

2 juillet 2014 - 8h15-11h15

Nom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Prénom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

N° Sciper :

--	--	--	--	--	--

A. Cycle Lenoir (3/10 points)

Un gaz de N molécules est enfermé dans un cylindre muni d'un piston. Le gaz subit un cycle composé de trois branches définies par les processus suivants :

- (1-2) Une transformation isochore qui fait passer le gaz de la pression P_1 à P_2 , le volume étant V_1 .
- (2-3) Une détente isotherme, faisant passer le volume de V_1 à V_3 .
- (3-1) Une compression isobare à la pression $P_3 = P_1$.

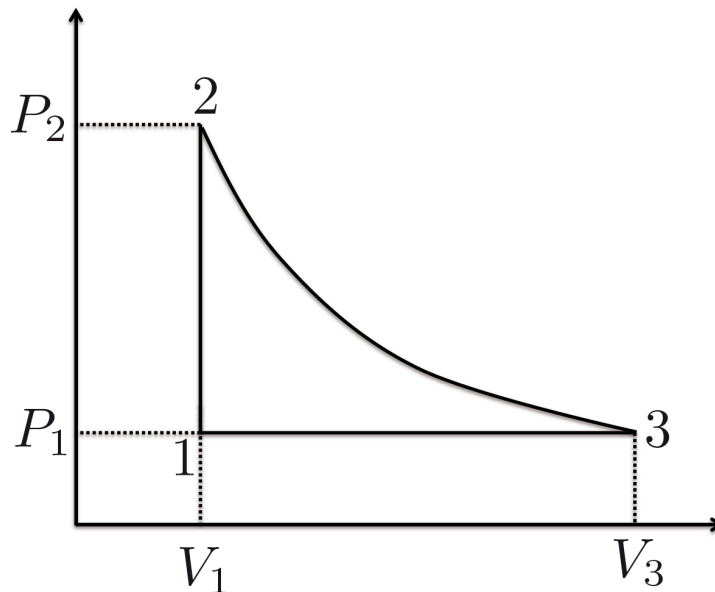
Le gaz a ceci de particulier que son équation d'état est donnée par

$$P(V - B) = NRT$$

où B est une constante. On admet que ce gaz est non-dissipatif ($\Pi_S = 0$). On peut montrer que l'énergie interne U doit nécessairement ne dépendre que de T . On écrira :

$$U = C_V T$$

et on fera l'hypothèse que C_V est indépendant de la température.



Questions et réponses au verso !

1. **(0.5 point)** Calculer le volume V_3 en fonction de P_1 , P_2 et V_1 .

Comme le processus 2-3 est isotherme, $P_2(V_1 - B) = P_1(V_3 - B)$ et il vient

$$V_3 = \frac{P_2}{P_1}(V_1 - B) + B$$

2. **(1.0 point)** Calculer le travail par cycle en fonction de P_1 , P_2 et V_1 .

Dans 1-2, le volume est constant, donc $W_{12} = 0$. Pour 2-3, on intègre :

$$W_{23} = \int_2^3 -P dV = -NRT_2 \int_{V_1}^{V_3} \frac{d(V - B)}{V - B} = -P_2(V_1 - B) \ln \left(\frac{V_3 - B}{V_1 - B} \right) = -P_2(V_1 - B) \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$$

Finalement $W_{31} = P_1(V_3 - V_1) = P_1((V_3 - B) - (V_1 - B)) = P_1\left(\frac{P_2}{P_1} - 1\right)(V_1 - B) = (P_2 - P_1)(V_1 - B)$. Ainsi :

$$W_{12} + W_{23} + W_{31} = -P_2(V_1 - B) \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) + (P_2 - P_1)(V_1 - B)$$

3. **(0.5 point)** Calculer le transfert thermique dans le processus de 1 à 2 en fonction de P_1 , P_2 et V_1 .

Comme le processus 1-2 est à travail nul,

$$\Delta_{12} = Q_{12} = C_V(T_2 - T_1) = \frac{C_V}{NR}(V_1 - B)(P_2 - P_1)$$

4. **(0.5 point)** Calculer le changement d'entropie du gaz entre les états 1 et 2.

