

[A.1]

Centrale nucléaire

En supposant le problème unidimensionnel le vecteur $\vec{\text{grad}} T$ est selon l'axe oz son sens est le sens des z décroissants.

$$\vec{\delta Q} = -\lambda \vec{\text{grad}} T$$

[A.2]
$$P = \frac{U_0^2}{R_{ch}} = \vec{\delta Q}|_{z=0} \cdot \vec{u}_3 \frac{d^2 \pi}{4}$$

$$\vec{\delta Q}|_{z=0} = \frac{4 U_0^2}{R_{ch} \pi d^2} \vec{u}_3$$

[A.3] en régime stationnaire, la puissance P est conservée pour toute section $z = \text{cte}$ de la tige en l'absence de tout phénomène d'absorption.

$$-\lambda \frac{dT(z)}{dz} = \frac{P}{\pi d^2}$$

[A.4]

$$\frac{T(z) - T(L)}{z - L} = - \frac{U_0^2}{\lambda R_{ch} \pi d^2} \quad \Rightarrow$$

$$\frac{T_{P_1} - T_{P_2}}{z_1 - z_2} = - \frac{U_0^2}{\lambda R_{ch} \pi d^2} \quad \text{d'où } \lambda = \dots$$

$$\lambda = \frac{6,00^2 \cdot 4 \cdot 8,0 \cdot 10^{-4}}{8,00 \cdot 3,14 (15,0 \cdot 10^{-3})^2 (46,4 - 41,4)} = 407,4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

[A.5]

pendant la durée dt , le transfert thermique

reçu par la masse $dm = \mu dv dt$ est $P dt$;

masse volumique de l'eau

capacité thermique massique

le premier principe permet d'écrire que

$$\Delta T = \frac{U_0^2}{R_{ch} \mu c d} \quad (1)$$

variation de température $dU = dm c \Delta T = P dt$

I B.1

λ en $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$

masse

longueur

$$[\lambda] = \frac{M \cdot L^2 \cdot T^{-2}}{T} \quad \theta^{-1} \cdot L^{-1}$$

temps $\rightarrow T$ $\uparrow$ température

$$[c_p] = M \cdot L^2 \cdot T^{-2} \cdot M^{-1} \cdot \theta^{-1}$$

$$[\rho] = M \cdot L^{-3}$$

$$D = \lambda^\alpha c_p^\beta \rho^\gamma$$

$$[D] = M^\alpha \cdot L^\alpha \cdot T^{-3\alpha} \cdot \theta^{-\alpha} L^{2\beta} T^{-2\beta} \theta^{-\beta} M^{-\beta} L^{-3\gamma}$$

$$[D] = M^{\alpha+\gamma} L^{\alpha+2\beta-3\gamma} T^{-3\alpha-2\beta} \theta^{-\alpha-\beta}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha + \gamma = 0 \\ \alpha + 2\beta - 3\gamma = 2 \\ -3\alpha - 2\beta = -1 \\ -\alpha - \beta = 0 \end{array} \right. \Leftrightarrow$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha + \gamma = 0 \\ 4\alpha + 2\beta = 2 \\ \alpha + \beta = 0 \\ -\alpha = -1 \end{array} \right.$$

$$\begin{array}{l} \alpha = 1 \\ \gamma = -1 \\ \beta = -1 \end{array}$$

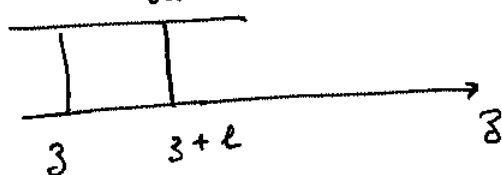
$$D = \frac{\lambda}{\rho c_p}$$

B.2

La notion de résistance thermique nécessite l'hypothèse de l'A.R.Q.S.

Dans le cadre de cette approximation pour une longueur l

$\rightarrow P_{th}$ puissance thermique = flux thermique



$$P_{th} = -S \lambda \frac{T(3+l) - T(3)}{l}$$

section de la lame S

$$R_{th} = \frac{T(3) - T(3+l)}{P_{th}} = \frac{l}{\lambda S} ; \text{ par unité de}$$

convention récepteur $\uparrow$

$$\text{longueur : } r_{th} = \frac{4l}{\lambda d^2 \pi}$$

$$c_{th} = \frac{c_p}{l}$$

avec $l = 1 \text{ m}$

$$D = \frac{4}{r_{th} d^2 \pi \rho c_{th}}$$

B.3) le cours ou l'équation de la chaleur à établir à la question suivante dit que le phénomène de diffusion thermique pénètre sur une profondeur Δz si la perturbation est appliquée pendant la durée Δt telle que $\frac{\Delta z^2}{\Delta t} = D$

$$\Delta t = \frac{\Delta z^2}{D} = \frac{L^2}{D} = 2,10 \cdot 10^3 \text{ s} \approx 35 \text{ min.}$$

Doubler la tige revient à multiplier le temps d'observation par quatre.

