

1100 Points 2000
PSI Phy 1

Concours Blanc Physique

□ 1- Par définition : $U_1 = \sqrt{\langle u_1(t)^2 \rangle} = \frac{4E}{\pi} \sqrt{\langle \sin^2(\omega t) \rangle} = \frac{4E}{\pi} \sqrt{\frac{1}{2}}$ soit $U_1 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} E$. On

montre de même que : $U_3 = \frac{2\sqrt{2}}{3\pi} E$. Numériquement : $U_1 = 180 \text{ V}$ et $U_3 = 60 \text{ V}$.

□ 2- A la pulsation ω l'impédance complexe de l'inducteur et du condensateur vaut :

$$\underline{Z}_1 = R + jL\omega + \frac{1}{jC\omega} \text{ on en déduit son module : } Z_1 = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2} = 0,12 \Omega.$$

A la pulsation 3ω on a : $Z_3 = \sqrt{R^2 + \left(L3\omega - \frac{1}{C3\omega}\right)^2} = 1,2 \Omega.$

On en déduit $I_1 = \frac{U_1}{Z_1} = 1,5 \text{ kA}$ et $I_3 = \frac{U_3}{Z_3} = 50 \text{ A}.$

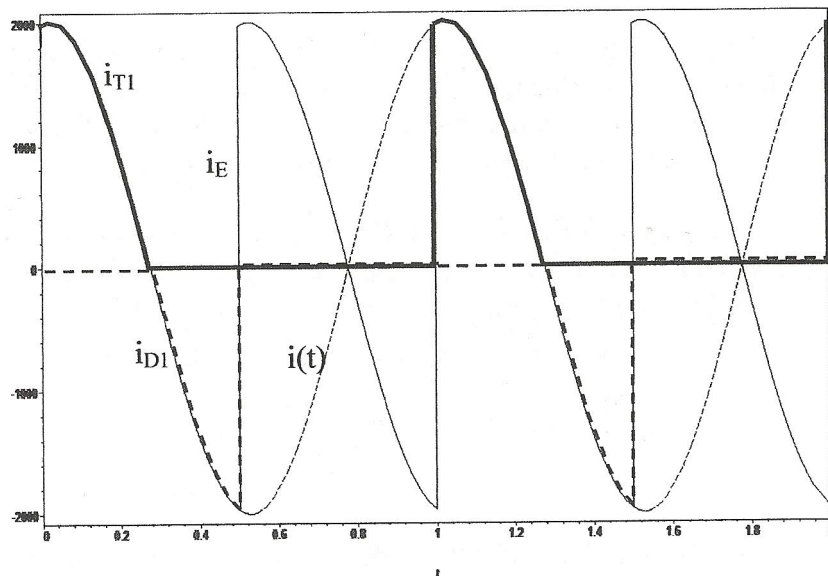
Le premier harmonique de l'intensité du courant est donc 30 fois plus faible que le fondamental, comme les harmoniques suivants sont encore plus faibles (U_n décroît et Z_n croît avec n) on peut assimiler l'intensité du courant à son fondamental, ce qui revient à la considérer sinusoïdale.

□ 3- Pour $t \in [0, T/2[$ on

a : $u(t) = E > 0$ et les interrupteurs K_1 et K_4 sont fermés, donc le courant $i(t)$ traverse K_1 et le générateur : $i_E = i(t)$. Si $i(t) > 0$, il passe par le transistor et si $i(t) < 0$, il passe par la diode.

Pour $t \in [T/2, T[$ on a :

$u(t) = -E > 0$ et les interrupteurs K_1 et K_4 sont ouverts, le courant dans le transistor et le courant dans la diode sont nuls et $i_E = -i(t)$.



