

Physique-Chimie-1 2016

Première partie

Étude thermodynamique d'un système fermé

A Modèle de Carnot

- I.A.1.
- I.A.1.a) $\Delta U = W + Q_c + Q_f$. Or on applique le premier principe sur une cycle donc $\Delta U = 0$. L'écriture ne dépend pas du caractère réversible ou non des transformations.
- I.A.1.b) De même $\Delta S = 0$, d'où $0 = S_c + \frac{Q_c}{T_c} + \frac{Q_f}{T_f}$. Si les transformations sont réversibles alors $S_c = 0$.
- I.A.2.
- I.A.2.a) Fonctionnement en pompe à chaleur donc on prélève de l'énergie à la source froide et on en donne à la source chaude donc $Q_f > 0$, $Q_c < 0$ et $W > 0$.
- I.A.2.b) Avec le premier principe on a $W + Q_c + Q_f = 0$, d'où $-Q_c = Q_f + W$ et ainsi $|Q_c| = |Q_f| + W$ car $Q_f > 0$ et $W > 0$. Ainsi $|Q_c| > |Q_f|$ donc grâce au compresseur on fournit davantage d'énergie thermique que ce que l'on a prélevé.
- I.A.3.
- I.A.3.a) $\eta_{fc} = \frac{Q_f}{W} = \frac{Q_f}{-Q_c - Q_f}$. Or d'après le second principe $Q_f = -\frac{T_f}{T_c} Q_c$, d'où $\eta_{fc} = \frac{T_f}{T_f - T_c}$.
- I.A.3.b) $\eta_{fc} = \frac{273}{26} = 10,5$.
- I.A.3.c) Pour un frigo classique l'efficacité est de l'autre de 3 ou 4 ce qui est bien inférieur à l'efficacité calculée précédemment.
- I.A.4.
- I.A.4.a) $\eta_{cc} = \frac{|Q_c|}{W} = \frac{T_c}{T_c - T_f}$.
- I.A.4.b) $\eta_{cc} = \frac{273 + 26}{26} = 11,5$ L'efficacité est supérieur au cas du frigo.

B Modèle des pseudo-sources

- I.B.1.
- I.B.1.a) $0 = \delta Q_c + \delta Q_f + \delta W$.
- I.B.1.b) $0 = 0 + \frac{\delta Q_c}{T_c} + \frac{\delta Q_f}{T_f}$.
- I.B.2.
- I.B.2.a) On applique le premier principe à la source froide ce qui donne $dU = -\delta Q_f$ avec $dU = m_e c_e dT_f$, d'où $\delta Q_f = -m_e c_e dT_f$.
- I.B.2.b) De la même manière $\delta Q_c = -m_e c_e dT_c$.
- I.B.2.c) On remplace dans le second principe ce qui donne directement la relation demandée.
- I.B.3.
- I.B.3.a) Il est logique que T_c augmente au cours du temps puisque nous avons vu que $Q_c < 0$, c'est à dire que le fluide cède de l'énergie à l'eau ce qui augmente donc sa température. De la même manière T_f diminue puisque nous avons vu que $Q_f > 0$. C'est l'eau qui cède de la chaleur au fluide.
- Enfin $\sqrt{T_c T_f}$ reste constant car si l'on fait la différentielle de $\ln(\sqrt{T_c T_f})$, on obtient $d \ln(\sqrt{T_c T_f}) = \frac{1}{2} \frac{dT_c}{T_c} + \frac{1}{2} \frac{dT_f}{T_f} = 0$ d'après la question précédente. Donc la fonction est bien constante au cours du temps.
- I.B.3.b) Il n'y a plus de changement de température car l'eau gèle dans le seau. C'est donc l'énergie libérée par le changement d'état de l'eau qui permet d'évaporer le liquide du cycle tout en restant à la température du changement d'état.
- I.B.4.
- I.B.4.a) Si la pompe à chaleur fonctionne en système de chauffage, alors l'efficacité correspond bien à la quantité utile sur la quantité consommée.
- I.B.4.b) $\eta_t = \frac{m_e c_e dT_c}{m_e c_e dT_c + m_e c_e dT_f}$. Or $\frac{dT_c}{T_c} + \frac{dT_f}{T_f} = 0$, d'où $\eta_t = \frac{T_c}{T_c - T_f}$.

