

ATB 2021

④

$$\begin{aligned}
 1) \quad \vec{f}_1 &= -k(l-l_0)\vec{u}_x \\
 &= -k(l_0+x-l_0)\vec{u}_x \\
 &= -kx\vec{u}_x \\
 \vec{f}_2 &= -k(l'-l_0)\vec{u}_x \\
 &= -k(l_0-x-l_0)(-\vec{u}_x) = -kx\vec{u}_x
 \end{aligned}$$

2) $\Sigma \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = m\vec{a}' = ma_c\vec{u}_x$

BARE : $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{P} = m\vec{g}, \vec{N}, \vec{f}_3$
se compensent.

Substant x : $\vec{f}_1 + \vec{f}_2 + m\vec{g} + \vec{N} + \vec{f}_3 = m\vec{a}'$

1

$$\begin{aligned}
 -2kx\vec{u}_x - \alpha(\dot{x}_H - \dot{x}_c)\vec{u}_x &= ma\vec{u}_x \\
 -2kx\vec{u}_x - \alpha\dot{x}\vec{u}_x &= ma\vec{u}_x = m\ddot{x}_H\vec{u}_x
 \end{aligned}$$

Or :

1

$$\begin{aligned}
 x &= x_H - x_c \Rightarrow x_H = x + x_c \\
 \Rightarrow \ddot{x}_H &= \ddot{x} + \ddot{x}_c \\
 &= \ddot{x} + a_c
 \end{aligned}$$

On obtient :

⑥

$$\begin{aligned}
 -2kx\vec{u}_x - \alpha\dot{x}\vec{u}_x &= m\ddot{x}_H\vec{u}_x + ma_c\vec{u}_x \\
 -2kx - \alpha\dot{x} &= m\ddot{x} + ma_c
 \end{aligned}$$

$$\ddot{x} + \frac{\alpha}{m}\dot{x} + \frac{2k}{m}x = -a_c$$

$$\ddot{x} + \frac{\omega_0}{Q}\dot{x} + \omega_0^2 x = -a_c$$

1

$$\omega_0^2 = \frac{2k}{m} \Rightarrow \omega_0 = \sqrt{\frac{2k}{m}}$$

①

$$\frac{\omega_0}{Q} = \frac{\alpha}{m} \Rightarrow Q = \omega_0 \frac{m}{\alpha} = \sqrt{\frac{2k}{m}} \frac{m}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{2km}$$

④ $\left(\begin{array}{l} 1 \quad 1 \quad 3) \quad \omega_0 \rightarrow \text{rad.s}^{-1} - \text{Pulsation propre} \\ 1 \quad 1 \quad Q \rightarrow \text{sans dimension} - \text{facteur de qualite} \end{array} \right.$

1 4) $\ddot{X} + \frac{\omega_0}{Q} \dot{X} + \omega_0^2 X = -a_c$ $\left\{ \begin{array}{l} \dot{X} = j\omega X \\ X = -\omega^2 X \end{array} \right.$
 $1 -\omega^2 X + j \frac{\omega \omega_0}{Q} X + \omega_0^2 X = -a_m$

En divisant par ω_0^2 :

$$-u^2 X + j \frac{u}{Q} X + X = -\frac{a_m}{\omega_0^2}$$

④ $\left(\begin{array}{l} 1 \\ 1 \end{array} \right. \quad X(1 + j \frac{u}{Q} - u^2) = -\frac{a_m}{\omega_0^2}$

En prenant au module:

$$X_m \sqrt{(1-u^2)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2} = \frac{a_m}{\omega_0^2}$$

1 $X_m = \frac{a_m}{\omega_0^2 \sqrt{(1-u^2)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2}}$

5) Résonance en elongation:

1 $\Rightarrow X_m$ passe par un maximum

1 $\Rightarrow (1-u)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2$ passe par un minimum

1 $\frac{d}{du} \left((1-u^2)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2 \right) = 0$

④ $-4u(1-u^2) + \frac{2u}{Q} = 0$

1 $2u \left(\frac{1}{Q^2} - 2 + 2u^2 \right) = 0$
 $u=0$ non pertinent

ou

$$\frac{1}{Q^2} - 2 + 2u^2 = 0$$

$$1 \quad \mu^2 = 1 - \frac{1}{2Q^2} \Rightarrow \mu = \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$$

$$\text{Arcc } \mu = \frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0}$$

$$f_R = f_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$$

$$\textcircled{2} \quad 6) \quad Q = 5 \Rightarrow \frac{1}{2Q^2} = \frac{1}{50}$$