On en déduit les courbes demandées avec $\varphi = \arctan\left(\frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}\right) = 1,4 \text{ rad}.$

□ 4- Pendant une période l'intensité du courant dans le transistor est nulle à partir de l'instant t_1 tel que $\sin(\omega t_1 + \varphi) = 0$ soit $\omega t_1 = \pi - \varphi$. On en déduit :

$$\langle i_{T_1} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i_{T_1}(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^{t_1} i(t) dt = \frac{I_0}{T} \int_0^{t_1} \sin(\omega t + \varphi) dt = \frac{I_0}{\omega T} [-\cos(\omega t + \varphi)]_0^{t_1} \text{ soit :}$$

$$\langle i_{T_1} \rangle = \frac{I_0}{\omega T} [-\cos(\omega t + \varphi)]_0^{t_1} = \frac{I_0}{2\pi} (-\cos \pi + \cos \varphi) \text{ ou : } \boxed{\langle i_{T_1} \rangle = \frac{I_0}{2\pi} (1 + \cos \varphi)}$$

L'intensité du courant dans la diode n'est non nulle qu'entre t_1 et $T/2$. On en déduit :

$$\langle i_{D_1} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i_{D_1}(t) dt = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{T/2} i(t) dt = \frac{I_0}{T} \int_{t_1}^{T/2} \sin(\omega t + \varphi) dt = \frac{I_0}{\omega T} [-\cos(\omega t + \varphi)]_{t_1}^{T/2} \text{ soit:}$$

$$\langle i_{D_1} \rangle = \frac{I_0}{2\pi} [-\cos(\omega t + \varphi)]_{t_1}^{T/2} = \frac{I_0}{2\pi} (-\cos(\pi + \varphi) + \cos \varphi) \text{ ou : } \boxed{\langle i_{D_1} \rangle = -\frac{I_0}{2\pi} (1 - \cos \varphi)}$$

L'intensité du courant dans le générateur change de signe à $T/2$ d'où :

$$\langle i_E \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i_E(t) dt = \frac{1}{T} \left(\int_0^{T/2} i(t) dt + \int_{T/2}^T i(t) dt \right) = \frac{I_0}{T} \left(\int_0^{T/2} \sin(\omega t + \varphi) dt - \int_{T/2}^T \sin(\omega t + \varphi) dt \right)$$

$$\langle i_E \rangle = \frac{I_0}{\omega T} \left([-\cos(\omega t + \varphi)]_0^{T/2} - [-\cos(\omega t + \varphi)]_{T/2}^T \right) = \frac{I_0}{2\pi} 4 \cos \varphi \text{ ou : } \boxed{\langle i_E \rangle = \frac{2I_0}{\pi} \cos \varphi}$$

□ 5- La puissance moyenne fournie par la source de tension est : $\mathcal{P} = \langle E i_E \rangle = E \langle i_E \rangle$ d'où :

$$\boxed{\mathcal{P} = \frac{2E I_0}{\pi} \cos \varphi}$$

□ 6- Le courant d'intensité variable circulant dans l'inducteur produit un champ magnétique variable. Les variations de champ magnétique créent des courants volumiques induits, appelés « courants de Foucault » au sein du métal qui produisent de la chaleur par effet Joule, entraînant une augmentation de température du métal et éventuellement sa fonte.

□ 7- Tout plan contenant l'axe Oz est plan d'antisymétrie de la distribution de courant dans l'inducteur donc le potentiel vecteur créé par l'inducteur est perpendiculaire à ce plan. Par ailleurs le champ magnétique de dépend que de r , donc le potentiel vecteur aussi.

On a donc : $\vec{A} = A(r, t) \vec{e}_\theta$. On en déduit que la densité de courant induite qui vaut :

$$\vec{j} = \gamma \vec{E}_m = -\gamma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \text{ est aussi de la forme : } \vec{j} = j(r, t) \vec{e}_\theta$$

□ 8- Le courant de déplacement vaut : $\vec{j}_D = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \epsilon_0 j \omega \vec{E}$ et le courant de

conduction : $\vec{j} = \gamma \vec{E}$. Le rapport de leurs normes vaut : $\frac{\|\vec{j}_D\|}{\|\vec{j}\|} = \frac{\epsilon_0 \omega}{\gamma} \approx 10^{-12}$, ce qui montre que

l'on peut négliger le courant de déplacement.