B.4) le premier principe de la thermodynamique s'écrit

$$d^2 H = \rho c_p d\tau \frac{\partial T}{\partial t} dt = \delta Q + \delta W_{np}$$

$\uparrow$ volume élémentaire $\uparrow$ actions non prenantes

$$d^2 H = \rho c_p S dz \frac{\partial T}{\partial t} dt$$

$$d^2 H = \left[\delta Q |_{z,t} S dt - \delta Q |_{z+dz} S dt \right] \underbrace{\vec{u}_z}_{=1}$$

$$= - \frac{\partial(\delta Q)}{\partial z} S dz dt$$

puis loi de Fourier $\delta Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

B.5) l'équation n'est pas invariante par changement de variable t en $-t$. Le phénomène de diffusion thermique est irréversible; après thermalisation, le second principe interdit tout retour à l'état initial

I.C. 1)

$$T_p(z_1) = T_{p_1} = 46,4^\circ\text{C}$$

$$2 \theta_m(z_1) = 48 + 2 \cdot 0,6 - (42 + 2 \cdot 0,8)$$

$$T_p(z_2) = T_{p_2} = 41,4^\circ\text{C}$$

$$2 \theta_m(z_2) = 42 + 2 \cdot 0,4 - (40)$$

$$T(z_1, t) \text{ est en avance de phase par rapport à } T(z_2, t)$$

$$\theta_m(z_1) = 2,8^\circ\text{C} \quad \theta_m(z_2) = 1,4^\circ\text{C}$$

$$\varphi(z_2) - \varphi(z_1) = \frac{-0,5}{9,3} \cdot 4\pi = -0,67 \text{ rad}$$

C.2) la puissance électrique absorbée dans la résistance

$$p(t) = \frac{U^2(t)}{R_{ch}} = \frac{U_0^2}{R_{ch}} \cos^2(\omega t) = \frac{U_0^2}{R_{ch}} (1 + \cos 2\omega t)$$

$$\omega = 2\pi$$

$$\text{sur le graphique } 2\pi = 2\left(\frac{2\pi}{\omega}\right) = 800 \text{ A} \Rightarrow \frac{2\pi}{2\pi} = 400 \text{ A}$$

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{800} = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$$

C.3) c'est une conséquence de la linéarité de l'équation de diffusion $\frac{U_0^2}{R_{ch}}$ donne la solution $T_p(z)$ et $\frac{U_0^2}{R_{ch}} \cos \omega t$

$$\text{donne } \theta_m(z) \cos(\omega t - \varphi(z))$$

$$\frac{\partial \theta(z, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \theta(z, t)}{\partial z^2}$$

donne en notation complexe

$$\frac{\partial}{\partial t} (\underline{\theta}(z, t)) = D \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\underline{\theta}(z, t)) \quad \text{on obtient}$$

$$j\omega A \exp(j(\omega t - k z)) = \frac{1}{\rho c_p} (-jk)^2 (A \exp(j(\omega t - k z)))$$

$$k^2 = - \frac{j\omega \rho c_p}{\lambda}$$

$$k = \varepsilon (1-j) \sqrt{\frac{\rho c_p \omega}{2\lambda}} \quad \text{L.V. (4)}$$

$$\delta = \left(\frac{2d}{\rho c_p \omega} \right)^{1/2} = \left(\frac{2D}{\omega} \right)^{1/2} = \left(\frac{8}{r_{th} c_{th} \pi d^2 \omega} \right)^{1/2}$$

c.4 en relevant à l'expression réelle de $\theta(z, t)$

$$\theta(z, t) = A \exp \left(j\omega t - \frac{\varepsilon(1-j)}{\delta} z \right)$$

$$\theta(z, t) = A \exp \left(j\omega t - \frac{\varepsilon z}{\delta} \right) \exp \left(\frac{j\varepsilon z}{\delta} \right)$$

$$\theta(z, t) = A \exp \left(-\frac{\varepsilon z}{\delta} \right) \cos \left(\omega t - \frac{\varepsilon z}{\delta} \right) \quad \text{le deuxième qui}$$

si on pose $\varepsilon = 1$ pour que $\theta(z, t) \rightarrow 0$
 $z \rightarrow \infty$

$$\psi(z) = -\frac{z}{\delta}$$

$$\theta_m(z) = A \exp -\frac{z}{\delta}$$

$$\delta = \left(\frac{2D}{\omega} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 1,19 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 2\pi \cdot 1,25 \cdot 10^{-3}} \right)^{1/2} = 0,123 \text{ m}$$

