

## DS06 Concours blanc (correction)

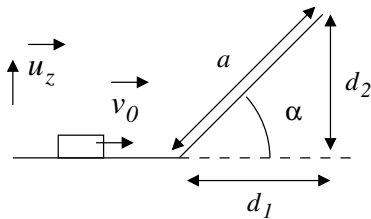
### 1 Pb 1. Physique du skeleton (Centrale PC, PSI, 2011)

#### III.A - Question préliminaire

L'ensemble {coureur+skeleton} est soumis à son poids et à la réaction normale du support. En l'absence de frottement, **l'énergie mécanique du système se conserve**. En prenant l'origine de l'énergie potentielle au niveau du sol, on en déduit, avec  $d_2$  l'altitude d'arrêt :

$$\frac{1}{2}mv_0^2 + 0 = 0 + mgd_2$$

On relie alors la distance parcourue à la pente  $p$  avec  $\tan(\alpha) = \frac{d_2}{d_1} = p$  :



$$a = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} = \sqrt{d_2^2 + \frac{d_2^2}{p^2}} = d_2 \sqrt{1 + \frac{1}{p^2}} \Leftrightarrow d_2 = \frac{a \times p}{\sqrt{1 + p^2}}$$

On en déduit :

$$a = \frac{v_0^2}{2g} \times \frac{\sqrt{1 + p^2}}{p}$$

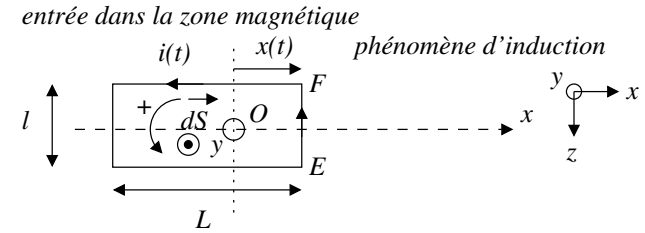
A.N. :  $a = \frac{30^2}{2 \times 10} \times \frac{\sqrt{1 + 0,050^2}}{0,050} \Rightarrow a = 9,0 \times 10^2 \text{ m}$

*Remarque* : compte tenu de la faible valeur de la pente, il était possible de confondre la tangente et le sinus à condition de l'expliquer.

#### III.B - Freinage du skeleton

1. Champ magnétique uniforme pour  $x > 0$ .

(a) L'effet d'induction n'a lieu que durant la phase d'entrée dans la zone magnétique ; ensuite le flux magnétique ne varie plus et la force électromotrice s'annule.



**Phase 1** :  $x(t) < L$

On applique le principe fondamental de la dynamique au skeleton dans le référentiel terrestre supposé galiléen. La force de Laplace se limite à la partie  $EF$  ; sur les autres portions du contour, la force est soit nulle (champ magnétique nul en dehors de la zone magnétique), soit les effets se compensent (parties latérales parcourues par des courants opposés). En projection sur l'axe  $Ox$ , on en déduit :

$$m \frac{dv}{dt} = [il(-\vec{u}_z) \wedge B\vec{u}_y] \cdot \vec{u}_x \Rightarrow m \frac{dv}{dt} = ilB \quad (1)$$

Le vecteur surface étant orienté conformément au champ magnétique :

$$e = -\frac{d}{dt}(\Phi) = -\frac{d}{dt}(Blx(t)) \Rightarrow e = -Blv(t)$$

En tenant compte de la résistance  $R$ , l'équation électrique s'écrit :

$$Ri = e = -Blv(t) \Rightarrow i(t) = -\frac{Blv(t)}{R} \quad (2)$$

En combinant les équations (1) et (2), on en déduit :

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = 0 \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{mR}{B^2 l^2}$$

**Phase 2** :  $x(t) > L$

En l'absence de force selon  $Ox$  :  $\frac{dv}{dt} = 0 \Leftrightarrow v(t) = cste$ .