□ 9- En négligeant le courant de déplacement, on a : $\overline{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ et $-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overline{\text{rot}} \vec{E} = \overline{\text{rot}} \left(\frac{\vec{j}}{\gamma} \right)$, et

en l'absence de charge $\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} = 0$ d'où : $\overline{\text{rot}} \left(\overline{\text{rot}} \left(\frac{\vec{j}}{\gamma} \right) \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \overline{\text{rot}} \vec{B} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$

et par ailleurs : $\overline{\text{rot}} \left(\overline{\text{rot}} \left(\frac{\vec{j}}{\gamma} \right) \right) = \overline{\text{grad}} \left(\text{div} \left(\frac{\vec{j}}{\gamma} \right) \right) - \frac{1}{\gamma} \overline{\Delta} \vec{j} = \overline{\text{grad}} \left(\underbrace{\text{div} \vec{E}}_{=0} \right) - \frac{1}{\gamma} \overline{\Delta} \vec{j} = -\frac{1}{\gamma} \overline{\Delta} \vec{j}$.

En identifiant, il vient : $\overline{\Delta} \vec{j} = -\overline{\text{rot}} \left(\overline{\text{rot}} \left(\frac{\vec{j}}{\gamma} \right) \right) = \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$ ou : $-\overline{\text{rot}} \left(\overline{\text{rot}} \left(j(r,t) \right) \vec{e}_\theta \right) = \mu_0 \gamma \frac{\partial j(r,t)}{\partial t} \vec{e}_\theta$

En calculant le premier rotationnel, on a : $-\overline{\text{rot}} \left(\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j(r,t)) \right) \vec{e}_z \right) = \mu_0 \gamma \frac{\partial j(r,t)}{\partial t} \vec{e}_\theta$ puis :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j(r,t)) \right) \vec{e}_\theta = \mu_0 \gamma \frac{\partial j(r,t)}{\partial t} \vec{e}_\theta .$$

Avec $j(r,t) = j_1(r) e^{j\omega t}$, on obtient : $\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r j_1(r)) \right) = j\omega \mu_0 \gamma j_1(r)$.

□ 10- L'équation (1) s'écrit : $\frac{d}{du} \frac{du}{dr} \left(\frac{1}{\delta u} \frac{d}{du} \frac{du}{dr} (\delta u j_1(u)) \right) = j \frac{2}{\delta^2} j_1(u)$ soit, avec $\frac{du}{dr} = \frac{1}{\delta}$:

$\frac{1}{\delta^2} \frac{d}{du} \left(\frac{1}{u} \frac{d}{du} (u j_1(u)) \right) = j \frac{2}{\delta^2} j_1(u)$ ou : $\frac{d}{du} \left(\frac{1}{u} \frac{d}{du} (u j_1(u)) \right) = 2j j_1(u)$ qui se développe

en : $\frac{d^2 j_1}{du^2} + \frac{1}{u} \frac{dj_1}{du} - \left(\frac{1}{u^2} + 2j \right) j_1(u) = 0$. Numériquement, on a $\delta = 7,1 \text{ mm}$.

□ 11- Le changement de variable conduit alors à : $\frac{d^2 F(u)}{du^2} - \left(2j + \frac{3}{4u^2} \right) F(u) = 0$ ou, avec

l'approximation proposée, à : $\frac{d^2 F(u)}{du^2} - 2j F(u) = 0$ soit : $\frac{d^2 F(u)}{du^2} - (1+j)^2 F(u) = 0$.