1 1

$$\Rightarrow \underline{f_R = f_0 = 5 \text{ kHz}}$$

$$\textcircled{2} \quad 7) \quad f \ll f_R \Rightarrow \mu^2 \ll 1$$

$$\Rightarrow X_m \approx \frac{a_m}{\omega_0^2}$$

$$1 \quad 8) \quad a_c = g \approx 10 \text{ m.s}^{-2}$$

$$\Rightarrow X_m \approx \frac{a_m}{\omega_0^2} = \frac{a_c}{\omega_0^2} = \frac{a_c}{4\pi^2 f_0^2}$$

②

$$X_m \approx \frac{10}{4\pi^2 (5 \cdot 10^3)^2} \approx \frac{10}{4 \times 10^4 \times 25 \times 10^6} \approx \frac{1}{100 \cdot 10^6} = 10 \text{ nm}$$

$$9) \quad \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$$

E en V.m⁻¹

ds en m²

Q_{int} en C

ε₀ en F.m⁻¹

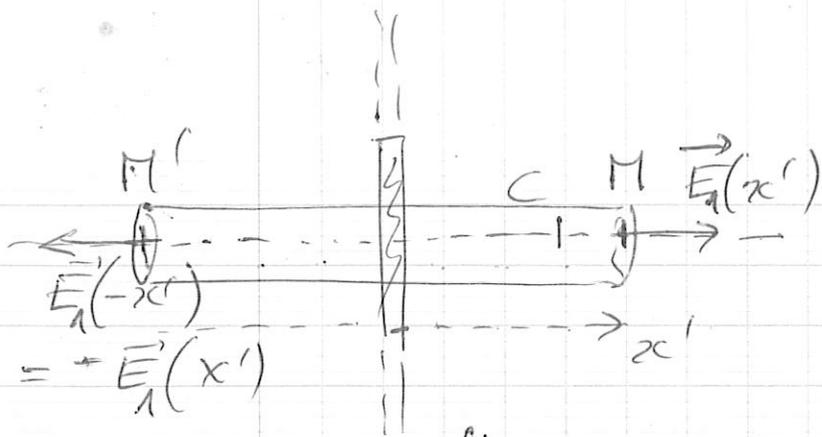
10) (M, \vec{u}_x, \vec{u}_y) plan de symétrie

(M, \vec{u}_x, \vec{u}_z) " "

⇒ $E_1(M)$ suivant \vec{u}_x

Invariances suivant y et z ⇒ $E_1(M) = E_1(x) \vec{u}_x$

③



Surface de Gauss :
Cylindre, section S
hauteur $2x'$

$$\oiint \vec{E}_1 \cdot d\vec{s} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0} = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}$$

$$= 2E_1 \cdot S$$

d'où :

$$2E_1 S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}$$

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \quad \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_x$$

11) Par analogie :

D'où : $\vec{E}_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{u}_x$ à gauche de l'électrode 2

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_x$$

12) $\vec{E} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_x = -\text{grad } V$
 $= -\frac{dV}{dx} \vec{u}_x$

d'où :

$$V(x) = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} x + cte. \quad (1)$$

Pour $x=e$ $V(e) = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} e + cte = -U_0 \quad (2)$

$$V(0) = 0 \Rightarrow cte = 0$$

$$(1) \Rightarrow V(x) = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} x \quad (3)$$

$$(2) \Rightarrow -U_0 = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} e \quad (4)$$

$$33) \vec{f} = (p - p_0) S \vec{u}_z = p(z) S \vec{u}_z$$

$$34) \begin{aligned} p(z) (V + S z)^\gamma &= p_0 V^\gamma \\ (p_0 + p(z)) (V + S z)^\gamma &= p_0 V^\gamma \end{aligned}$$

$$p_0 + p(z) = p_0 \frac{V^\gamma}{(V + S z)^\gamma} = p_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{S z}{V}\right)^\gamma}$$

$$p_0 + p(z) = p_0 \left(1 - \gamma \frac{S z}{V}\right)$$

$$\text{d'où : } p(z) = -\frac{p_0 \gamma S z}{V}$$

$$35) \text{ BANE non négligées : } \vec{f} = p(z) S \vec{u}_z$$

$$\text{PFD : } \vec{f} = m \vec{a} = m \ddot{z} \vec{u}_z = \rho S L \ddot{z} \vec{u}_z$$

$$-\frac{p_0 \gamma S z}{V} = \rho S L \ddot{z}$$

$$\ddot{z} + \left(\frac{p_0 \gamma S}{\rho V L}\right) z = 0$$

ω_0^2

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \omega_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{p_0 \gamma S}{\rho V L}}$$