I.B.4.c) Il suffit alors de multiplier en haut et en bas par T_c , d'où $\eta_t = \frac{T_c^2}{T_c^2 - T_f T_c}$. Or nous avons vu que $T_f T_c$ est constant au cours du temps, d'où $T_f T_c = T_0^2$. Nous obtenons donc bien la relation demandée.

I.B.4.d) On remarque ainsi que plus l'écart en température des sources est grand et plus l'efficacité diminue ce qui est accord avec la courbe. De plus la courbe ressemble à la fonction en $1/x$ ce qui est logique car l'écart en température est petit devant T_0 (en tout cas pour les premiers temps) et évolue linéairement, donc le terme en $T_0/\Delta T$ est dominant et ainsi $\eta_t \approx 1/2 + T_0/\Delta T$. On retrouve donc bien l'hyperbole.

I.B.5. Question violente : On fait donc un bilan d'enthalpie sur un cylindre de rayon intérieur r et de rayon extérieur $r + dr$.

Nous avons alors $dH = Q = - \iint \vec{j} \cdot \vec{dS} dt$. Comme $dH = \rho_e \pi r dr c_e dT$ et $Q = \pi r^2 j(r) dt - \pi (r + dr) j(r + dr) dt = -\pi \frac{\partial}{\partial r} (rj) dr dt$, nous obtenons finalement $\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_e c_e r} \frac{\partial}{\partial r} (rj(r, t)) = 0$.

La loi de Fourier donne $\vec{j} = -\lambda_e \overrightarrow{\text{grad}}(T)$. Le moins permet d'expliquer le transfert thermique des fortes vers les faibles températures. Ici \vec{j} est uniquement selon \vec{u}_r , d'où $j = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial r}(r, t)$.

Finalement, nous obtenons $\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\lambda_e}{\rho_e c_e r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0$.

I.B.6. Raisonnement en ordre de grandeur sur l'équation de la chaleur conduit à $\tau = \frac{R'^2 \rho_e c_e}{\lambda_e} = \frac{(4.10^{-2})^2 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 2.10^3}{0,6} = 3$

h 7 min. Il faut donc un temps long pour que l'ensemble de l'eau cède ou reçoive un transfert thermique de la part du cuivre. Afin d'améliorer ces transferts il est donc indispensable d'agiter le fluide. Par ailleurs cela évite que l'eau gèle trop rapidement au contact du cuivre

Deuxième partie

Étude thermodynamique de l'écoulement stationnaire

A Écoulements stationnaires à travers les différents composants

II.A.1. La température est constante dans le seau de gauche à partir du moment où l'eau gèle.

II.A.2. Cette double graduation permet de connaître la température du changement d'état associé à la pression qui est mesurée. Nous pouvons donc savoir rapidement si le fluide est à l'état gazeux ou liquide si nous avons une mesure de température indépendante.

II.A.3. Dans un premier temps on ferme le système ouvert en considérant le fluide qui va entrer dans la machine thermique pendant dt puis le fluide qui va en sortir. En appliquant ensuite le premier principe à ce système fermé entre t et $t + dt$ et en exprimant le travail des forces de pression, nous obtenons bien l'expression demandée.

II.A.4.

II.A.4.a) Soit le détenteur est calorifugé, soit la détente est suffisamment rapide par rapport aux échanges thermiques pour supposer que la transformation est adiabatique.

II.A.4.b) Le détenteur ne contient pas de parties mobiles donc $w_i = 0$, de plus la transformation est adiabatique donc $q = 0$ et ainsi le premier principe pour un système ouvert permet de dire que l'enthalpie massique est conservée.

II.A.5.