La solution paire de cette équation est de la forme : $F(u) = A \left(e^{-(1+j)u} + e^{(1+j)u} \right)$. On en

déduit : $j_1(u) = \frac{F(u)}{\sqrt{u}} = \frac{A}{\sqrt{u}} \left(e^{-(1+j)u} + e^{(1+j)u} \right)$ puis : $j(r,t) = A \sqrt{\frac{\delta}{r}} \left(e^{-(1+j)\frac{r}{\delta}} + e^{(1+j)\frac{r}{\delta}} \right) e^{j\omega t}$

comme $r \gg \delta$ il vient : $j(r,t) = A \sqrt{\frac{\delta}{r}} e^{(1+j)\frac{r}{\delta}} e^{j\omega t}$ et en prenant la partie réelle :

$j(r,t) = A \sqrt{\frac{\delta}{r}} e^{\frac{r}{\delta}} \cos \left(\omega t + \frac{r}{\delta} \right)$. La longueur δ est une épaisseur de peau, comptée à partir du bord du bain métallique.

□ 12- La puissance moyenne volumique vaut : $\langle p \rangle = \langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{\langle j^2 \rangle}{\gamma} = \frac{A^2 \delta}{2\gamma r} e^{\frac{2r}{\delta}}$. La puissance totale est obtenue par intégration sur le bord du cylindre, en supposant que le courant est nul

en dehors de la « peau » d'épaisseur δ : $\langle P \rangle = \frac{A^2}{2\gamma} \int_{R_C - \delta}^{R_C} \frac{\delta}{r} e^{\frac{2r}{\delta}} 2\pi r h_c dr = \frac{A^2 \delta \pi h_c}{\gamma} \int_{R_C - \delta}^{R_C} e^{\frac{2r}{\delta}} dr$

$$\text{soit : } \langle P \rangle = \frac{A^2 \delta \pi h_c}{\gamma} \left[\frac{\delta}{2} e^{\frac{2r}{\delta}} \right]_{R_C - \delta}^{R_C} = \frac{A^2 \delta^2 \pi h_c}{2\gamma} \left(e^{\frac{2R_C}{\delta}} - e^{\frac{2(R_C - \delta)}{\delta}} \right) = \frac{A^2 \delta^2 \pi h_c}{2\gamma} e^{\frac{2R_C}{\delta}} \left(1 - \frac{1}{e^2} \right)$$

Pour déterminer entièrement sa valeur il faudrait connaître la constante A.

La puissance est proportionnelle à : $\delta^2 e^{\frac{2R_C}{\delta}}$ dont la dérivée s'annule pour $\delta = \frac{R_C}{2}$. Ici

$\delta < \frac{R_C}{2}$, la puissance est une fonction décroissante de δ et donc une fonction croissante de ω : il faut donc choisir un courant de fréquence élevée.

□ 13- La loi de Fourier s'écrit : $\vec{j} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$ soit ici, en projection sur Ax :

$$\frac{P(x)}{S} = -\lambda \frac{dT}{dx} = -\lambda \frac{d\theta}{dx}. \text{ On a donc : } \boxed{P(x) = -\lambda_L S \frac{d\theta}{dx}}$$
 et une relation similaire dans le solide.

□ 14- En régime permanent, le bilan de puissance sur une tranche d'épaisseur dx et de section S s'écrit : $P(x) = P(x+dx) + h\theta(x) 2\pi R_L dx$ soit : $\boxed{\frac{dP}{dx}(x) = -2\pi R_L h\theta(x)}$.