Comme le processus 1-2 est à travail nul, $C_V dT = T dS$. On a donc :

$$\Delta S_{12} = C_V \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = C_V \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)$$

La dernière égalité utilise l'équation d'état et $V_2 = V_1$.

5. **(0.5 point)** Démontrer la relation suivante :

$$\left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_V$$

On considère la différentielle $dF = -S(T, V)dT - V(T, V)dP$. On constate que $S = -\frac{\partial F(T, V)}{\partial T}$ et que $P = -\frac{\partial F(T, V)}{\partial V}$. On obtient ainsi la relation de Maxwell :

$$\frac{\partial S(T, V)}{\partial V} = -\frac{\partial^2 F(T, V)}{\partial P \partial V} = \frac{\partial P(T, V)}{\partial T}$$

2 juillet 2014 - 8h15-11h15

Nom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Prénom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

N° Sciper :

--	--	--	--	--	--

B. Evolution osmotique (3/10 points)

On modélise le phénomène d'osmose opérant entre deux récipients plats séparés par une paroi osmotique. On suppose donc que la configuration est telle qu'on peut négliger les différences de niveau entre les deux récipients. Les deux récipients sont à la même température, le récipient numéro 1 contient de l'eau et du sel, le récipient 2 ne contient que de l'eau pure.

On notera I_N le courant d'eau allant du récipient 2 au récipient 1. On notera N_{sel} la quantité de sel dans le récipient 1. On notera N_1 la quantité d'eau dans le récipient d'eau salée, N_2 la quantité d'eau dans le récipient d'eau pure.

Le potentiel chimique de l'eau dans le récipient salé est donné par la loi de mélange

$$\mu_1 = \mu_0 + RT \ln(x)$$

où x est la concentration d'eau dans l'eau salée. On a donc $\mu_2 = \mu_0$.

La concentration de sel dans l'eau est supposée très faible. On rappelle le développement limité $\ln(1 - c) \approx -c$ pour $c \ll 1$.

Questions et réponses au verso !

1. **(0.5 point)** Pour mémoire, on rappelle la définition formelle $\mu_i = \frac{\partial U(S, N_1, N_2)}{\partial N_i}$ ($i : 1, 2$).
Montrer que $\dot{U} = T\dot{S} + (\mu_1 - \mu_2)I_N$.

On prend pour variables d'état S, N_1, N_2 comme le rappel le suggère. On a donc, en utilisant la définition des potentiels chimiques :

$$\dot{U} = \frac{\partial U}{\partial S} \dot{S} + \mu_1 \dot{N}_1 + \mu_2 \dot{N}_2$$

Le bilan de matière dans le sous-système 2 donne : $\dot{N}_2 = I_N$ et pour le sous-système 1 : $\dot{N}_1 = -I_N$. Il suffit alors de substituer \dot{N}_1 et \dot{N}_2 par $-I_N$, respectivement $+I_N$ pour conclure.

2. **(0.5 point)** Montrer que la production d'entropie est donnée par $\Pi_S = \frac{\mu_2 - \mu_1}{T} I_N$.

Le bilan d'entropie s'écrit $\dot{S} = I_S + \Pi_S$. Ici, on suppose qu'il n'y a pas de transfert thermique avec l'extérieure. Alternativement, on peut supposer un courant de chaleur $I_Q = TI_S$ et obtenir la même conclusion. Comme le système est isolé, on a $\dot{U} = 0$. Partant de $\dot{U} = T\dot{S} + (\mu_1 - \mu_2)I_N$, on peut conclure en quelques opérations algébriques.

3. **(0.5 point)** Il faut en déduire une relation de la forme $I_N = \sigma(\mu_2 - \mu_1)$. Justifier pourquoi.

Avec cette relation, on a $\Pi_S = \sigma \frac{(\mu_2 - \mu_1)^2}{T}$. Le deuxième principe exige que $\Pi_S \geq 0$. C'est le cas si on suppose $\sigma \geq 0$. On peut aussi voir dans cette relation une version discrète de la loi de Fick.

On considérera par la suite que σ est une constante.

4. **(0.5 point)** Montrer que le potentiel chimique de l'eau est de la forme $\mu_1 = \mu_0 - \frac{E_0}{N_1}$ et exprimer la constante E_0 en fonction des paramètres de la donnée.