(b) Durant la phase de décélération,  $v(t) = v_0 e^{-t/\tau}$ , on en déduit alors la position au cours du temps :

$$\frac{dx}{dt} = v_0 e^{-t/\tau} \Rightarrow x(t) = -v_0 \tau e^{-t/\tau} + cste$$

Avec  $x(0) = 0$ , on en déduit :  $x(t) = v_0 \tau (1 - e^{-t/\tau})$ .

Le mobile s'arrête après avoir parcouru une distance  $x_\infty = v_0 \tau$ . L'arrêt

n'aura bien sûr lieu que si cette distance est inférieure à  $L$ , ce qui impose :

$$\boxed{L \geq v_0 \tau}$$

A.N. :  $\tau = \frac{100 \times 1,0 \times 10^{-2}}{1,0^2 \times 0,30^2} = 11 \text{ s}$ , donc  $\boxed{L \geq 3,3 \times 10^2 \text{ m}}$ .

**Cette longueur de 330 m est irréaliste pour un skeleton.**

À la fin de la phase de freinage :  $x(t_1) = L = v_0 \tau (1 - e^{-t_1/\tau}) \Leftrightarrow e^{-t_1/\tau} = 1 - \frac{L}{v_0 \tau}$ . On en déduit la vitesse finale :

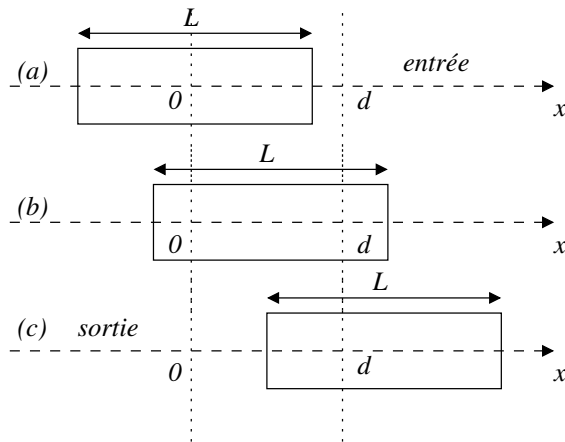
$$v_f = v(t_1) = v_0 e^{-t_1/\tau} \quad \boxed{v_f = v_0 \times \left(1 - \frac{L}{v_0 \tau}\right) = v_0 - \frac{L}{\tau}}$$

$$v_f = 30 \times \left(1 - \frac{0,50}{30 \times 11,11}\right) \Rightarrow \boxed{v_f = 29,95 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \approx 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}}$$

En variation relative :  $\left| \frac{v_f - v_0}{v_0} \right| = \frac{L}{v_0 \tau} = 0,15\%$ . **Le freinage n'est pas efficace.**

2. Champ magnétique uniforme limité à la zone  $0 \leq x \leq d$  :

(a) **Les phases d'entrée (a) et de sortie (c) sont des phases de freinage**; sur ces phases, le flux magnétique est variable, et d'après la loi de Lenz, le courant généré crée une force de Laplace tendant à s'opposer à l'avancée du mobile.

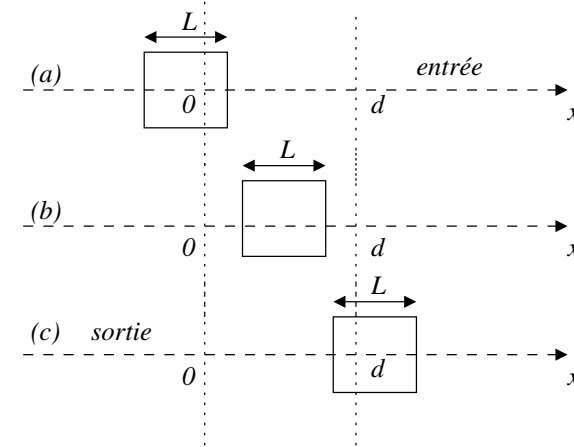


Durant la phase (b), le flux est constant, il n'y a pas d'effet d'induction et pas de freinage.

