La longueur  $\lambda_D$  correspond à la longueur caractéristique de resserrement de l'interaction électrostatique. Ainsi après une distance  $5\lambda_D$ , l'écrantage électronique fait que l'interaction électrostatique n'est plus perceptible.

**Q39.** La densité volumique de charge est :  $\rho(r) = -en_- + en_+ = -\frac{2n_e e^2 U}{k_B T} = -\frac{2n_e e^3}{4\pi\epsilon_0 k_B T r} e^{-r/\lambda_D}$ .

La charge est :  $Q(r) = \iiint \rho(r) d\tau = \int_0^r \rho(r) \times 4\pi r^2 dr = -\frac{2n_e e^3}{\epsilon_0 k_B T} \int_0^r r e^{-r/\lambda_D} dr$ .

D'où :  $Q(r) = -\frac{2n_e e^3}{\epsilon_0 k_B T} \left[ 1 - \left(\frac{r}{\lambda_D} + 1\right) e^{-r/\lambda_D} \right]$ .

**Q8** –  $\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ . Le champ magnétique variable crée un champ électrique qui crée un courant d'après la loi d'Ohm. Soit un plan contenant l'axe Oz et le point courant M, ce plan est un plan de symétrie pour  $\vec{B}$ , vecteur axial, et donc d'antisymétrie pour  $\vec{j}$ , vecteur polaire.  $\vec{j}$  est donc perpendiculaire à ce plan donc orthoradial et porté par  $\vec{e}_\theta$ .

**Q9** – D'après  $I = \iint \vec{j} \cdot d\vec{S}$ , l'unité de  $j$  est A/m<sup>2</sup>.

Équation de Maxwell-Faraday  $\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ . Soit  $\mathcal{C}$ , un cercle dans un plan perpendiculaire

à l'axe Oz, de centre sur l'axe, parcouru dans le sens trigonométrique,  $\oint_{\mathcal{C}} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\iint_{\Sigma} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{\Sigma}$ ,  $d\vec{\Sigma}$  a comme direction Oz d'après la règle du tire-bouchon.  $\vec{E} = E \vec{e}_\theta$  et  $E$  est indépendant de  $\theta$  par symétrie de révolution autour de l'axe Oz. On a donc  $E 2\pi r = -\frac{dB}{dt} \pi r^2$  et

$$E = -\frac{r}{2} \frac{dB}{dt}. \quad \vec{j}_e = -\frac{\gamma r}{2} \frac{dB}{dt} \vec{e}_\theta$$

**Q10** – La puissance volumique est  $\frac{j^2}{\gamma}$  et donc  $P_{c.F.}(t) = \frac{j^2}{\gamma} 2\pi R_t H_t e = \frac{\pi R_t^3 H_t e \gamma}{2} \left(\frac{dB}{dt}\right)^2$  en

grandeur instantanée.  $P_{c.F.} = \frac{\pi R_t^3 H_t e \gamma}{2} (\mu_0 n \omega I_{\text{eff}})^2$  en grandeur moyenne, par définition d'une valeur efficace, qui est bien de la forme attendue avec  $C = \frac{\pi R_t^3 H_t e \gamma}{2} (\mu_0 n)^2$ .

$P = R'_\Omega I_{\text{eff}}^2$ , soit  $R'_\Omega = R_\Omega + C\omega^2$ . On a  $R'_\Omega > R_\Omega$  et  $R'_\Omega = f(\omega)$ .

**Q11** – Dans le cas a) la distribution n'est pas modifiée (fissure parallèle à  $\vec{j}$ ), la puissance est quasiment inchangée, sur une coupe radiale du tube, la surface utile de passage du courant est diminuée de la section droite de la fissure. Dans le cas b) la fissure est perpendiculaire à  $\vec{j}$ , elle va modifier la structure du courant. En « oubliant » cette modification de structure, sur une coupe radiale du tube, la surface utile de passage du courant est diminuée de la section latérale de la fissure nettement plus importante. La fissure empêchant le courant de circuler, la puissance va diminuer.