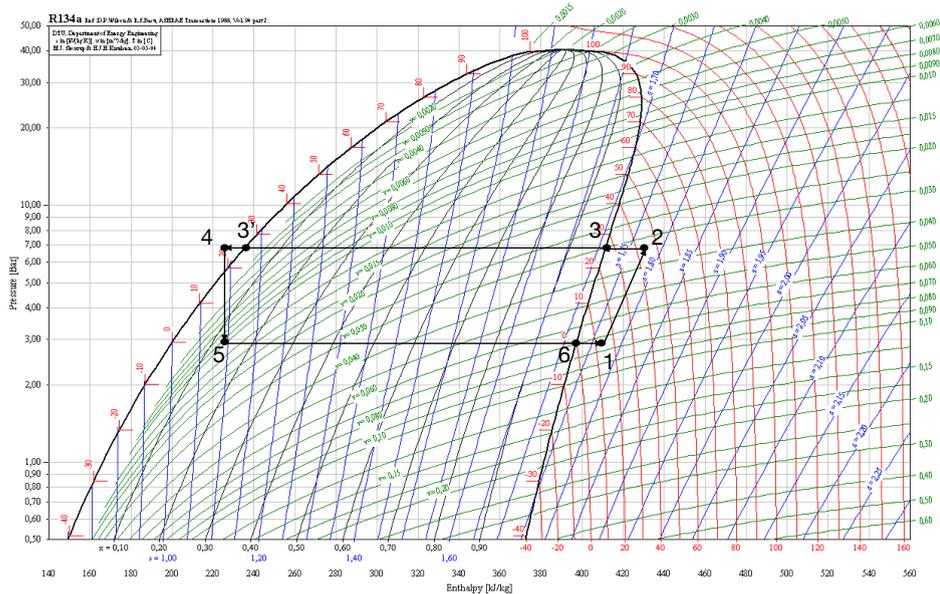
II.A.5.a) Transformation adiabatique et réversible.

II.A.5.b) Le premier principe donne $\Delta h = w_{i12}$, d'où $w_{i12} = 22 \text{ kJ.kg}^{-1}$. Ce travail est bien positif car reçu par le fluide.

B Diagramme enthalpique

II.B.1. Dans le domaine de la phase liquide les isothermes sont des droites verticales car nous avons $\Delta h = c\Delta T$. Ensuite dans le domaine de la vapeur sèche, les isothermes tendent vers des droites verticales, mais ne le sont pas car la vapeur sèche n'est pas assimilable à un gaz parfait. Enfin dans le domaine diphasé, à pression fixée la température est également fixée donc nous avons bien des droites horizontales.

II.B.2.



II.B.3.

II.B.3.a) $\Delta s_{A-B}(T) = \frac{\Delta h_{AB}}{T}$.

II.B.3.b) D'après les données : $\Delta h(299) = 412 - 233 = 179 \text{ kJ.kg}^{-1}$ ce qui donne $\Delta h/T = 0,599 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ alors que d'après les données $\Delta s = 0,59 \text{ kJ.kg}^{-1}.\text{mol}^{-1}$. Cela correspond à un écart d'environ 1% ce qui est raisonnable.

II.B.3.c) Par lecture graphique $\Delta h_{vap}(273) = h_{vap} - h_{liq} = 398 - 200 = 198 \text{ kJ.kg}^{-1}$. Ce qui est bien plus faible que celle de l'eau (environ $2.10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$) et de l'ordre de sel du dioxygène. C'est pour cette valeur faible que ce composé est choisi comme fluide réfrigérant...

II.B.4. On utilise le théorème des moments $x_5 = \frac{h_5 - h_{liq}(273)}{\Delta h_{vap}(273)} = \frac{226 - 200}{198} = 0,13$ car $h_5 = h_4$ d'après les questions précédentes.

C Estimation du débit massique

Le piston est entraîné par le moteur. On remarque que le piston fait un aller-retour par tour de moteur, il y a donc 2800 aller-retour par min. Or pendant cet aller-retour le piston comprime le volume équivalent à la cylindrée. Donc $D_m = \rho V_c \cdot 2800/60$.

Or à l'entrée du compresseur $\rho = 1/v = 1/0,073 = 13,7 \text{ kg.m}^{-3}$ d'après le tableau 2 et $V_c = 3,13 \text{ cm}^3$, ainsi $D_m = 2,00 \cdot 10^{-3} \text{ kg.s}^{-1}$.

D Efficacité de la pompe à chaleur

II.D.1. Nous avons donc $r = \frac{D_m w_{i12}}{\mathcal{P}} = 0,42$. Ce qui est une valeur assez classique pour tout ce qui est moteur.

II.D.2.

II.D.2.a) Chauffage donc reçoit de la chaleur de la source froide (extérieur) et en cède à la source chaude (intérieur). Le fluide reçoit de plus un travail de la part du compresseur.

II.D.2.b) La part qui nous intéresse est donc $q_{2-4'}$ et cela nous coûte w_{i12} , d'où $\eta_b = \frac{|q_{24}|}{w_{i12}}$.

II.D.2.c) $\eta_c = 9,3$ ce qui est inférieur au rendement de Carnot pour un chauffage par pompe à chaleur.