La donnée implique que $x = \frac{N_{eau}}{N_{eau} + N_{sel}}$. A la limite des faibles concentrations $c = \frac{N_{sel}}{N_{eau}}$, on a $x = \frac{1}{1+c} \approx 1 - c$. Alors le développement limité pour la fonction \ln fournit $\mu = \mu_0 - RTc$ et on a le résultat annoncé avec

$$E_0 = RTN_{sel}$$

5. **(1.0 point)** Déterminer $N_1(t)$, en sachant que $N_1(t=0) = N_0$ sachant que E_0 est une constante. D'abord, il faut exploiter le bilan pour N_1 avec le courant I_N qui est maintenant fonction de

N_1 : $\dot{N}_1 = \sigma \frac{E_0}{N_1}$. Ensuite il faut intégrer. On peut écrire par exemple : $N_1 dN_1 = \sigma E_0$. Donc $\frac{1}{2}(N_1^2 - N_0^2) = \sigma E_0 t$. Ainsi :

$$N_1(t) = \sqrt{N_0^2 + 2\sigma E_0 t}$$

Nom :

Prénom :

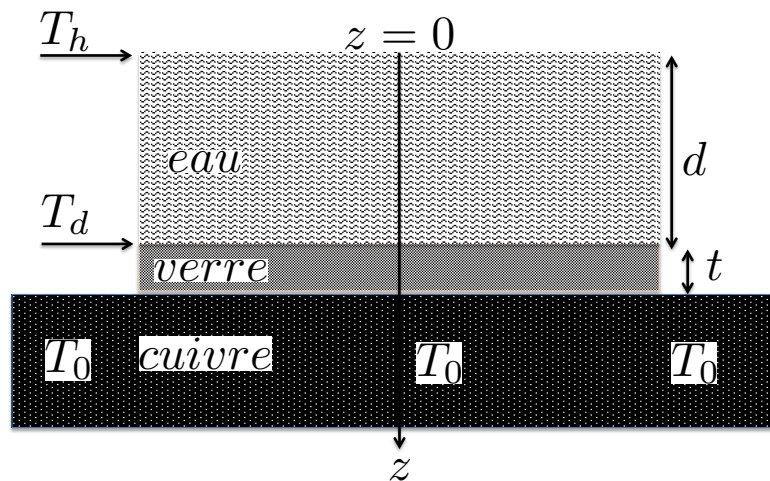
N° Sciper :

C. Chauffage micro-onde (3/10 points)

Un échantillon a la forme d'une lame mince d'épaisseur d . Cet échantillon est exposé à un chauffage micro-onde provoquant une puissance thermique $\rho_U \left(\frac{W}{m^3}\right)$. On suppose que cette énergie est produite uniformément dans tout le volume de l'échantillon. L'échantillon est posé sur une plaque de verre d'épaisseur t . Le micro-onde ne provoque pas de puissance thermique dissipée dans le verre. Le verre est pressé contre un bloc de cuivre qui est maintenu à une température T_0 . Les micro-ondes ne pénètrent pas dans le cuivre. La surface de l'échantillon vaut A . On néglige tout effet de bord.

La conductivité thermique du verre est notée $\kappa \left(\frac{W}{mK}\right)$. On rappelle la loi de Fourier $j_Q = -\kappa \nabla T$. Pour simplifier les notations, on prendra pour la conductivité de l'échantillon la même valeur κ que pour le verre. L'échantillon a une chaleur spécifique par unité de volume $c_V \left(\frac{J}{m^3K}\right)$.

On fera l'hypothèse que le transfert thermique ente l'échantillon et l'air en-dessus est négligeable.



Questions et réponses au verso !

1. **(1.0 point)** En considérant un élément d'échantillon, de surface dA , de profondeur dz , établir une équation de bilan d'énergie pour cet élément en tenant compte de la loi de Fourier. En déduire une équation différentielle pour la fonction $T(z, t)$.

Bilan pour un disque mince entre z et $z+dz$, de section dA : $c_V dA dz \frac{\partial T}{\partial t} = -[j_Q(z+dz) - j_Q(z)] dA + \rho_U dA dz$. Avec la loi de Fourier pour j_Q :

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \rho_U$$

Ce résultat est consistant avec l'équation donnée pour le régime stationnaire : $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{\rho_U}{\kappa}$.