$\exp -\frac{L}{\delta} = 2 \cdot 10^{-2}$ l'approximation est justifiée

c.5 en utilisant z_1 et z_2

$$\frac{A \exp -\frac{z_1}{\delta}}{A \exp -\frac{z_2}{\delta}} = \frac{\theta_m(z_1)}{\theta_m(z_2)} \Rightarrow \exp -\frac{(z_1 - z_2)}{\delta} = \frac{\theta_m(z_1)}{\theta_m(z_2)}$$

$$\frac{z_2 - z_1}{\delta} = \ln \frac{\theta_m(z_1)}{\theta_m(z_2)}$$

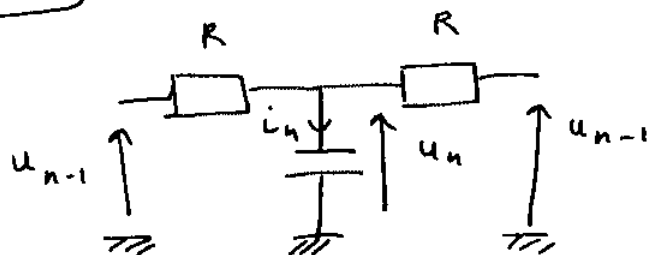
$$\delta = \frac{8 \cdot 10^{-2}}{\ln \frac{2,8}{1,4}} = 0,116 \text{ m}$$

$$\psi(z_2) - \psi(z_1) = \frac{z_1 - z_2}{\delta} \Rightarrow \delta = \frac{8 \cdot 10^{-2}}{-0,67} = 0,12 \text{ m}$$

c.6 on est en présence d'une onde progressive : terme en $\cos(\omega t - \frac{z}{\delta})$
 amorti : terme en $e^{-z/\delta}$

de plus le module est dissipatif

II A.1)



$$i_n = C \frac{d u_n}{dt}$$

$$\frac{u_{n-1} - u_n}{R} + \frac{u_{n+1} - u_n}{R} - i_n = 0$$

$$\frac{u_{n-1}}{R} + \frac{u_{n+1}}{R} = \frac{2u_n}{R} + C \frac{d u_n}{dt} \quad \text{en notation complexe:}$$

$$\frac{u_{n-1}}{R} + \frac{u_{n+1}}{R} = \frac{2u_n}{R} + C j \omega u_n$$

A.2)
$$\frac{1}{R} \left(\underline{k}^{n-1} + \underline{k}^{n+1} \right) = \frac{2 + j R C \omega}{R} \underline{k}^n$$

$$\underline{k}^2 - (2 + j R C \omega) \underline{k} + 1 = 0$$

A.3)
$$\underline{k} = \frac{2 + j R C \omega \pm \left((2 + j R C \omega)^2 - 4 \right)^{1/2}}{2}$$

$$\left(1 + j \frac{R C \omega}{2} \right)^2 \approx 1 + j R C \omega$$

$$\underline{k} \approx 1 \pm \left(1 + j \right) \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2}$$

A.4) la valeur complexe de $\underline{k}$ admet l'existence d'un déphasage entre u_n et u_{n-1}

$$|\underline{k}| = \left\{ \left[1 \pm \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2} \right]^2 + \frac{R C \omega}{2} \right\}^{1/2}$$

$$|\underline{k}| \approx \left\{ 1 \pm 2 \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2} + \frac{2 R C \omega}{2} \right\}^{1/2} \approx 1 \pm \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2} + \frac{R C \omega}{4}$$

les deux R et C étant petits

terme négligeable

$$|\underline{k}| \leq 1$$

$$\underline{k} = 1 - \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2} - j \left(\frac{R C \omega}{2} \right)^{1/2}$$