36) Une seule fréquence dans le spectre
 \Rightarrow oscillateur harmonique
 $f_0 \approx 160 \text{ Hz}$

37) Résolution $\approx 20 \text{ Hz}$

$$\begin{aligned}
 28) \quad \oint &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 I r}{\rho L (v - v_{\text{mean}})}} \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 I r}{\rho L (v - D_{\text{rot}} t)}} \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 I r}{\rho L v}} \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{D_{\text{rot}} t}{v}}} \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 I r}{\rho L v}} \left(1 - \frac{D_{\text{rot}} t}{v}\right)^{\frac{1}{2}} \\
 &= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 I r}{\rho L v}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{D_{\text{rot}} t}{v}\right)
 \end{aligned}$$

R_2 linéaire Confirmée avec $f_0 = at + b$ et a (coeff. directeur) positif.

$$39) \quad \begin{aligned}
 \operatorname{div} \vec{E} &= 0 \\
 \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{d\vec{B}}{dt}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\
 \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt}
 \end{aligned}$$

$$40) \quad \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\Delta \vec{E}$$

$$-\frac{d}{dt}(\operatorname{rot} \vec{B}) = -\Delta \vec{E}$$

$$-\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\Delta \vec{E}$$

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

1/c²

41) $\vec{E}(x, t) = E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) \vec{u}_z$
 Direction de polarisation: \vec{u}_z
 Vérification à l'aide d'un polarisateur.

42) $\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) \vec{u}_z$

$\Delta \vec{E} = -\frac{\omega^2}{v^2} E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) \vec{u}_z$

d'où:

$$-\frac{\omega^2}{v^2} E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) + \frac{\omega^2}{c^2} E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) = 0$$

$$v = c!$$

43) $-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot } \vec{E}$

$$= \text{rot } E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_z$$

$$= \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & 0 & E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ +\frac{E_0 \omega}{c} \sin\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$= +E_0 \frac{\omega}{c} \sin\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_y$$

d'où:

$$\vec{B} = -\frac{E_0}{c} \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_y + \text{cte}$$

44) $\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$ (W.m⁻²)

45) $R = \frac{1}{\mu_0} E_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_z \wedge -\left(\frac{E_0}{c}\right) \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_y$

$$= \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_x$$

$$\langle R \rangle = \left\langle \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2\left(\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right) \vec{u}_x \right\rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \vec{u}_x$$

(11)

$$46) \|\langle \vec{R} \rangle\| \times 4\pi d^2 = P$$

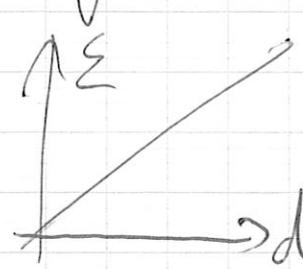
$$\|\langle \vec{R} \rangle\| = \frac{P}{4\pi d^2}$$

$$47) \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} = \frac{P}{4\pi d^2} \Rightarrow E_0^2 = \frac{\mu_0 c P}{2\pi d^2}$$

$$\Rightarrow E_0 = \sqrt{\frac{\mu_0 c}{2\pi} \frac{P}{d}}$$

$$\text{Or: } \sqrt{\frac{\mu_0 c}{2\pi}} = \sqrt{\frac{4\pi \times 10^{-7} \times 3 \cdot 10^8}{2\pi}}$$

$$= \sqrt{\frac{12\pi \cdot 10}{2\pi}} = \sqrt{60}$$

$$48) \Sigma = f\left(\frac{1}{d^2}\right)$$


proportionnelle
d'après
les colonnes
Σ et d-2.

49) ~~ondes stationnaires~~ Interférences const. et destr.
présence de ventres et de nœuds.

50) Ventres et nœuds repérables
par $p(x, t)$ ou I (dB)

$$p(x, t) = p_0 \cos\left(\frac{\pi a x}{cb}\right)$$

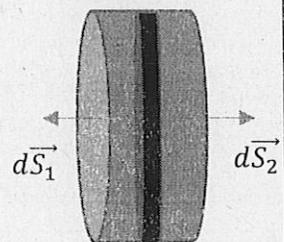
2 nœuds séparés par π et $0,5 \text{ m}$