À la question précédente, on a montré que la vitesse diminue de  $L/\tau$  lors de la phase d'entrée. Avec une zone magnétique longue de  $d$ , la perte de vitesse est de  $d/\tau$  en entrée. Les équations du mouvement sont identiques pour la phase de sortie et la perte de vitesse est la même, en conséquence :

$$\boxed{v_f = v_0 - \frac{2d}{\tau}}$$

(b) Pour  $L \leq d$ , le phénomène est le même, simplement l'induction ne se déroule en entrée et en sortie que sur une distance  $L$ . Quand le cadre est entièrement contenu dans la zone magnétique, il n'y a pas d'effet d'induction.



En conséquence :  $\boxed{v_f = v_0 - \frac{2L}{\tau}}$ .

(c) Pour optimiser le freinage, l'idée est de supprimer la phase intermédiaire durant laquelle le flux ne varie pas et de choisir  $\boxed{L = d}$ .

3. L'idée est là encore d'alterner les phases d'entrée et de sortie sans zone intermédiaire où le freinage est nul. On retient donc  $\boxed{D = L}$ , ainsi quand la partie arrière du cadre sort d'une zone de freinage, la partie avant entre dans la zone suivante.

Après  $N$  zones de freinage,  $v_N = v_0 - \frac{2NL}{\tau}$ . L'annulation de la vitesse correspond à :

$$N = \frac{v_0 \tau}{2L} = \frac{30 \times 11,11}{2 \times 0,5} = 333,3 \Rightarrow \boxed{N = 334}$$

Chaque module est composé d'une zone de longueur  $L$  dans laquelle règne le

champ magnétique et une zone de longueur  $L$  sans champ magnétique, c'est à dire une distance  $2L$  par zone, ce qui donne pour la distance totale d'arrêt :

$$d_{\text{arrêt}} = 2NL \Rightarrow \boxed{d_{\text{arrêt}} = 3,3 \times 10^2 \text{ m}}$$

#### 4. Applications numériques.

- (a) Pour le premier module, lors de la phase d'entrée,  $v(t) = v_e e^{-t/\tau}$  et donc pour la durée de freinage à la fin de la phase d'entrée :  $t_e = \tau \ln(v_e/v_s)$  ; avec  $v_e = v$  et  $v_s = v - L/\tau$ , on obtient :  $t_e = \tau \ln\left(\frac{v\tau}{v\tau - L}\right)$  ; le skeleton a alors la vitesse  $v - L/\tau$  avant la sortie du module et le temps de freinage en sortie est obtenu en appliquant la formule précédente avec la nouvelle vitesse  $v \rightarrow (v - L/\tau)$  :

$$t_s = \tau \ln\left(\frac{(v - L/\tau) \times \tau}{(v - L/\tau)\tau - L}\right) = \tau \ln\left(\frac{v\tau - L}{v\tau - 2L}\right)$$

Au final, le temps de freinage pour un module pour une vitesse d'entrée  $v$  est donc directement lié au rapport des vitesses en entrée et en sortie du module :

$$\boxed{t_f = t_e + t_s = \tau \ln\left(\frac{v\tau}{v\tau - 2L}\right)}$$

En numérotant les modules de 0 à  $N - 1$ , la vitesse est  $v_0 - 2iL/\tau$  en entrée du module numéro  $i$  et  $v_0 - 2(i + 1)L/\tau$  en sortie, ce qui donne pour la durée totale de freinage, avec une simplification deux à deux des termes :

$$T_f = \sum_{i=0}^{N-1} \tau \ln\left(\frac{v_0\tau - 2iL}{v_0\tau - 2(i+1)L}\right) \Rightarrow \boxed{T_f = \tau \ln\left(\frac{v_0\tau}{v_0\tau - 2NL}\right)}$$

La vitesse finale étant nulle,  $v_0\tau - 2NL = 0$ , ce qui impose  $\boxed{T_f \rightarrow +\infty}$  et cette technique de freinage n'est pas efficace même si, en pratique, un résidu de frottement solide assurerait l'arrêt complet. On retrouve l'idée que le freinage par induction est d'autant plus efficace que la vitesse est grande (variation de flux plus importante) et que cette technique n'est pas efficace à faible vitesse.