B.1)

$$\frac{U_n}{U_0} = \exp - \frac{n}{n_0} = \left(\exp - \frac{1}{n_0} \right)^n$$

$$|k| = 1 - \left(\frac{RC\omega}{2} \right)^{1/2}$$

$$\ln \left(1 - \left(\frac{RC\omega}{2} \right)^{1/2} \right) \sim - \frac{RC\omega}{2} = - \frac{1}{n_0}$$

$$n_0 = \left(\frac{2}{RC\omega} \right)^{1/2}$$

B.2)

$$\exp(-1) = 0,13$$

$$\exp(-3) = 0,5 \cdot 10^{-2}$$

$n \sim 3n_0$ permet de

supprimer la chaîne infinie

C.1)

$$\ln u_{ocap} = \ln A + D \ln f$$

$$\ln 200 = 5,30$$

$$\ln u_{ocap} = 1,38$$

$$\ln 350 = 5,85$$

$$\ln u_{ocap} = 1,03$$

$$\ln 500 = 6,21$$

$$\ln u_{ocap} = 0,916$$

$$\ln 650 = 6,47$$

$$\ln u_{ocap} = 0,789$$

$$D = -0,50$$

logique avec B.1

C.2)

$$RC 2\pi f = \frac{2}{n_0^2}$$

$$C = \frac{2}{4,0^2 \cdot 1,0 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 3,14 \cdot 200} = 0,1 \mu F$$

II D.1) de la question II A.1)

$$\frac{u_{n-1}}{R} + \frac{u_{n+1}}{R} = \frac{2u_n}{R} + C \frac{du_n}{dt} \quad \text{qui devient pour la cellule de taille } a:$$

$$C \frac{\partial u_n}{\partial t} = \frac{u_{n-1} - u_n}{R} + \frac{u_{n+1} - u_n}{R}$$

en exploitant

$$u_{n+1} = u((n+1)a, t) = u(na, t) + a \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

$$u_{n-1} = u((n-1)a, t) = u(na, t) - a \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

$$C \frac{\partial u_n}{\partial t} = \frac{1}{R} \left(\frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Rightarrow rc = \frac{RC}{a^2}$$

rc est en $m^{-2} \cdot s$ obtenu à partir de $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{rc} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$

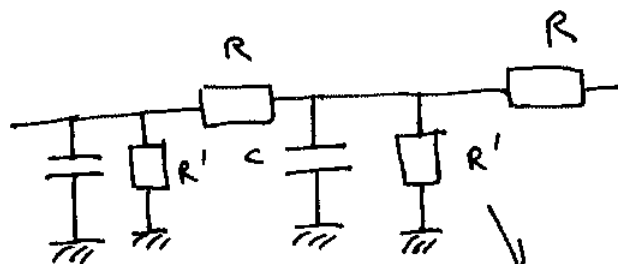
D.2)

$T(n, t) - T_0$	$\dot{\phi} \cdot \frac{\pi d^2}{4}$	$\frac{1}{D}$	ρC_p	R_{th}	δ
$u(n, t) - U_0$	$\frac{u_{n+1} - u_n}{R}$	rc	$\frac{C}{a}$	R	δ

D.3)
?

↑ absence de peau
pour un bon conducteur

D.4)



"fuites thermiques latérales"

III A

le courant de polarisation selon l'axe ox est donné par :

$$i = \iint_{\vec{dP}} d\vec{S} \cdot \vec{u}_{ox} = S \frac{\partial P_x}{\partial t} = S P \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$\vec{dP} = \frac{\partial P}{\partial t} \vec{u}_{ox}$$

III B.1.

Pour que la température soit uniforme dans le film cristallin, il faut pouvoir négliger le retard due à la conduction thermique. Le phénomène est périodique et penser sur une

longueur $L^2 = \frac{\lambda}{\rho C_p} T$
 $\rho C_p \tau \approx \text{periode } 1s$

$$e \ll \sqrt{\frac{\lambda T \epsilon S}{\epsilon}} = 5,68 \text{ nm}$$

l'hypothèse est validée $e \ll 5,68 \text{ nm}$

$$\rho C_p = \frac{\epsilon}{e S}$$

III B.2] la puissance cédée par le film au support est

$$P_{cd} = R_T^{-1} (T(t) - T_1)$$

III B.3] faisons un bilan énergétique en utilisant le 1^{er} principe de la thermodynamique

$$C_T dT = \underbrace{\phi_e(t) dt - P_{cd} dt}_{\text{transfert thermique rgm}}$$

$$C_T \frac{dT}{dt} = \phi_0 + \phi_m \cos \omega t - \frac{T - T_1}{R_T}$$

$$\frac{dT}{dt} + \frac{T - T_1}{C_T R_T} = \frac{\phi_0}{C_T} + \frac{\phi_m}{C_T} \cos \omega t$$

$$\tau_T = C_T R_T$$

$$A = \frac{\phi_0}{C_T}$$

$$B = \frac{\phi_m}{C_T}$$

B.4] lorsque le flux lumineux n'est pas modulé

$$\frac{T_0 - T_1}{c_T R_T} = \frac{\phi_0}{c_T}$$

$$T_0 = T_1 + R_T \phi_0$$

B.5]

$$\frac{d\theta}{dt} + \frac{1}{\tau_T} \theta = \frac{\phi_m}{c_T} \cos \omega t$$

en représentation complexe

$$j\omega \underline{\theta} + \frac{1}{R_T c_T} \underline{\theta} = \frac{\underline{\phi_a}}{c_T}$$

$$\Rightarrow \underline{\theta} = \frac{R_T \underline{\phi_a}}{1 + j\omega \tau_T}$$