2. **(0.5 point)** On cherche le profile de température quand l'échantillon a atteint un régime stationnaire.

La donnée stipule que le courant de chaleur est nul à $z = 0$. Vu la loi de Fourier, on doit avoir $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ à $z = 0$.

Remarque : l'intégration de $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\frac{\rho_U}{\kappa}$ ne permet pas de trouver ce résultat. En effet, par intégration on a simplement $\frac{\partial T(z)}{\partial z} - \frac{\partial T(0)}{\partial z} = -\frac{\rho_U}{\kappa} z$.

3. **(0.5 point)** En posant que la température à la surface supérieure de l'échantillon (à $z = 0$) vaut T_h , c'est-à-dire à $T(z = 0) = T_h$, obtenir le profil de température $T(z)$ en fonction de T_h , ρ_U et κ .

On a pour $T(z)$ une équation différentielle pareille à celle de la balistique. On a donc :

$$T(z) = T_z - \frac{\rho_U}{2\kappa} z^2$$

.

4. **(1.0 point)** On note $T_d = T(z = d)$ la température à l'interface entre l'échantillon et le verre, d'épaisseur t . On note P la puissance micro-onde absorbée, c'est-à-dire $P = \rho_u A d$. Toute cette puissance est transférée à travers le verre et diffuse dans le bloc de cuivre, supposé maintenu à la température T_0 . Obtenir T_d en fonction de P , t , T_0 , A et κ .

L'indication de la donnée se traduit, compte tenu de la loi de Fourier, par : $P = j_Q A = -\kappa \nabla T$. Dans le verre, on a un gradient uniforme (il n'y pas de terme de source), donc $\nabla T = \frac{T_0 - T_d}{t}$. Ainsi :

$$T_d = T_0 + \frac{Pt}{A\kappa} = T_0 + \frac{\rho_U t d}{\kappa}$$

.

2 juillet 2014 - 8h15-11h15

Nom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Prénom :

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

N° Sciper :

--	--	--	--	--	--

D. Chaud-froid à deux niveaux (1/10 points)

On considère un ensemble statistique constitué d'un très grand nombre de corpuscules qui peuvent être dans deux états possibles seulement. Un état a l'énergie E_1 . L'autre état a une énergie E_2 . Ces deux valeurs E_1 et E_2 sont à considérer comme des constantes dans ce problème.

On prépare deux systèmes qui ont ces propriétés. On admet que chaque système a une température définie.

On prépare un premier système, appelé A , de telle manière qu'il présente N_1 corpuscules dans l'état d'énergie E_1 et N_2 corpuscules dans l'état d'énergie E_2 .

On prépare un deuxième système, appelé B , avec les occupations suivantes :

- il y a N'_1 corpuscules dans l'état d'énergie E_1
- il y a N'_2 corpuscules dans l'état d'énergie E_2

Questions et réponses au verso !

1. **(0.5 point)** Trouver la température T du système A . Donner l'expression pour T en fonction du rapport $\frac{N_1}{N_2}$ et de la différence $E_2 - E_1$.

La donnée implique que $p_1 = \frac{N_1}{N_1+N_2}$ et $p_2 = \frac{N_2}{N_1+N_2}$. La distribution de Boltzmann donne $p_1 = \frac{1}{Z} \exp\left(\frac{-E_1}{k_B T}\right)$ et $p_2 = \frac{1}{Z} \exp\left(\frac{-E_2}{k_B T}\right)$. En combinant la donnée statistique et la loi de Boltzmann, on a donc le rapport : $\frac{p_1}{p_2} = \frac{N_1}{N_2} = \exp\left(\frac{E_2-E_1}{k_B T}\right)$. Ainsi on obtient :

$$k_B T = \frac{E_2 - E_1}{\ln\left(\frac{N_1}{N_2}\right)}$$

2. **(0.5 point)** On met ensemble les systèmes A et B , donc les occupations s'additionnent pour chaque niveau d'énergie. On admet que le système B a été préparé avec les occupations N'_1 et N'_2 qui ont les valeurs suivantes : $N'_1 = N_2$ et $N'_2 = N_1$. Qu'advient-il de la température finale du système composés de A et B ?

La donnée implique que les niveaux d'énergie E_1 et E_2 sont également occupés. Ceci n'est possible que si la température tend vers l'infini.