### Partie 3 – Courants de Foucault CCINP PSI 2016

## Diffusion d'un champ magnétique dans un matériau conducteur semi-infini

**Q13** – cours ... En partant de l'équation de Maxwell-Ampère  $\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j}$ , en remplaçant  $\vec{j}$  par  $\gamma \vec{E}$  (loi d'Ohm locale), en tenant compte de  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ , en prenant le rotationnel à l'aide de  $\text{rot}(\text{rot}(\vec{B})) = \text{grad}(\text{div}(\vec{B})) - \Delta \vec{B}$ , et en tenant compte de  $\text{div}(\vec{B}) = 0$ , on obtient  $\Delta \vec{B} = \mu \gamma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$  qui est une équation de diffusion avec un coefficient de diffusion  $D = \frac{1}{\mu \gamma}$  de dimension  $L^2 T^{-1}$ . On rencontre le même type d'équation dans le cadre de la diffusion de particules ou de l'énergie (conduction thermique).

**Q14** – Réécrit en complexe, on obtient  $\frac{d^2 \underline{B}}{dx^2} = \mu_0 \gamma j \omega \underline{B}$ . On pose, en cohérence avec l'analyse dimensionnelle,  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \gamma \omega}}$  (la présence du 2 permet de simplifier la suite). L'équation caractéristique est alors  $r^2 = 2j \frac{1}{\delta^2}$ , soit  $r = \pm \sqrt{2} e^{j\pi/4} \frac{1}{\delta}$  ou encore  $r = \pm \frac{1+j}{\delta}$ . La solution est donc  $\underline{B} = \underline{A}_1 \exp(-jx/\delta) \exp(-x/\delta) + \underline{A}_2 \exp(+jx/\delta) \exp(x/\delta)$ .

En absence de courants surfaciques, on a conservation de  $H$  tangentiel. On a donc  $H_y(x=0^+) = H_0 \cos(\omega t)$ . Remarque : le programme dit « Utiliser les relations de passage fournies ».

On peut utiliser l'approximation matériau semi-infini, si l'épaisseur  $e$  du matériau est suffisamment grande :  $e \gg \delta$ . Dans ce cas  $H(e)$  fini impose  $\underline{A}_2 = 0$ . On a donc, en  $x = 0^+$ ,  $\mu H_0 = \underline{A}_1$ . Soit  $\underline{B}(x) = \mu H_0 \exp(-j \frac{x}{\delta}) \exp(-\frac{x}{\delta})$ ,  $\vec{B}(x, t) = \mu H_0 \exp(-j \frac{x}{\delta}) \exp(-\frac{x}{\delta}) \exp(j\omega t) \vec{e}_y$  et enfin  $\vec{B}(x, t) = \mu H_0 \cos(\omega t - \frac{x}{\delta}) \exp(-\frac{x}{\delta}) \vec{e}_y$

**Q15** – La puissance volumique moyenne vaut  $\gamma E_{eff}^2 = \gamma \frac{\mu \omega}{2\gamma} H_0^2 \exp(-2 \frac{x}{\delta})$ . On intègre sur le volume du matériau  $P = \int_0^\infty \frac{\mu \omega}{2} H_0^2 \exp(-2 \frac{x}{\delta}) S dx = -\frac{\mu \omega \delta}{2 \times 2} S H_0^2 \left[ \exp(-2 \frac{x}{\delta}) \right]_0^\infty = \frac{\mu \omega \delta}{2 \times 2} S H_0^2$ , soit en remplaçant  $\delta$  :  $P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu \omega}{2\gamma}} S H_0^2$

**Q16** – La dépendance en fréquence est en  $\sqrt{f}$ , ce que l'on peut vérifier avec le cuivre :  $\frac{1,5}{0,2} = 7,5$ ,  $\frac{41}{5,7} = 7,2$  et  $\sqrt{\frac{100}{2}} = 7,1$  valeurs égales au vu de la précision des données. On a donc  $x = 5 \times 7,1 = 35 \mu\text{m}$  et  $y = 5,1 \cdot 10^{-5} / 7,1 = 7,2 \cdot 10^{-6} \text{WA}^{-2}$ .