B.6] l'amplitude de $\theta(t)$ est

$$\theta_m = \frac{\phi_m R_T}{(1 + (\omega \tau_T)^2)^{1/2}}$$

$$\theta_m = \frac{10^{-6} \cdot 512}{[1 + (2\pi \cdot 512 \cdot 3,1 \cdot 10^{-4})^2]^{1/2}} = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$$

le déphasage est donné par $\tan \phi = -\omega \tau_T$ et $\omega \tau_T > 0$

$$\tan \phi = -2\pi \cdot 512 \cdot 3,1 \cdot 10^{-4} = -0,997$$

$$\phi \approx -1 \text{ rad}$$

C.1]

$$\underline{L} = S_P j\omega \underline{\theta} = S_P \frac{R_T \underline{\phi_a} j\omega}{1 + j\omega \tau_T}$$

C.2]

l'amplitude du courant est

$$L_m = \frac{S_P R_T \omega \phi_m}{(1 + \omega^2 \tau_T^2)^{1/2}} = \frac{4 \cdot 10^{-6} \cdot 17 \cdot 10^{-5} \cdot 2\pi \cdot 10^{-6} \cdot 512}{[1 + (2\pi \cdot 512 \cdot 3,1 \cdot 10^{-4})^2]^{1/2}}$$

$$L_m = 1,55 \cdot 10^{-12} \text{ A}$$

courant très faible (?)

D.1]

le montage de sortie est un montage suiveur

sa présence est nécessaire si on désire obtenir un générateur de tension idéal.

Les A.O. utilisés en T.P. ont une résistance d'entrée différentielle de $1\text{ M}\Omega$ insuffisante par rapport à $R_e \approx 24 \cdot 10^3 \Omega$ ce qui a pour conséquence une chute de tension entre le nœud d'entrée et la sortie

D.2) en suivant la loi des nœuds au nœud d'entrée

$$\underline{I} = \frac{\underline{U}}{R_e} + \underline{U} j C_e \omega \Rightarrow \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = \frac{R_e}{1 + j R_e C_e \omega}$$

D.3)
$$\frac{\underline{u}}{\underline{\phi_a}} = \frac{\underline{u}}{\underline{I}} \cdot \frac{\underline{I}}{\underline{\phi_a}} = \frac{R_e}{1 + j R_e C_e \omega} \cdot \frac{S_p R_T j \omega}{1 + j \omega Z_T}$$

$$H_m = \frac{R_e S_p R_T \omega}{[1 + (R_e C_e \omega)^2]^{1/2} [1 + (\omega Z_T)^2]^{1/2}} \quad Z_e = R_e C_e$$

E.1)
$$\underline{H} = \frac{\underline{u}}{\underline{\phi_a}} = \frac{R_e S_p}{C_T} \cdot \frac{R_T C_T \xrightarrow{Z_T} j \omega}{1 + j(Z_e \omega + Z_T \omega) - \omega^2 Z_T Z_e}$$

$$\underline{H} = \frac{R_e S_p}{C_T} \cdot \frac{Z_T}{Z_e + Z_T} \cdot \frac{1}{\frac{1}{j \omega (Z_e + Z_T)} + 1 + \frac{j \omega Z_T Z_e}{Z_e + Z_p}}$$

E.2) c'est un filtre passe-bande du second ordre la factorisation de la question D.3 permettrait aussi de répondre à cette question

E.3)
$$H_m = \frac{R_e S_p Z_T}{C_T (Z_T + Z_e)} \quad \frac{\phi}{f_0} = \frac{2\pi Z_e Z_T}{Z_T + Z_e} \quad 9 f_0 = \frac{1}{2\pi (Z_e + Z_T)}$$

$$\phi^2 = \frac{Z_e Z_T}{(Z_T + Z_e)^2} \quad f_0^2 = \frac{1}{Z_e Z_T 4\pi^2}$$