- (b) À la sortie du  $M^e$  module, on veut :

$$v_M = v_0 - \frac{2ML}{\tau} = v_1 \Leftrightarrow \boxed{M = \frac{(v_0 - v_1)\tau}{2L}}$$

$$\text{Application numérique : } M = \frac{(30 - 10) \times 11,11}{2 \times 0,50} \Rightarrow \boxed{M = 223}$$

En utilisant la formule du temps de freinage pour  $M$  module :

$$T'_f = 11,11 \times \ln\left(\frac{30 \times 11,11}{30 \times 11,11 - 2 \times 223 \times 0,50}\right) \Rightarrow \boxed{T'_f \simeq 12 \text{ s}}$$

### III.C. Refroidissement du cadre

1. En considérant un problème à une dimension en cartésienne, on montre (Cf. cours, démonstration à effectuer avec rigueur) :  $\mu c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$ , qui se généralise selon :

$$\boxed{\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\mu c} \Delta T}$$

2. En considérant l'équation précédente en ordre de grandeur ou en terme de dimension, on montre que  $\tau$  le temps caractéristique de diffusion et la longueur caractéristique de diffusion, ici le rayon  $a$  du cylindre, sont liés par :

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\lambda}{\mu c} \times \frac{1}{a^2} \Leftrightarrow \tau \approx \frac{\mu c a^2}{\lambda} \approx \frac{\mu c s}{\pi \lambda}$$

$$\text{A.N. : } \tau \approx \frac{8,9 \times 10^3 \times 390 \times 1,0 \times 10^{-4}}{\pi \times 390} \Rightarrow \boxed{\tau \approx 0,3 \text{ s}}$$

**Cette durée est très courte devant la durée de freinage de l'ordre de 10 s.**

On pourra donc considérer que la température s'uniformise instantanément à l'échelle du cadre, et ne considérer que sa dépendance temporelle.

3. L'énergie cinétique du système {skeleton, pilote} est transformée, *via* la conversion mécanique  $\rightarrow$  électrique liée à l'induction, en énergie électrique finalement dissipée en effet Joule dans la résistance du circuit.

Au final, on peut considérer pour une conversion parfaite que l'énergie cinétique initiale est convertie en énergie thermique dans le cadre de masse  $m'$ , ce qui s'écrit :

$$m'c\Delta T = \frac{1}{2}mv_0^2 \Leftrightarrow \boxed{\Delta T = \frac{mv_0^2}{2m'c}}$$

A.N : on commence par déterminer la masse du cadre que l'on peut assimiler à un cylindre de section  $s$  de longueur  $2(L + \ell)$  et de masse volumique  $\mu$  :

$$m' = \mu \times s \times 2(L + \ell) = 8,9 \times 10^3 \times 1,0 \times 10^{-4} \times 2 \times (0,30 + 0,50) = 1,4 \text{ kg}$$

$$\Delta T = \frac{100 \times 30^2}{2 \times 1,424 \times 390} \Rightarrow \boxed{\Delta T = 81 \text{ K}}$$

#### 4. Refroidissement du squelette.

- (a) On applique le premier principe au cadre entre deux instants voisins de  $dt$ . Pour ce système indéformable  $\delta W = 0$  et le seul échange d'énergie est le transfert conducto-convectif décrit dans l'énoncé avec une surface latérale  $S_{lat} = 2(L + \ell) \times 2\pi a$ .

$$m'cdT = -h(T - T_0)S_{lat}dt$$

$$\Leftrightarrow 2(L + \ell) \times \pi a^2 \times \mu \times cdT = -h(T - T_0) \times 2(L + \ell) \times 2\pi a dt$$

$$\Leftrightarrow \boxed{\frac{dT}{dt} + \frac{2h}{\mu ca}T = \frac{2h}{\mu ca}T_0}$$

On pose  $\tau_0 = \frac{\mu ca}{2h}$  pour le temps caractéristique.

