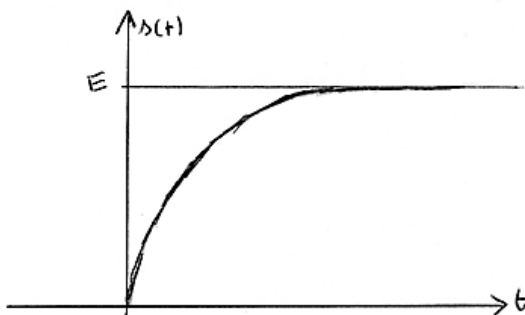
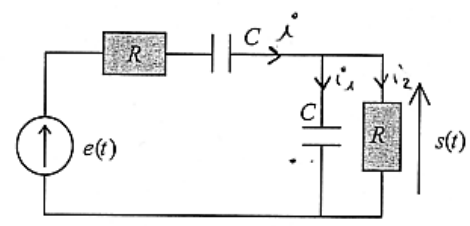
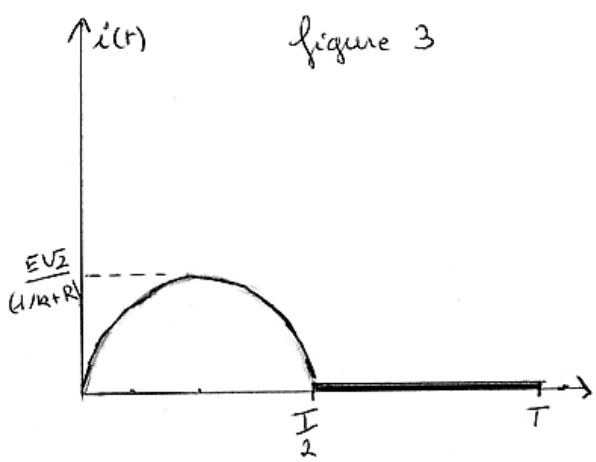


G2E 2005 physique : correction

1	Circuit R,C
1.1.	$i = \frac{dq}{dt} \quad E = s(t) + \tau \frac{ds}{dt}$ Loi des mailles : $s(t) = e(t) - Ri(t)$ avec $i = \frac{dq}{dt}$ soit $E = s(t) + \tau \frac{ds}{dt}$ équation différentielle linéaire d'ordre 1 avec second membre constant.
1.2.	Donc $s(t) = E + cst \times e^{-\frac{t}{\tau}}$; à $t = 0$ le condensateur est déchargé donc $s(0) = 0$ et $cst = -E$ $s(t) = E(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$, allure figure 1.
1.3.1	Notation : figure 2, $i = i_1 + i_2$ avec $s = Ri_2$ et $i_1 = C \frac{ds}{dt}$ donc $i = C \frac{ds}{dt} + \frac{s}{R}$ $E = s + Ri + q'/C$ avec $i = \frac{dq'}{dt}$ En dérivant $0 = \frac{ds}{dt} + RC \frac{d^2s}{dt^2} + \frac{ds}{dt} + \frac{ds}{dt} + \frac{s}{RC}$ Soit l'équation demandée $\frac{d^2s}{dt^2} + \frac{3}{\tau} \frac{ds}{dt} + \frac{s}{\tau^2} = 0$
1.3.2	Le discriminant du polynôme caractéristique est $\Delta = \frac{5}{\tau^2} > 0$ donc deux solutions réelles : $r_1 = \frac{-3}{2\tau} - \frac{\sqrt{5}}{2\tau} = \frac{-3}{2\tau} - \lambda$ et $r_2 = \frac{-3}{2\tau} + \lambda$ $s(t) = Ae^{-r_1 t} + Be^{-r_2 t} = e^{-\frac{3}{2\tau} t} (Ae^{-\lambda t} + Be^{\lambda t})$ A et B constante déterminées à partir de l'état initial. A $t=0$ $s(0) = 0$ donc $A+B=0$ soit $A=-B$ $i_1 = C \left(\frac{ds}{dt} \right)_0 = \frac{E}{R}$ $i_2(0)=0$ donc $i=i_1$ et enfin $\left(\frac{ds}{dt} \right)_0 = \frac{E}{\tau} = 2A\lambda$; on en déduit $A=-B = \frac{E}{\sqrt{5}}$ $s(t) = \frac{E}{\sqrt{5}} e^{-\frac{3}{2\tau} t} (e^{\lambda t} - e^{-\lambda t})$
1.4.1	$\underline{Z_{eq}} = \left(R + \frac{1}{jC\omega} \right) + \left(\frac{1}{R} + jC\omega \right)^{-1} = \frac{j\tau\omega + 1}{\frac{j\tau\omega}{R}} + \frac{R}{1 + j\tau\omega} = \frac{R + jR\tau\omega}{j\tau\omega} + \frac{R}{1 + j\tau\omega}$