E.4) $\underline{H}$ en $V \cdot \mu W^{-1}$ d'après le schéma

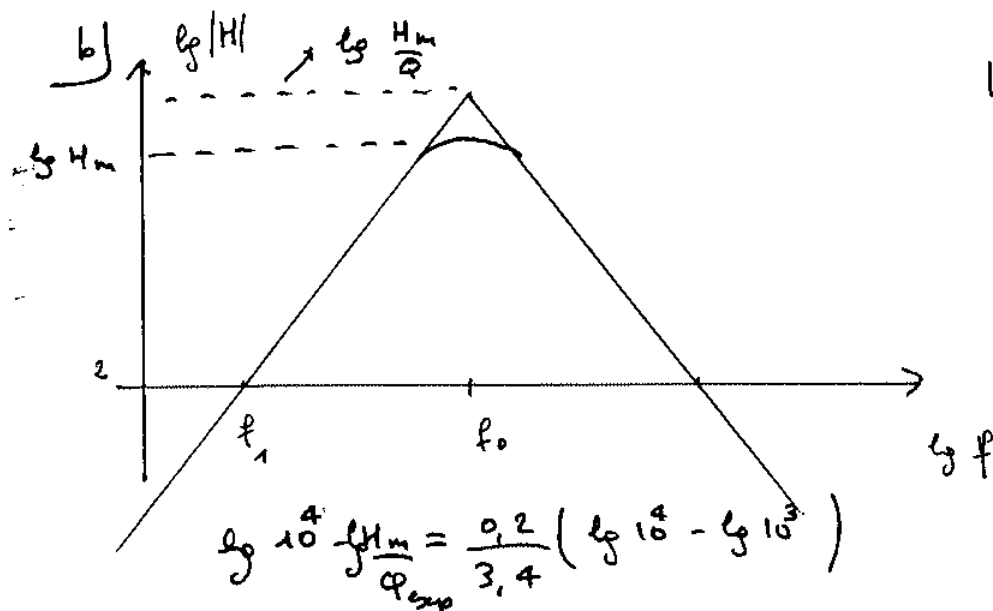
$$\lg 1 - \lg f_0 = \lg f_0 - \lg 0,1 \Rightarrow f_0 = 10^{-0,5} = 0,32 \text{ Hz}$$

en utilisant les valeurs de ω : $f_0 = 0,316 \text{ Hz}$

$$\lg 10^4 - \lg H_m = \frac{1}{3,4} (\lg 10^4 - \lg 10^3) \quad \Rightarrow \quad \lg H_m = \frac{1}{3,4}$$

$$\lg H_m - \lg 10^3 = \frac{2,4}{3,4} (\lg 10^4 - \lg 10^3) \quad \Rightarrow \quad \lg H_m - 3 = \frac{2,4}{3,4}$$

$$\lg H_m = 4 - \frac{1}{3,4} \Rightarrow H_m = 5,0 \cdot 10^3 \quad \Rightarrow \quad U_m = 5,0 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6}$$



$$10 \text{ m} \ll f_0$$

$$|H| \sim \frac{H_m}{\varphi \frac{f}{f_0}}$$

$$\lg H = \lg H_m - \lg \varphi - \lg f + \lg f_0$$

$$\lg 10^4 - \lg \frac{H_m}{\varphi_{exp}} = \frac{0,2}{3,4} (\lg 10^4 - \lg 10^3)$$

$$\lg \left(\frac{H_m}{\varphi_{exp}} \right) = 4 - \frac{0,2}{3,4} \cdot 1$$

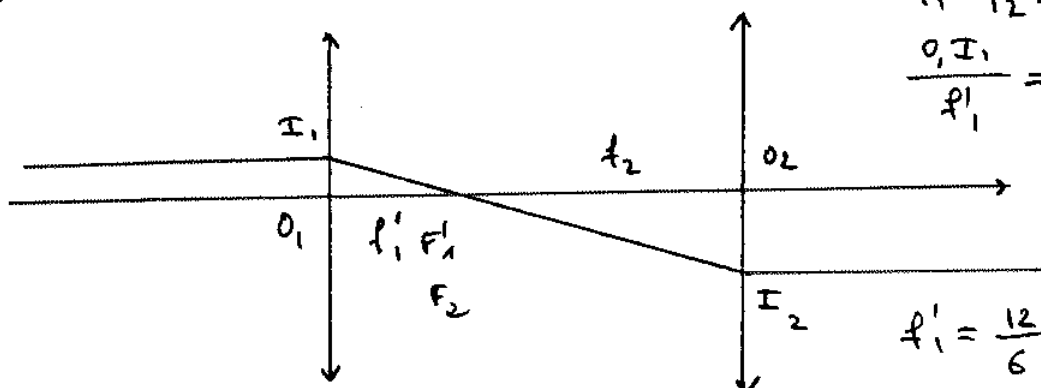
$$\Rightarrow \varphi_{exp} = 0,57$$

$$\varphi_{ch} = \left(\frac{1,49 \cdot 0,159}{(1,49 + 0,159)^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 0,295$$

l'ordre de grandeur est respecté

IV A.1) la face avant du film d'aluminium est noircie, pour éviter toute réflexion de l'onde lumineuse sur cette face