(b) A.N. :  $\tau_0 = \frac{8,9 \times 10^3 \times 390 \times \sqrt{10^{-4}/\pi}}{2 \times 10} \Rightarrow \boxed{\tau_0 = 9,8 \times 10^2 \text{ s}}$ .

C'est à dire une durée **de l'ordre de 16 minutes**.

#### 5. Isolant thermique.

- (a) Remarque : on suivra la démarche proposée par l'énoncé, cependant il aurait été plus rapide de déterminer la résistance thermique de l'isolant et celle associée au flux conducto-convectif pour en déduire la résistance équivalente à ces deux résistances en série, ce qui donnait alors immédiatement le flux thermique.

On applique un premier principe de la thermodynamique à une coquille cylindrique située entre deux cylindres de rayon  $r$  et  $r + dr$ . Pour ce système indéformable, en l'absence d'apports en volume et en régime permanent, les apports doivent compenser les pertes, le flux entrant est donc égal au flux sortant, en conséquence :

$$\forall r \in ]a, b[, \Phi(r) = \Phi_0 = cste$$

Le flux à travers un cylindre de rayon  $r$  et de longueur  $d$  s'obtient à l'aide de la loi de Fourier :

$$\Phi_0 = \Phi(r) = -\lambda \frac{dT_{is}}{dr} \times 2\pi r \times d$$

C'est à dire  $\forall r \in ]a, b[, \frac{dT_{is}}{dr} = \frac{-\Phi_0}{\lambda \times 2\pi r \times d}$ .

Enfin, par continuité du flux thermique en  $r = b$ , le flux  $\Phi_0$  n'est rien d'autre que le flux conducto-convectif :

$$\Phi_0 = \Phi(r = b^-) = \Phi(r = b^+) = h(T_{is}(b) - T_0) \times 2\pi b \times d$$

En combinant les deux dernières relations, on en déduit finalement :

$$\boxed{\forall r \in ]a, b[, \frac{dT_{is}}{dr} = -\frac{h(T_{is}(b) - T_0)}{\lambda} \times \frac{b}{r}}$$

On intègre alors cette équation jusqu'aux limites du domaine :

$$T_{is}(b) - T_C = -\frac{hb}{\lambda} \times (T_{is}(b) - T_0) \times \ln\left(\frac{b}{a}\right) \Leftrightarrow T_{is}(b) = \frac{T_C + \frac{hb}{\lambda} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right) T_0}{1 + \frac{hb}{\lambda} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

On utilise alors cette dernière relation pour obtenir le flux conducto-convectif sur une longueur  $d$  quelconque de cylindre :

$$\Phi = h(T_{is}(b) - T_0) \times 2\pi b \times d = h(T_C - T_0) \times \frac{1}{1 + \frac{hb}{\lambda} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \times 2\pi b \times d$$

On divise alors le résultat par  $d$  pour obtenir la puissance par unité de longueur :

$$\boxed{P = 2\pi ah(T_C - T_0) \times \frac{b/a}{1 + \frac{ha}{\lambda} \times \frac{b}{a} \times \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