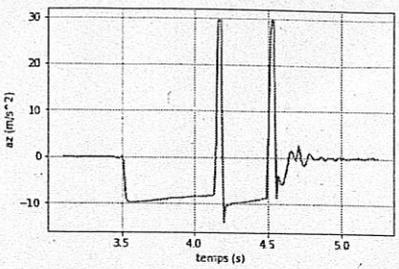
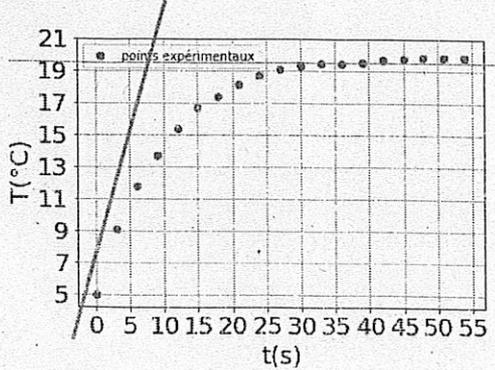
$$\frac{\pi a x}{cb} = \pi$$

$$D = \frac{ax}{c} = \frac{1 \times 0,5 \times 6800}{340}$$

$$= 10 \text{ m}$$

1) $\vec{f}_1 = -k(l_0 + X - l_0)\vec{u}_x = -kX\vec{u}_x$, $\vec{f}_2 = +k(l_0 - X - l_0)\vec{u}_x = -kX\vec{u}_x$	2,2
2) D'après la 2 ^e loi de Newton et dans le référentiel terrestre supposé Galiléen : $m(\ddot{x}_M) = -2kX - \alpha\dot{X}$ $\ddot{X} + \frac{\alpha}{m}\dot{X} + \frac{2k}{m}X = -a_c$ D'où : $\omega_0^2 = \frac{2k}{m}$ et $Q = \frac{\sqrt{2km}}{\alpha}$	2 1,1
3) $[\omega_0] = \text{rad.s}^{-1}$: pulsation propre c'est-à-dire pulsation à laquelle oscille le système en l'absence de frottement Q est le facteur de qualité, <u>sans unité</u> , et renseigne sur l'acuité de la résonance, l'importance des frottements, la durée du régime transitoire....	2 2
4) Avec la notation complexe : $\underline{X} \left(-\omega^2 + j\frac{\omega\omega_0}{Q} + \omega_0^2 \right) = -\underline{a}$ $\underline{X} = \frac{-\underline{a}}{\omega_0^2 \left(-\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j\frac{\omega}{Q\omega_0} + 1 \right)}$ $\underline{X} = \frac{-\underline{a}}{\omega_0^2 \left(1 - u^2 + j\frac{u}{Q} \right)}$ Le calcul du module donne alors : $X_m = \frac{a_m}{\omega_0^2 \sqrt{(1 - u^2)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2}}$	2 2
5) On étudie le dénominateur : $g(u) = (1 - u^2)^2 + \left(\frac{u}{Q}\right)^2$ Dont la dérivée est : $g'(u) = -4u(1 - u^2) + \frac{2u}{Q^2} = u \left(\frac{2}{Q} - 4(1 - u^2) \right)$ On a donc un minimum de cette fonction pour $u = \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$ si $Q > \frac{1}{\sqrt{2}}$ Soit $f_r = f_0 \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2}}$	4
6) En sachant que $Q = 5$, alors $f_r \approx f_0 = 5\text{kHz}$ ou $f_r = f_0 \sqrt{1 - 0.02} = 0.99f_0 = 4.95\text{kHz}$	4
7) En basse fréquence : $X_m \approx \frac{a_m}{\omega_0^2}$ Donc $K = \frac{1}{\omega_0^2}$	2 2
8) Pour cette situation, $X = \frac{g}{\omega_0^2} = \frac{10}{4 \times 10 \times 25 \times 10^6} = 10\text{nm}$	4
9) $\oiint \vec{E} \cdot d\vec{S}_{ext} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_0}$ avec $[Q_{int}] = C$, $[E] = V/m$ et $[\epsilon_0] = F/m$	2,1,1
10) Analyse des symétries de l'électrode 1 : En traitant l'électrode comme un plan uniformément chargé, on a alors une infinité de plans de symétrie dont l'intersection est suivant l'axe Ox donc $\vec{E}_1(M) = E_1(M)\vec{u}_x$ Analyse des invariances : $\sigma = \sigma(x)$ donc $\vec{E}_1(M) = E_1(x)\vec{u}_x$ En utilisant une surface de Gauss centrée sur l'électrode 1 alors : $\oiint \vec{E}_1 \cdot d\vec{S}_{ext} = 2E_1S = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}$ D'où : $E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$	1 1 2
11) Grâce au principe de superposition : $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = Cte$	4