II.D.2.d) La désurchauffe permet de ramener le fluide d'une vapeur sèche à une vapeur saturante. Le sous-refroidissement permet quant à lui de passer d'un liquide saturant à un liquide. Ces deux étapes permettent également d'augmenter le rendement du dispositif.

II.D.2.e) Si l'on tient compte du rendement du compresseur $\eta = \eta_c * r = 3,9$. Le rendement est donc fortement diminué par les pertes dans le compresseur.

II.D.3. De la même manière on prélève à la source froide (intérieur de l'habitation) et l'on donne à la source chaude (extérieur) donc $\eta_f = \frac{q_{51}}{w_{i12}} = 8,3$ toujours inférieur au rendement de Carnot pour une machine frigorifique. La surchauffe permet à nouveau de passer d'un gaz saturant à de la vapeur sèche et d'augmenter le rendement. En prenant en compte le rendement du compresseur, nous obtenons $\eta_f = 3,5$.

II.D.4. La surchauffe permet de garantir le bon fonctionnement du compresseur en s'assurant que le fluide ne pénètre dans le compresseur uniquement sous forme gazeuse.

II.D.5. $\mathcal{P}_s = D_m q_{61} = 25,4 \text{ W}$ ce qui est faible par rapport au puissance échangée lors des changements d'état.

Troisième partie

Fonctionnement du compresseur

III.A. Si la période des oscillations est grande devant le temps de propagation de l'onde sur le circuit.

III.B. Je considère le solénoïde de droite. Invariances par translation suivant \vec{u}_x et par rotation autour de \vec{u}_x donc $\vec{B} = \vec{B}(r)$. Symétrie : tout plan perpendiculaire au solénoïde est plan de symétrie donc $\vec{B} = B_x(r) \vec{u}_x$. On applique ensuite Ampère sur un rectangle enlaçant des spires ce qui donne finalement $\vec{B} = \mu_0 n i_1 \vec{u}_x$.

III.C. Par superposition : $\vec{B}(O, t) = \mu n I_M (\cos(\omega_0 t) \vec{u}_x - \cos(\omega_0 t + \alpha) \vec{u}_y)$.

Si $\alpha = \pi/2$ alors $\vec{B}(O, t) = \mu n I_M (\cos(\omega_0 t) \vec{u}_x + \sin(\omega_0 t) \vec{u}_y)$.

Si $\alpha = -\pi/2$ alors $\vec{B}(O, t) = \mu n I_M (\cos(\omega_0 t) \vec{u}_x - \sin(\omega_0 t) \vec{u}_y)$.

Ce champ est tournant car au cours du temps la direction du champ magnétique tourne à la pulsation ω_0 tout en gardant une norme fixe.

III.D. On réalise un déphasage à l'aide d'un condensateur.

III.E. $B(O, t) = 4\mu_0 \frac{I_m}{2a} = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ T}$.

III.F.

III.F.1) Si la bobine ne tourne pas à la même vitesse que le champ magnétique, alors le flux de \vec{B} à travers la spire change au cours du temps ce qui crée une fem induite par la loi de Faraday.

III.F.2) La variation de flux crée une fem donc un courant électrique. Ainsi la spire parcouru par un courant électrique va subir une force de Laplace qui va mettre en rotation la spire.

III.F.3) On a donc $\Phi = \Phi_0 \cos \Omega t$ et ainsi la loi des mailles donne $\Phi_0 \Omega \sin \Omega t = Ri + L \frac{di}{dt}$.

III.G.

III.G.1) On passe en complexe d'où $\underline{I}_m = \frac{\Phi_0 \Omega}{R + jL\Omega}$ avec $\underline{I}_m = i_m e^{-j\psi}$. Ainsi $i_m = \frac{\Phi_0 \Omega}{\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}}$ et $\psi = \arctan \frac{L\Omega}{R}$.

III.G.2) $\vec{M} = iNS \vec{n}$ avec \vec{n} la normale aux spires.

III.G.3) $\Gamma_L = \vec{M} \wedge \vec{B} = i_m \Phi_0 \sin \Omega t \sin(\Omega t - \psi) \vec{u}_z$.

III.G.4) On applique le TMC sur l'axe de rotation d'où $J\ddot{\theta} = i_m \Phi_0 \sin \Omega t \sin(\Omega t - \psi) - \Gamma$.