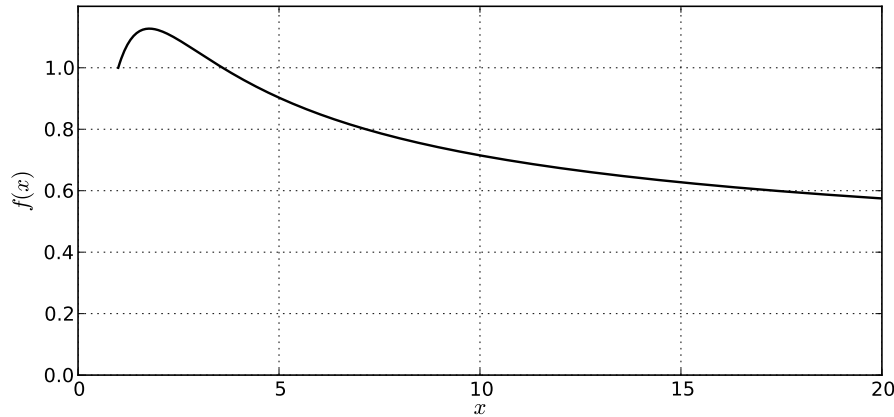
Relation demandée avec  $\boxed{K = 2\pi ah(T_C - T_0)}$  et  $\boxed{x = b/a}$ .  **$K$  représente la puissance linéique en l'absence de manchon isolant ( $b = a$ ).**

- (b) Physiquement seules les valeurs  $x \geq 1$  ont un sens ( $b \geq a$ ).

On étudie la fonction  $f : x \rightarrow \frac{x}{1 + \alpha x \ln(x)}$  avec  $\alpha = \frac{ha}{\lambda_{is}} = 0,564$ . Cette fonction tend vers 0 pour  $x \rightarrow 0$  et  $x \rightarrow +\infty$ .

Comme  $f'(x) = \frac{1 - \alpha x}{(1 + \alpha x \ln(x))^2}$ , la fonction admet un maximum en

$$\boxed{x_{max} = \frac{1}{\alpha} = 1,77 > 1}$$



Comportements :

- $1 < x < 1,77$  : pour les « petites » valeurs d'épaisseur, la surface d'échange conducto-convectif augmente ce qui rend paradoxalement **l'isolation moins efficace**, l'effet conducto-convectif est dominant *via* la surface d'échange ;
- $x > 1,77$  : l'augmentation de l'épaisseur d'isolant contribue bien à **limiter le transfert thermique**, l'effet de l'isolant thermique associé à la loi de Fourier est dominant.

(c) Notons que  $f(x_{max}) = 1,13$  et la flux évacué prend la forme :

$$\Phi = f(x_{max}) \times h(T_c - T_0) \times 2\pi a \times 2(L + \ell)$$

On constate que la puissance évacuée est, par rapport à l'expression du III.C.4, multipliée par  $f(x_{max}) = 1,13$ . On peut donc reproduire la démarche de la question III.C.4 avec  $h \rightarrow 1,13h$  et finalement :

$$\tau' = \frac{\tau_0}{1,13} \Rightarrow \tau' = 8,7 \times 10^2 \text{ s}$$

C'est à dire, **un peu plus de 14 minutes**.

## 2 Pb 2. L'oxygène (extrait Centrale PSI 2018)

Q 1. Par comparaison des masses molaires :

$$w_O = \frac{M_O}{M_{H_2O}} = \frac{16,0}{16,0 + 2 \times 1,01} \Rightarrow w_O = 88,8\%$$

Q 2. On note  $w_O^{pur}$  la fraction massique de l'oxygène dans l'eau pure et  $w_O^{mer}$  la fraction massique de l'oxygène dans l'eau de mer. On note enfin  $m^*$  la masse des entités autres que l'eau dans une masse d'eau de mer qui vaut  $m_{eau}^{mer} = m_{eau} + m^*$ .

On obtient alors :

$$\frac{m^*}{m_{eau}^{mer}} = \frac{m_{eau}^{mer} - m_{eau}}{m_{eau}^{mer}} = 1 - \frac{m_{eau}}{m_{eau}^{mer}} = 1 - \frac{m_{eau}}{m_O} \times \frac{m_O}{m_{eau}^{mer}} = 1 - \frac{1}{w_O^{pur}} \times w_O^{mer}$$