□ 15- En dérivant la relation du 13) et en identifiant à celle du 14) , on a :

$$\frac{dP}{dx}(x) = -\lambda_L S \frac{d^2\theta}{dx^2} = -2\pi R_L h\theta(x) \text{ soit, avec } S = \pi R_L^2 : \frac{d^2\theta}{dx^2} - \frac{2h}{\lambda_L R_L} \theta(x) = 0 \text{ ou :}$$

$$\boxed{\frac{d^2\theta}{dx^2} - \frac{\theta(x)}{a^2} = 0}. \text{ En dérivant la relation 14) et en identifiant à la 13) on a : } \boxed{\frac{d^2P}{dx^2} - \frac{P(x)}{a^2} = 0}.$$

□ 16- La solution est de la forme: $\theta_1(x) = \alpha_1 e^{-\frac{x}{a}} + \beta_1 e^{+\frac{x}{a}}$

d'où : $P_1(x) = -\lambda_L S \frac{d\theta}{dx} = \frac{\lambda_L S}{a} \left(\alpha_1 e^{-\frac{x}{a}} - \beta_1 e^{+\frac{x}{a}} \right)$. Les conditions aux limites :

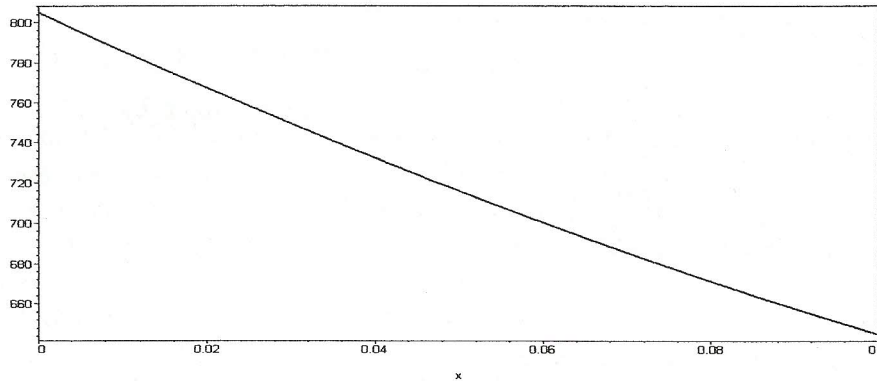
$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(0) = \alpha_1 + \beta_1 = T_A - T_0 \\ \theta_1(H_L) = \alpha_1 e^{-\frac{H_L}{a}} + \beta_1 e^{+\frac{H_L}{a}} = T_P - T_0 \end{array} \right. \text{ conduisent à : } \left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \frac{(T_A - T_0)e^{+\frac{H_L}{a}} + T_0 - T_P}{e^{+\frac{H_L}{a}} - e^{-\frac{H_L}{a}}} \\ \beta_1 = \frac{(T_A - T_0)e^{-\frac{H_L}{a}} + T_0 - T_P}{e^{-\frac{H_L}{a}} - e^{+\frac{H_L}{a}}} \end{array} \right.$$

$$\text{soit : } \theta_1(x) = \frac{(T_A - T_0)e^{\frac{H_L}{a}} + T_0 - T_P}{e^{\frac{H_L}{a}} - e^{-\frac{H_L}{a}}} e^{-\frac{x}{a}} + \frac{(T_A - T_0)e^{-\frac{H_L}{a}} + T_0 - T_P}{e^{-\frac{H_L}{a}} - e^{\frac{H_L}{a}}} e^{\frac{x}{a}}$$

Numériquement on obtient : $\theta_1(x) = 90,6e^{3,16x} + 714e^{-3,16x}$ en kelvins ainsi que :

$$P_1(x) = 28,4 e^{-3,16x} - 3,6 e^{3,16x} \text{ en kilowatts.}$$

La courbe ci-dessous représente $\theta_1(x)$ entre 0 et H_L :



□ 17- Le flux thermique obéit à la même équation qu'au 15) : $\frac{d^2P_3}{dx^2} - \frac{P_3(x)}{a'^2} = 0$ mais avec

$a' = \sqrt{\frac{\lambda_S R_L}{2h}}$. La solution de l'équation : est de la forme $P_3(x) = \alpha'_3 e^{-\frac{x}{a'}} + \beta'_3 e^{\frac{x}{a'}}$. Pour