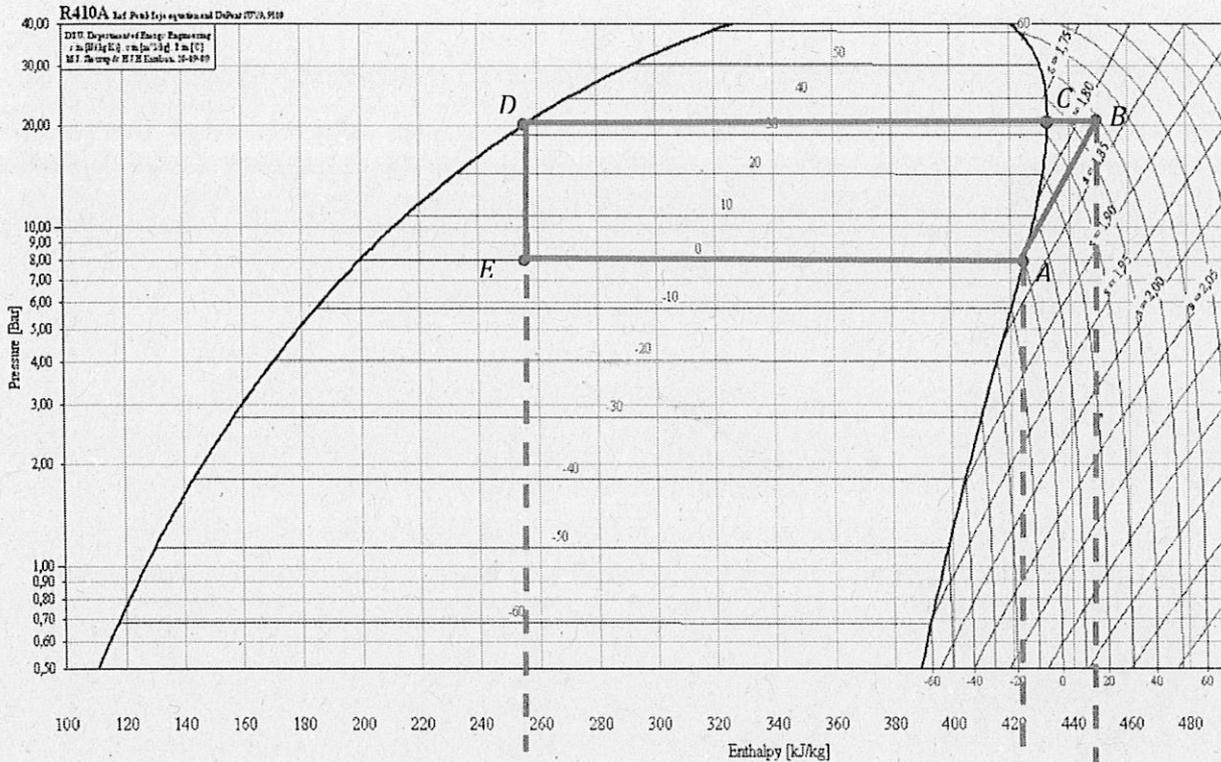
<p>12) Le potentiel $V(X)$ est donc une fonction affine telle que $V(-e) = U_0$ et $V(e) = -U_0$ Donc la pente est $-\frac{2U_0}{2e}$ et l'ordonnée à l'origine est nulle : $V(X) = -\frac{U_0}{e}X$ <i>Remarque barème</i> : 1pt pour $E = -\text{grad}V$ et 1pt pour $V = -\frac{\sigma}{\epsilon_0}X$</p>	4
<p>13) Si $a = g$ alors $X = 10\text{nm}$ et $V(10\text{nm}) = -10\text{mV}$</p>	4
<p>14) Passages obligés :</p> <p>$-h = \frac{1}{2}gt^2$ (hypothèse : chute libre)</p> <p>-Le graphe qu'il faut choisir est celui pour lequel l'accélération est $-g \approx -10\text{m.s}^{-2}$</p>  <p>-On lit un temps de chute de l'ordre de 0,70s</p> <p>-AN : $h \approx 2,5\text{m}$</p>	1 1 1
<p>15) $\delta Q = Pdt$</p>	4
<p>16) $[C] = [J.K^{-1}]$ et $dU = CdT$</p>	2,2
<p>17) D'après le 1^e principe : $CdT = Pdt$ donc : $\frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau} = \frac{T_{ext}}{\tau}$ Avec $\tau = \frac{c}{a}$</p>	3 1
<p>18) On a donc $T(t) = T_{ext} + (T_0 - T_{ext})e^{-\frac{t}{\tau}}$, τ caractérise le temps de réponse du capteur</p>	3 1
<p>19) Il suffit d'écrire :</p> <pre>t=M(:,1); T=M(:,2); plot(t,T) xgrid(2)#facultatif xlabel("temps(s)") #facultatif ylabel("T(°C)") #facultatif title("T(t)") #facultatif</pre>	1 1 2
<p>20) On peut mesurer τ à l'aide de la tangente à l'origine : c'est à cet instant que la tangente à l'origine atteint la valeur finale.</p>  <p>Soit $\tau \approx 10\text{s}$ <i>Remarque barème</i> : accepter toute valeur justifiée, dont l'ordre de grandeur est correct</p>	4