A.2)



$$f_1' + f_2 = D$$

$$\frac{0,1 I_1}{f_1'} = \frac{0,2 I_2}{f_2}$$

$$\frac{f_2}{f_1'} = 5$$

$$f_1' = \frac{12}{6} = 2 \text{ cm} \quad f_2' = 10 \text{ cm} \quad \text{L.V. (12)}$$

IV B.1)

$$\theta_i(z=0, t) + \theta_r(z=0, t) = \theta_t(z=0, t)$$

↑ continuité de la température en $z=0$

B.2)

$$-\lambda_1 S \left. \frac{\partial \theta_i}{\partial z} \right|_{z=0} - \lambda_1 S \left. \frac{\partial \theta_r}{\partial z} \right|_{z=0} = -\lambda_2 S \left. \frac{\partial \theta_t}{\partial z} \right|_{z=0}$$

conservation du flux thermique à l'interface $z=0$
puissances positives selon $\vec{u}_z$

B.3) l'onde thermique incidente a la forme trouvée à la question I c 4

θ_t onde thermique transmise se propage dans le milieu z^+
dans le milieu 2.

θ_r _____ réfléchi _____ z^-
_____ 1.

φ_r et φ_t traduisant l'existence d'un éventuel déphasage
par rapport à l'onde incidente.

B.4) les deux équations de diffusion sont linéaires

B.5)

$$\underline{\theta_i} + \underline{\theta_r} = \underline{\theta_t} \quad \text{en } z=0 \text{ et } \forall t$$

$$\underline{A_i} + \underline{A_r} = \underline{A_t}$$

$$\underline{k_1} = \frac{1}{\delta_1} (1 - j)$$

$$\underline{k_2} = \frac{1}{\delta_2} (1 - j)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \Theta_i}{\partial z} + \lambda_1 \frac{\partial \Theta_r}{\partial z} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_t}{\partial z}$$

$$\lambda_1 \left(-j \underline{k}_i \underline{A}_i + j \underline{k}_i \underline{A}_r \right) = \lambda_2 \left(-j \underline{k}_t \underline{A}_t \right)$$

$$\frac{\lambda_1}{s_1} \left(\underline{A}_i - \underline{A}_r \right) = \frac{\lambda_2}{s_2} \underline{A}_t$$

$$\underline{r} = \frac{\frac{\lambda_1}{s_1} - \frac{\lambda_2}{s_2}}{\frac{\lambda_1}{s_1} + \frac{\lambda_2}{s_2}}$$

$$\underline{t} = \frac{2 \frac{\lambda_1}{s_1}}{\frac{\lambda_1}{s_1} + \frac{\lambda_2}{s_2}}$$

$$\underline{t} = \frac{2 \frac{\lambda_1}{s_1}}{\frac{\lambda_1}{s_1} + \frac{\lambda_2}{s_2}}$$

B.6) $1 + \underline{r} = \underline{t}$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\lambda_1}{s_1} (1 - \underline{r}) &= \frac{\lambda_2}{s_2} \underline{t} \end{aligned} \right\}$$

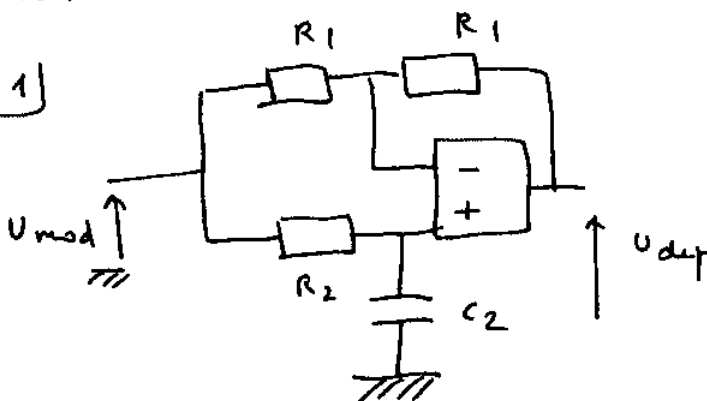
$$s_1 = \left(\frac{2 \lambda_1}{\rho_1 c_{p1} w} \right)^{1/2} \quad s_2 = \left(\frac{2 \lambda_2}{\rho_2 c_{p2} w} \right)^{1/2}$$

$$\underline{r} = \frac{(e_1 c_{p1} \lambda_1)^{1/2} - (e_2 c_{p2} \lambda_2)^{1/2}}{(e_1 c_{p1} \lambda_1)^{1/2} + (e_2 c_{p2} \lambda_2)^{1/2}} = \frac{e_1 - e_2}{e_1 + e_2} \quad \underline{t} = \frac{2 e_1}{e_1 + e_2}$$