éviter qu'elle ne diverge, il faut que $\beta'_3 = 0$, d'où : $P_3(x) = \alpha'_3 e^{-\frac{x}{a'}}$. Un bilan de puissance en régime permanent sur la zone pâteuse, de hauteur H_p permet d'affirmer que le flux à l'entrée de la zone solide est égal au flux à la sortie de la zone liquide augmentée de la puissance fournie par la solidification et diminuée de la puissance perdue par convection, soit :

$$P_3(H_L + H_p) = P_1(H_L) + \rho_p \pi R_L^2 V L_F - 2\pi R_L H_p h \theta_p$$

On en déduit que : $\alpha'_3 e^{-\frac{H_L + H_p}{a'}} = \frac{\lambda_L S}{a} \left(\alpha_1 e^{-\frac{H_L}{a}} - \beta_1 e^{\frac{H_L}{a}} \right) + \rho_p \pi R_L^2 V L_F - 2\pi R_L H_p h \theta_p$

soit :

$$P_3(x) = \alpha'_3 e^{-\frac{x}{a'}} = \left(\frac{\lambda_L S}{a} \left(\alpha_1 e^{-\frac{H_L}{a}} - \beta_1 e^{\frac{H_L}{a}} \right) + \rho_p \pi R_L^2 V L_F - 2\pi R_L H_p h \theta_p \right) e^{-\frac{H_L + H_p}{a'}} e^{-\frac{x}{a'}}$$

ou numériquement : $P_3(x) = 34,5 e^{-3,16x}$ en kilowatts.

□ 18- On considère la tranche de métal située entre les abscisses x et $x+dx$, de température $T(x)$ à l'instant t et entre les abscisses $x+Vdt$ et $x+dx+Vdt$, de température $T(x+Vdt) = T(x) + V dt \frac{dT}{dx}(x)$ à l'instant $t+dt$.

Le premier principe de la thermodynamique, appliqué à cette tranche à pression constante, s'écrit : $dH = \delta Q_p$ soit ici :

$$\rho'c'dx \pi \frac{D_L^2}{4} \left(\left(T(x) + V dt \frac{dT}{dx}(x) \right) - T(x) \right) = P_3(x) dt - P_3(x+dx) dt - h\pi D_L dx (T(x) - T_0) dt$$

$$\text{ou : } \rho'c'\pi \frac{D_L^2}{4} V \frac{dT}{dx}(x) = -\frac{dP_3}{dx}(x) - h\pi D_L (T(x) - T_0)$$

$$\text{soit : } \rho'c'\pi \frac{D_L^2}{4} V \frac{d\theta}{dx}(x) = \lambda_S \pi \frac{D_L^2}{4} \frac{d^2\theta}{dx^2}(x) - h\pi D_L \theta(x)$$

$$\text{ou : } \boxed{\frac{\lambda_S D_L}{4h} \frac{d^2\theta}{dx^2}(x) - \frac{\rho'c'D_L V}{4h} \frac{d\theta}{dx}(x) - \theta(x) = 0}$$

qui s'écrit aussi en notant : $\alpha = \frac{\rho'c'VD_L}{4h}$ et $a = \sqrt{\frac{\lambda'D_L}{4h}}$ en admettant $\lambda_S = \lambda'$:

$$\boxed{a^2 \frac{d^2\theta}{dx^2}(x) - \alpha \frac{d\theta}{dx}(x) - \theta(x) = 0}$$

□ 19- Les racines de l'équation caractéristique associée : $a^2 r^2 - \alpha r - 1 = 0$ sont :

$$r_1 = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4a^2}}{2a^2} > 0 \text{ et } r_2 = \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4a^2}}{2a^2} < 0 \text{ et la solution de l'équation différentielle}$$

est de la forme : $\theta(x) = A_1 e^{r_1 x} + A_2 e^{r_2 x}$.