21) Le capteur est équivalent à un filtre passe bas de fréquence de coupure

$$f_c = 1/(2\pi\tau) = 0.017 \text{ Hz}$$

2
2

22) On trace le cycle suivant :



4

23) $e = -\frac{h_D - h_B}{h_B - h_A} = \frac{445 - 255}{445 - 420} = \frac{190}{25} = 19 * \frac{2}{5} \approx 8$ Remarque barème : 1pt pour $e = -Q_c/W$

2,2

24) $e_{th} = \frac{T_D}{T_D - T_A} = \frac{304}{32} \approx \frac{30}{3} \approx 10$

4

25) L'irréversibilité des changements d'état et de la détente implique une dégradation de l'énergie et donc une efficacité moins bonne que celle de la machine de Carnot

2
2

26) L'équilibre s'écrit : $\rho \vec{g} - \text{grad} P = \vec{0}$

4

27) A partir de la loi des gaz parfaits : $\rho = \frac{PM}{RT_0}$

1,3

28) En projetant, on a $\frac{dP}{dz} + \rho g = \frac{dP}{dz} + \frac{PM}{RT} g = \frac{dP}{dz} + \frac{P}{\delta} = 0$ avec $\delta = \frac{8,3 * 300}{29 * 10^{-3} * 10} \approx 8,3 \text{ km}$

2,2

Remarque : arrondis de R et M bienvenus, accepter $\delta = 10 \text{ km}$

$$\delta = \frac{RT_0}{Mg}$$

29) $P(z) = P_0 e^{-\frac{z}{\delta}}$. Tracé d'une exponentielle décroissante

2,2

30) On a $H \ll \delta$, dans ces conditions : $p(H) \approx P_0 \left(1 - \frac{H}{\delta}\right)$ et $H \approx \delta \left(1 - \frac{p(H)}{P_0}\right) = 1,66 \text{ m}$ ou 2 m

2,2

31) On peut proposer le code suivant :

```
delta = 10000; P_H = 999.80; P_0 = 1000; u_P = 0.02; N = 10000;
tab_H = zeros(N);
for i = 1:N
    P_Hnew = grand(1,1,'nor',P_H,u_P)
    P_0new = grand(1,1,'nor',P_0,u_P)
    z = delta * (1 - P_Hnew/P_0new)
    tab_H(i) = z;
end
u_H = stdev(tab_H)
```

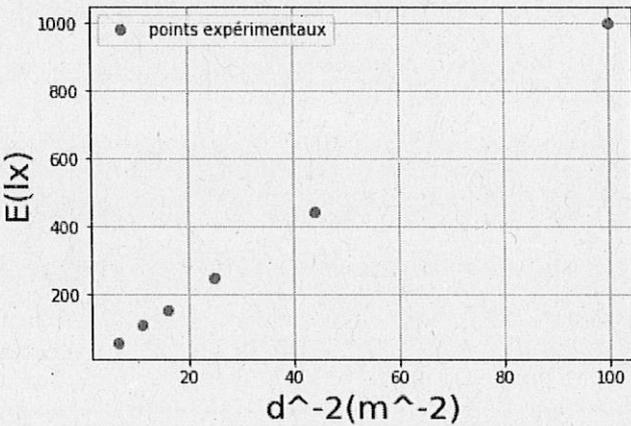
3

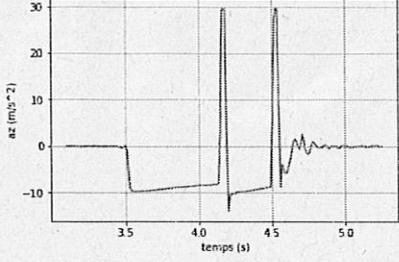
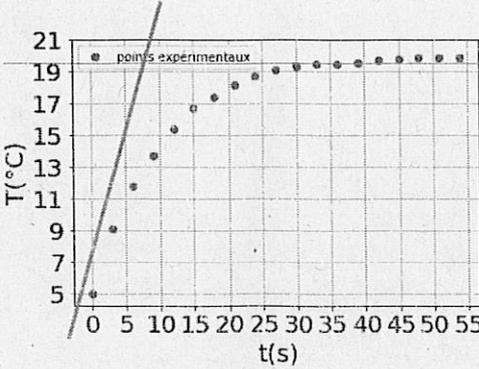
1

32) Ce capteur n'est pas vraiment adapté pour cette mesure, on a $0,3/1,75 = 17\%$ d'incertitude relative.