1.4.2	$\underline{e} = \underline{Z_{eq}} \times \underline{i}$ $\underline{s} = \left(\frac{1}{R} + jC\omega \right)^{-1} \times \underline{i} = \frac{R}{1 + j\tau\omega} \times \underline{i}$

	$H(\omega) = \frac{R}{1+j\tau\omega} \times \frac{1}{\underline{Z_{eq}}} = \frac{R}{(1+j\tau\omega) \left(\frac{R+jR\tau\omega}{j\tau\omega} + \frac{R}{1+j\tau\omega} \right)} = \frac{1}{1 + \frac{(1+j\tau\omega)^2}{j\tau\omega}}$ $H(\omega) = \frac{j\tau\omega}{1 - \tau^2\omega^2 + 3j\tau\omega}$
1.4.3	Module $H = \frac{\tau\omega}{\sqrt{(1 - \tau^2\omega^2)^2 + 9\tau^2\omega^2}}$ Argument $\varphi = \arg(j\tau\omega) - \arg(1 - \tau^2\omega^2 + 3j\tau\omega) = \pi/2 - \arctan\left(\frac{3\tau\omega}{1 - \tau^2\omega^2}\right)$ $\tan \varphi = 1 / \tan\left(\frac{3\tau\omega}{1 - \tau^2\omega^2}\right)$
2	Redressement du courant alternatif
2.1	Pour $0 < t < T/2$ (ou $nT < t < (2n+1)T/2$) $e(t) > 0$: supposons la diode passante avec $i = ku_d$ Alors $e(t) = u_d + Ri(t) = (1/k + R)i(t)$ soit $i(t) = \frac{e(t)}{1/k + R}$ Pour $T/2 < t < T$ (ou $(2n+1)T/2 < t < nT$) $e(t) < 0$: supposons la diode bloquée alors $i(t) = 0$. Vérifions les conditions de fonctionnement de la diode : dans le cas bloquée $i = 0$ donc $u_d = e < 0$ (OK) Allure figure 3
	 figure 1  Figure n°2  figure 3

2.2	$I_{eff} = \sqrt{\langle i^2 \rangle}, \quad i^2 = \frac{e^2}{(1/k + R)^2} = \frac{2E^2 \sin^2 \omega t}{(1/k + R)^2} = \frac{E^2}{(1/k + R)^2} (1 - \cos 2\omega t) \quad \text{pour } 0 < t < T/2$ $I_{eff}^2 = \langle i^2 \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T i^2 dt = \frac{1}{T} \frac{E^2}{(1/k + R)^2} \int_0^{T/2} (1 - \cos 2\omega t) dt = \frac{E^2}{2(1/k + R)^2}$ $I_{eff} = \frac{E}{\sqrt{2}(1/k + R)}$
2.3	Sur une période la puissance moyenne dissipée dans le résistor est $P_R = Ri_{eff}^2$ $P_R = R \frac{E^2}{2(1/k + R)^2} \quad \text{A.N. } P_R = 11 \text{ W}$
2.4	La tension aux bornes de la batterie est E_1 constante. La diode est idéale c'est à dire que $i=0$ si $u_d < 0$ (diode bloquée) et la diode se comporte comme un fil de résistance négligeable pour $u_d \geq 0$.