Puisque $\lim_{x \rightarrow \infty} T(x) = T_0$, la solution ne doit pas diverger ce qui implique : $A_1 = 0$. A la sortie

de la zone pâteuse on a : $\theta_p = \theta(H_L + H_P) = A_2 e^{r_2(H_L + H_P)}$ d'où : $A_2 = \theta_p e^{-r_2(H_L + H_P)}$.

On a donc : $T(x) = T_0 + \theta(x) = T_0 + \theta_p e^{r_2(x - (H_L + H_P))}$ ou :

$$\boxed{T(x) = T_0 + \theta_p e^{\left(\frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4a^2}}{2a^2} \right) (x - (H_L + H_P))}$$

□ 20- La condition $V \gg \frac{4}{\rho'c'} \sqrt{\frac{\lambda'h}{D_L}}$ se traduit par : $\frac{2a}{\alpha} = \frac{4}{\rho'c'V} \sqrt{\frac{h\lambda'}{D_L}} \ll 1$ soit $\frac{4a^2}{\alpha^2} \ll 1$ ce

qui permet de faire un développement limité de la racine sous la forme :

$$r_2 = \frac{\alpha - \sqrt{\alpha^2 + 4a^2}}{2a^2} = \frac{\alpha}{2a^2} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4a^2}{\alpha^2}} \right) \approx \frac{\alpha}{2a^2} \left(1 - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{4a^2}{\alpha^2} \right) \right) = -\frac{1}{\alpha}$$

$$\text{On a alors : } \boxed{T(x) = T_0 + \theta_p e^{\frac{x - (H_L + H_P)}{\alpha}}}$$

Cette expression simplifiée n'est valable que si $V \gg 10^{-3} \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est bien le cas puisque

$$V = 50 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-1} \text{ et donc que : } \frac{4a^2}{\alpha^2} \approx \frac{1}{50^2} = 4 \cdot 10^{-4} \ll 1.$$

□ 21– La puissance perdue par une tranche de longueur dx et de température $T(x)$ est donnée par : $d\mathcal{P} = h \pi D_L dx (T(x) - T_0) = h \pi D_L \theta_p e^{\frac{x-(H_L+H_p)}{\alpha}}$ dx . La puissance totale s'obtient par intégration :

$$\mathcal{P} = \int_{H_L+H_p}^L h \pi D_L \theta_p e^{\frac{x-(H_L+H_p)}{\alpha}} dx \approx \int_{H_L+H_p}^{\infty} h \pi D_L \theta_p e^{\frac{x-(H_L+H_p)}{\alpha}} dx \text{ puisque } L \gg \alpha.$$

soit : $\mathcal{P} = h \pi D_L \theta_p \left[-\alpha e^{\frac{x-(H_L+H_p)}{\alpha}} \right]_{H_L+H_p}^{\infty} = \alpha h \pi D_L \theta_p$ ou : $\mathcal{P} = \rho' c' V \frac{\pi}{4} D_L^2 \theta_p$.

Numériquement, on a : $\mathcal{P} = 24,6 \text{ kW}$.

□ 22– Un capteur à effet Hall ne peut pas supporter les températures qui règnent à l'intérieur du métal fondu. On peut utiliser une spire réalisée dans un métal de température de fusion élevée (tungstène par exemple) noyée dans une plaquette en céramique isolante. La tension aux bornes de cette spire est proportionnelle à la dérivée du flux magnétique, donc une simple intégration permet de remonter à la valeur du champ.

□ 23– On peut mesurer la différence de potentiel entre deux électrodes en tungstène, isolée par une gaine de céramique sur toute leur longueur à l'exception de leurs extrémités qui plongent dans le métal en fusion. La différence de potentiel entre ces électrodes est égale à la circulation du champ électrique, ce qui permet d'obtenir la valeur de ce champ.

□ 24– La densité de courant dépend des variations du champ magnétique et est reliée au champ électrique par la conductivité du métal. La connaissance simultanée de ces deux champs permet d'obtenir la conductivité du métal, permettant par exemple de vérifier la pureté de ce dernier.