B.9) $e_1 \ll e_2 \quad \underline{r} \approx -1 \quad \text{onde totalement réfléchie}$
 $e_1 \gg e_2 \quad \underline{r} \approx 1 \quad \underline{t} \approx 2$

dans les deux cas les ondes ont des propriétés thermiques trop différentes.

IV C.1)



$$V_- = \frac{\frac{U_{def}}{R_1} + \frac{U_{mod}}{R_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1}}$$

Millman à l'entrée inverseuse de l'A.O.

$$V_+ = \frac{1}{j C_2 w} \frac{1}{R_1 + \frac{1}{j C_2 w}} U_{mod}$$

en régime linéaire $V_+ = V_-$ diviseur de tension idéal

$$\frac{U_{def} + U_{mod}}{2} = \frac{U_{mod}}{1 + j C_2 R_2 w}$$

$$U_{def} = \frac{1 - j C_2 R_2 w}{1 + j C_2 R_2 w} U_{mod}$$

$$\left| \frac{U_{\text{def}}}{U_{\text{mod}}} \right| = \left| \frac{1-j R_2 C_2 \omega}{1+j R_2 C_2 \omega} \right| = 1 \quad \text{le montage est dit passeur}$$

si $R_2 C_2 \omega = 1$ $\frac{1-j}{1+j} = e^{-j \frac{\pi}{2}}$ les deux signaux sont en quadrature de phase

c.2)

$$U_{\text{mod}}(t) = U_{\text{mod}} \cos \omega t$$

$$U_{\text{def}}(t) = U_{\text{mod}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = U_{\text{mod}} \sin \omega t$$

$$U_D(t) = f(\ell, \omega) \cos \omega t + g(\ell, \omega) \sin \omega t$$

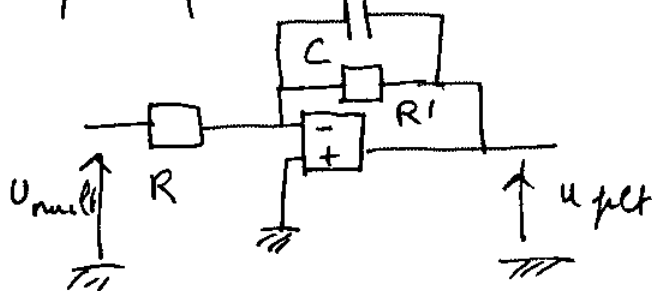
$$U_{\text{mult}}(t) = k' U_D(t) U_{\text{def}}(t)$$

$$= k' U_{\text{mod}} \sin \omega t \left(f(\ell, \omega) \cos \omega t + g(\ell, \omega) \sin \omega t \right)$$

$$\langle U_{\text{mult}}(t) \rangle = k' U_{\text{mod}} g(\ell, \omega) \frac{1}{2}$$

c.3) de $\sin \omega t \cos \omega t = \frac{1}{2} \sin 2\omega t$
 $\sin^2 \omega t = \frac{1 - \cos 2\omega t}{2}$

pour visualiser la moyenne temporelle il faut choisir un filtre passe-bas



$$H = - \frac{R'}{R} \frac{1}{1+j R' C \omega}$$

avec $\omega = 2\pi f$ $\omega = 60 \text{ rad.s}^{-1}$

donc si $R' C \ll \omega$ $\left\{ \begin{array}{l} C = 10^{-6} \text{ F} \\ R' = 10^6 \Omega \\ R = 10^4 \Omega \end{array} \right.$

le filtre fonctionne sur sa partie gain statique

D.1) $\frac{f_2}{f_1} = 4,02 = 2^2$; $\frac{f_3}{f_1} = 9,02 = 3^2$; $\frac{f_4}{f_1} = 16,1 = 4^2$

D.2) de l'expression de l'onde en $\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{8}\right)$

$$\frac{\Lambda_{\text{ther},n}}{S} = 2\pi$$

$$\Lambda_{\text{ther},n} = \frac{\Lambda_{\text{ther},1}}{n}$$

en utilisant l'expression de S

D.3)? D.4) mesure de D