2.4.1	Hypothèse 1 : la diode est passante . $e(t) = E_1 + Ri(t)$ donc $i(t) = (e(t) - E_1)/R$. Hypothèse 2 : la diode est bloquée . $i(t) = 0$ et $e(t) = E_1 + u_d$. Condition de circulation du courant : dans l'hypothèse 2 où la diode est bloquée $u_d = e(t) - E_1 < 0$ donc $E\sqrt{2} \times \sin \omega t < E_1$ $\sin \omega t < \frac{E_1}{E\sqrt{2}}, \quad \text{il circule au contraire pour } \sin \omega t \geq \frac{E_1}{E\sqrt{2}}$ Le courant ne circule pas si
2.4.2	Sur une période il existe deux valeurs de ωt telles que $\sin \omega t = \frac{E_1}{E\sqrt{2}}$ $\omega t_1 = 4,42^\circ$ et $\omega t_2 = (180 - 4,42) = 175,57^\circ$ On en déduit $t_1 = 2,46 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ et $t_2 = 9,76 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Le courant circule presque sur toute la première demi période.
3.	Diagramme entropique d'un cycle moteur
3.1.	AB est isentropique (cf schéma) donc $S_A = S_B = 0$. AC est une transformation du liquide de T_A à T_C : le liquide est un milieu condensé supposé incompressible donc $dS = \frac{mcdT}{T}$ et $\Delta S = S_C - S_A = mc \ln \frac{T_C}{T_A}$ donc $S_C = mc \ln \frac{T_C}{T_A}$ CD vaporisation isobare et isotherme de l'eau liquide donc $\Delta S = S_D - S_C = \frac{ml(473K)}{T_C}$ Pour calculer S_F, il faut envisager la transformation AF (l'entropie est une fonction d'état, on se place sur le chemin connu) : vaporisation de l'eau liquide à la température T_A : $\Delta S = S_F - S_A = \frac{ml(300K)}{T_F} = S_F \quad \Delta S = S_C - S_A = mc \ln \frac{T_C}{T_A}$
3.2.	Démonstration analogue à celle du théorème des moments. $m = m^l + m^v$ L'entropie est extensive donc $S_E = S_E^{vap} + S_E^{liq}$ avec $S_E^{vap} = m^v s^{vap} = m^v \frac{S_F}{m} = x^v S_F$ (l'entropie massique est égale à $S_F/(1\text{kg})$) $S_E^{liq} = m^l s^{liq} = m^l \frac{S_F}{m} = x^l S_A$ On écrit de même pour le liquide

	Donc $S_E = x^v S_F + x^l S_A = x^v S_F + (1 - x^v) S_A$ donc $x^v = \frac{S_E - S_A}{S_F - S_A}$ et $x^v = \frac{m^v}{m} = \frac{\overline{AE}}{\overline{AF}}$ Graphiquement (avec règle graduée) $x^v = 17/27 =$
3.3.1	Q_C est échangée le long de B-D, l'aire sous BD est égale à Q_C ; Q_F est échangée le long de EA, l'aire sous AE est opposée à Q_F.
3.3.2	$Q_{tot} = Q_C + Q_F = -W_{tot}$ car $\Delta U = 0$ pour le cycle. Le travail totale est égale à l'opposé de l'aire du rectangle ABDE. $W_{tot} = -(T_C - T_A)(S_C - S_A)$
3.3.3	$r = \frac{-W_{tot}}{Q_C} = 1 + \frac{Q_F}{Q_C}$ or $\Delta S_{BD} = S_D = \frac{Q_C}{T_C}$ et $\Delta S_{EA} = -S_E = \frac{Q_F}{T_F}$ or $S_E = S_D$ soit $r = 1 - \frac{T_F}{T_C}$ on retrouve bien le rendement du moteur de Carnot