4

<p>Remarque 1 : l'écart observé reste inférieur à $u(H) = 30$ cm donc la mesure n'est pas aberrante. Remarque 2 : l'incertitude absolue de 30 cm serait également valable pour des mesures d'altitudes de 100 m par exemple. Donc on aurait un bon altimètre mais pas une bonne toise !</p>	
<p>33) En tenant compte de la force de pression extérieure, on a :</p> $\vec{f} = (P - P_0)S\vec{u}_z = p(z)S\vec{u}_z$	4
<p>34) On a donc $P(z)(V + Sz)^\gamma = P_0V^\gamma$ Soit $P(z)V^\gamma(1 + \frac{Sz}{V})^\gamma = P_0V^\gamma$ $P(z)(1 + \gamma\frac{Sz}{V}) \approx P_0$ Et : $P(z) \approx P_0(1 - \gamma\frac{Sz}{V})$ D'où : $p(z) = -\frac{P_0\gamma Sz}{V}$</p>	2 2
<p>35) La 2^e loi de Newton appliquée à la masse $m = \rho SL$ donne :</p> $\rho SL\ddot{z} = -\frac{P_0\gamma Sz}{V}S$ <p>Soit : $\ddot{z} + \frac{P_0\gamma Sz}{\rho LV} = 0$</p> <p>D'où une pulsation d'oscillation donnée par $\omega_0 = \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho LV}}$</p> <p>Et $f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho LV}}$</p>	2 2
<p>36) La signature d'un signal sinusoïdal est un spectre comportant une seule raie. Ce qui est approximativement le cas : on peut observer quelques harmoniques supplémentaires d'amplitude très faible. On a $f_0 \approx 100$Hz</p>	2 2
<p>37) On a une résolution de l'ordre 25Hz (accepter toute valeur entre 20 et 25Hz) C'est l'écart que l'on retrouve entre deux valeurs de fréquences mesurées.</p>	4
<p>38) 1^e étape : On a $f_0(t) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho L(V - v_{eau})}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho LV(1 - \frac{v_{eau}}{V})}} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho LV}} \left(1 + \frac{v_{eau}}{2V}\right)$</p> <p>2^e étape : $D_v = \frac{v_{eau}}{t}$</p> <p>3^e étape : $f_0(t) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{P_0S\gamma}{\rho LV}} \left(1 + \frac{D_v t}{2V}\right)$</p> <p>4^e étape : On a donc une dépendance linéaire avec le temps, ce qui semble confirmé par les résultats expérimentaux : les valeurs de fréquence mesurées sont « quantifiées » mais la droite obtenue par régression linéaire est bien de la forme $f_0(t) = at + b$ avec a et b positifs.</p>	1/4 par éta pe per ti nen te
<p>39) $div\vec{E} = 0, div\vec{B} = 0, \overrightarrow{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \overrightarrow{rot}\vec{B} = \mu_0\epsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$</p> <p>Remarque barème : -1pt si ρ et j ne sont pas indiqués comme nuls</p>	4
<p>40) $\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}\vec{E}) = \overrightarrow{grad}(div\vec{E}) - \Delta\vec{E} = -\Delta\vec{E}$</p>	4