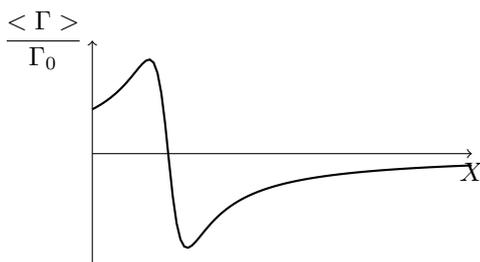
III.G.5) En régime établi, le système tourne à vitesse constante donc $\ddot{\theta} = 0$ et ainsi $\Gamma = \frac{\Phi_0^2 \Omega}{2\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}} (-\cos(2\Omega t - \psi) + \cos \psi)$.

III.H.

III.H.1) $\langle \Gamma \rangle = \frac{\Phi_0^2 \Omega}{2\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}} \cos \psi$. Or $\cos \psi = \text{Re}(\underline{i})/i_m = \frac{\frac{R\Phi_0 \Omega}{R^2 + L^2 \omega^2}}{\frac{\Phi_0 \Omega}{\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}}} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + L^2 \Omega^2}}$.

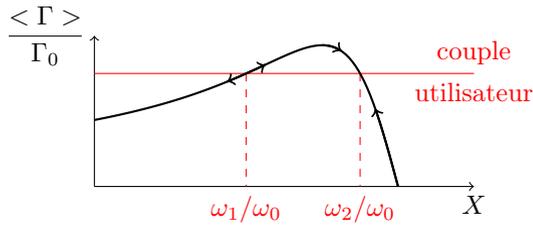
Finalemment $\langle \Gamma \rangle = \frac{\Phi_0^2 R \Omega}{2(R^2 + L^2 \Omega^2)}$. Or $\Omega = \omega_0(1 - X)$, d'où $\langle \Gamma \rangle = \frac{\Gamma_0(1 - X)}{1 + \lambda^2(1 - X)^2}$ avec $\Gamma_0 = \frac{\Phi_0^2 \omega_0}{2R}$ et $\lambda^2 = \frac{L^2 \omega_0^2}{R^2}$.

III.H.2)



On remarque tout d'abord que pour $X = 1$, le couple est nul ce qui est en accord avec ce que nous avons vu précédemment (plus de variation de flux donc plus de force de Laplace). Pour des $\omega < \omega_0$ on remarque que le couple passe par un maximum qui est proche de ω_0 . Pour $\omega > \omega_0$ les forces de Laplace sont résistantes et freine donc la rotation.

III.H.3)



Il faut ici partir du TMC $J\ddot{\theta} = \Gamma_L - \Gamma$, ainsi si $\Gamma_L > \Gamma$ la vitesse de rotation augmente, si $\Gamma_L < \Gamma$ la vitesse de rotation diminue. Donc si l'on part de ω_1 et que la pulsation augmente légèrement, alors le couple moteur devient supérieur au couple de la partie utilisatrice, ainsi le moteur va s'emballer et la pulsation continue à augmenter. Inversement si la pulsation diminue depuis ω_1 le couple moteur diminue et devient donc inférieur au couple utilisatrice, le moteur est donc ralenti diminuant encore plus la pulsation... Cette position n'est donc pas stable.

Dans le cas de ω_2 , on remarque que si l'on diminue la pulsation, alors le couple moteur augmente forçant ainsi la pulsation à augmenter pour revenir à ω_2 . Inversement si l'on augmente la pulsation, le couple moteur diminue entraînant alors une diminution de la pulsation... Cette position est donc une position stable.

III.H.4) $\langle \mathcal{P} \rangle = \omega \langle \Gamma \rangle = \frac{\mathcal{P}_0 X(1-X)}{1 + \lambda^2(1-X)^2}$ avec $\mathcal{P}_0 = \Gamma_0 \omega_0$. On trouve donc une puissance nulle si le moteur ne tourne pas ou s'il tourne à la même vitesse que le champ magnétique ce qui est en accord avec les questions précédentes. Ensuite on remarque que la puissance passe par un maximum pour un X aux alentours de 0,7.

III.H.5) D'après le graphe la vitesse de rotation stable est donc d'environ $0,95\omega_0$. Comme le système est alimenté avec le 50 Hz du réseau, cela signifie que le moteur tourne à 2850 tr.min^{-1} ce qui est très proche de la valeur donnée dans la doc.

FIN DE LA CORRECTION