4	Viscosimètre à chute de bille.
4.1.	Système : bille Référentiel terrestre supposé galiléen Bilan de force : poids $m\vec{g} = 4/3\pi R^3 \times \mu_B \times \vec{g}$ Poussée d'Archimède $\vec{\Pi}_A = -m_{fluide} \vec{g} = -4/3\pi R^3 \times \mu \times \vec{g}$ Force de viscosité fluide Appliquons la seconde loi de Newton : $m \frac{d\vec{v}}{dt} = 4/3\pi R^3 \times \mu_B \times \vec{g} - 4/3\pi R^3 \times \mu \times \vec{g} + 6\pi\eta R \vec{v}$
4.2.	La vitesse augmente sous l'effet du champ de pesanteur, mais la force de frottement aussi. Elle ralentit la bille qui atteint une vitesse limite. $\vec{v}_\infty = \frac{2}{9} \frac{R^2}{\eta} (\mu_B - \mu) \vec{g}$ Lorsque l'accélération s'annule
4.3.	Lorsque la vitesse limite est atteinte le système possède un mouvement rectiligne est uniforme. $\frac{dz}{dt} = \frac{2}{9} \frac{R^2}{\eta} (\mu_B - \mu) g$ Avec un axe descendant donc $\Delta z = H = \frac{2}{9} \frac{R^2}{\eta} (\mu_B - \mu) g \Delta t$
4.4	On en déduit $\eta = \frac{2}{9} \frac{R^2}{H} (\mu_B - \mu) g \Delta t$ avec $K = \frac{2}{9} \frac{R^2}{\eta} g$
4.5.	A.N. $\eta = 0,081 Pl$
5.	Viscosimètre à tube capillaire.
5.1.	Pour un fluide incompressible en écoulement permanent, la conservation du débit volumique $v_C = v_A \frac{S_A}{S_C} \ll v_A \text{ car } S_C \gg S_A$ donne $v_A S_A = v_C S_C$ donc
5.2.	Pour un fluide incompressible en écoulement quasi-permanent, le long d'une ligne de courant, on peut appliquer la relation de Bernoulli : $\frac{1}{2} \mu v_C^2 + P_C + \mu g z_C = \frac{1}{2} \mu v_A^2 + P_A + \mu g z_A$ en prenant $z_A = 0$, $z_C = h$, en constatant $P_B = P_{air} = P_C$, en négligeant v_c la relation devient

	$P_B + \mu gh = \frac{1}{2} \mu v_A^2 + P_A \quad \text{donc} \quad \Delta P = -\frac{1}{2} \mu v_A^2 + \mu gh \approx \mu gh$
5.3.1	$D_V = \iint_{\text{section capillaire}} v_x ds = \int_0^r v_x 2\pi x dx = \int_0^r v_0 \left(1 - \frac{x^2}{r^2}\right) 2\pi x dx$ Le débit volumique s'écrit $D_V = v_0 \pi \frac{r^2}{2} = \frac{\pi r^4}{8\eta} \left(\frac{\Delta P}{L}\right)$
5.3.2	Il y a conservation du débit volumique entre le réservoir et le tube. Aussi $D_V = \frac{dV}{dt} = S_c \frac{dz}{dt} = \pi R^2 \frac{dz}{dt}$. En supposant la vitesse du point C quasi constante lors de l'écoulement $D_V = \pi R^2 \frac{\Delta z}{\Delta t} = \pi R^2 \frac{(h_0 - h_1)}{\Delta t}$ $\Delta P = \mu gh_0 \quad \text{donc} \quad D_V = \frac{\pi r^4}{8\eta} \left(\frac{\mu gh_0}{L}\right)$ $\eta = \frac{r^4 \mu gh_0 \Delta T}{8R^2(h_0 - h_1)L} = 1,23 \cdot 10^{-3} \quad \text{Pl}$