$-\frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{B} = -\vec{\Delta} \vec{E}$ $\vec{\Delta} \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \text{ en posant } c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$															
41) Il s'agit d'une onde polarisée suivant \vec{u}_z . Cette polarisation peut être mise en évidence à l'aide d'un polariseur positionné suivant \vec{u}_y .	3 1														
42) $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\left(\frac{\omega}{v}\right)^2 E$ et $\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\omega^2 E$ donc $v = c$	2,2														
43) En utilisant Maxwell-Faraday, on obtient : $\vec{B}(x, t) = -\frac{E_0}{c} \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) \vec{u}_y$	4														
44) $\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$, c'est une puissance surfacique et s'exprime en $W.m^{-2}$	3,1														
45) On a $\vec{R} = \frac{E_0^2}{c \mu_0} \cos^2\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) \vec{u}_x$ soit $\langle \vec{R} \rangle = \frac{E_0^2}{2 \mu_0 c} \vec{u}_x$	2,2														
46) $\ \langle \vec{R} \rangle\ = \frac{P}{4 \pi d^2}$	4														
47) $\frac{E_0^2}{2 \mu_0 c} = \frac{P}{4 \pi d^2}$ donc $E_0^2 = \frac{\mu_0 2 c P}{4 \pi d^2} = 10^{-7} \cdot 6 \cdot 10^8 \frac{P}{d^2}$ et finalement $E_0 = E_0(d) = \frac{\sqrt{60P}}{d}$	4														
48) Une régression linéaire est à préférer $\epsilon(d^{-2})$, visuellement les mesures sont en accord avec la loi de Bouguer : Ou tracé de ϵ en fonction de $1/d^2$	4														
 <table border="1"> <caption>Data points from the graph</caption> <thead> <tr> <th>$d^{-2} (m^{-2})$</th> <th>$E(x)$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>~5</td> <td>~100</td> </tr> <tr> <td>~10</td> <td>~150</td> </tr> <tr> <td>~15</td> <td>~200</td> </tr> <tr> <td>~25</td> <td>~250</td> </tr> <tr> <td>~45</td> <td>~450</td> </tr> <tr> <td>~100</td> <td>~1000</td> </tr> </tbody> </table>	$d^{-2} (m^{-2})$	$E(x)$	~5	~100	~10	~150	~15	~200	~25	~250	~45	~450	~100	~1000	
$d^{-2} (m^{-2})$	$E(x)$														
~5	~100														
~10	~150														
~15	~200														
~25	~250														
~45	~450														
~100	~1000														
49) On observe ici une modulation spatiale de l'intensité sonore. On a donc des situations d'interférences constructives et destructives	4														
50) Avec la phase de p_{eff} on retrouve un interfrange de $i = \frac{cD}{af}$ soit $D = 10m$	2,2														
51) On peut imaginer reprendre l'étude d'un mouvement de chute libre, utiliser la différence de pression atmosphérique, réinvestir la loi de Bouguer, etc...	4 pour une meth														

<p>12) Le potentiel $V(X)$ est donc une fonction affine telle que $V(-e) = U_0$ et $V(e) = -U_0$ Donc la pente est $-\frac{2U_0}{2e}$ et l'ordonnée à l'origine est nulle : $V(X) = -\frac{U_0}{e}X$ <i>Remarque barème</i> : 1pt pour $E = -\text{grad}V$ et 1pt pour $V = -\frac{\sigma}{\epsilon_0}X$</p>	4
<p>13) Si $a = g$ alors $X = 10\text{nm}$ et $V(10\text{nm}) = -10\text{mV}$</p>	4
<p>14) Passages obligés :</p> <ul style="list-style-type: none"> - $h = \frac{1}{2}gt^2$ (hypothèse : chute libre) - Le graphe qu'il faut choisir est celui pour lequel l'accélération est $-g \approx -10\text{m.s}^{-2}$  <ul style="list-style-type: none"> - On lit un temps de chute de l'ordre de 0,70s - AN : $h \approx 2,5\text{m}$ 	1 1 1
<p>15) $\delta Q = Pdt$</p>	4
<p>16) $[C] = [J.K^{-1}]$ et $dU = CdT$</p>	2,2
<p>17) D'après le 1^e principe : $CdT = Pdt$ donc : $\frac{dT}{dt} + \frac{T}{\tau} = \frac{T_{ext}}{\tau}$ Avec $\tau = \frac{C}{a}$</p>	3 1
<p>18) On a donc $T(t) = T_{ext} + (T_0 - T_{ext})e^{-\frac{t}{\tau}}$, τ caractérise le temps de réponse du capteur</p>	3 1
<p>19) Il suffit d'écrire :</p> <pre>t=M(:,1); T=M(:,2); plot(t,T) xgrid(2)#facultatif xlabel("temps(s)") #facultatif ylabel("T(°C)") #facultatif title("T(t)") #facultatif</pre>	1 1 2
<p>20) On peut mesurer τ à l'aide de la tangente à l'origine : c'est à cet instant que la tangente à l'origine atteint la valeur finale.</p>  <p>Soit $\tau \approx 10\text{s}$ <i>Remarque barème</i> : accepter toute valeur justifiée, dont l'ordre de grandeur est correct</p>	4