Et finalement, compte tenu de la masse volumique de l'eau de mer :

$$\frac{m^*}{V_{eau}^{mer}} = \frac{m^*}{m_{eau}^{mer}} \times \frac{m_{eau}^{mer}}{V_{eau}^{mer}} \Rightarrow \frac{m^*}{V_{eau}^{mer}} = \rho_{mer} \times \left(1 - \frac{w_O^{mer}}{w_O^{pur}}\right)$$

$$\frac{m^*}{V_{eau}^{mer}} = 1,03 \times \left(1 - \frac{86,0}{88,9}\right) \Rightarrow \frac{m^*}{V_{eau}^{mer}} = 32,4 \text{ g} \cdot \text{L}^{-1}$$

Q 3. Compte tenu du tableau fournissant la composition de la croûte terrestre, on peut proposer les oxydes :  $Al_2O_3$ ,  $SiO_2$ . Dans une moindre mesure  $Fe_2O_3$ ,  $FeO$  peuvent aussi être proposés.

Q 4. (Cf. cours, à expliquer avec précision) :

$$P(z) = P_0 \exp(-z/H) \quad \text{avec} \quad H = \frac{RT}{M_{ag}}$$

Q 5. Pour la température, on retient une valeur moyenne de  $T = 10^\circ\text{C}$  sur la couche d'atmosphère, c'est à dire pour la pression à l'altitude  $z_1 = 11 \text{ km}$  :

$$P(z_1) = P_0 \exp\left(-\frac{29 \times 10^{-3} \times 9,81 \times 11 \times 10^3}{8,31 \times 283}\right) = 0,26 \text{ bar}$$

En considérant que la fraction molaire de dioxygène varie peu avec l'altitude (en toute rigueur le dioxygène de masse molaire légèrement plus élevée que le diazote suit une loi de décroissance un peu plus rapide) :

$$P_{O_2}(z_1) = 5,5 \times 10^{-2} \text{ bar}$$

Q 6. En raisonnant sur un même volume  $V$  et en assimilant le gaz à un gaz parfait (approximation discutable pour cette pression de 200 bar) :

$$r = \frac{\mu_{O_2,g} \times V}{\mu_{O_2,liq} \times V} = \frac{PM_{O_2}}{RT} \times \frac{1}{\mu_{O_2,liq}} \Rightarrow \boxed{r = \frac{PM_{O_2}}{RT\mu_{O_2,liq}}}$$

$$\text{A.N. : } r = \frac{200 \times 10^5 \times 32 \times 10^{-3}}{1140 \times 8,31 \times 293} \Rightarrow \boxed{r = 0,23}$$

Le stockage sous forme liquide est plus efficace cependant il nécessite un système de refroidissement fonctionnant en permanence.

**Q 7.** Par définition  $\Delta_r G^\circ(T) = \Delta_r H^\circ - T\Delta_r S^\circ$ . En conséquence, dans le cadre de l'approximation d'Ellingham, on en déduit par identification :

$$\boxed{\Delta_r H_1^\circ = -45,6 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1} \quad \text{et} \quad \Delta_r H_2^\circ = -824 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}}$$

Les enthalpies standard de réaction étant négatives, **les réactions sont exothermiques.**

$$\text{Q 8. } \boxed{Q_p = \xi \Delta_r H^\circ}$$

$$\text{Q 9. } \boxed{\Delta_r G^\circ(T) + RT \ln(K^\circ(T)) = 0 \Leftrightarrow K^\circ(T) = \exp\left(-\frac{\Delta_r G^\circ(T)}{RT}\right)}$$

**Q 10.** À  $T = 573 \text{ K}$ , les constantes d'équilibre ont pour valeur :

$$K_1^\circ = \exp\left(-\frac{(-45,6 - 0,275 \times 573) \times 10^3}{8,31 \times 573}\right) \Rightarrow \boxed{K_1^\circ = 3,4 \times 10^{18}}$$

$$K_2^\circ = \exp\left(-\frac{(-824 + 0,220 \times 573) \times 10^3}{8,31 \times 573}\right) \Rightarrow \boxed{K_2^\circ = 4,5 \times 10^{63}}$$

Pour les quotients de réaction :

$$Q_{r,1} = \left(\frac{P_{O_2}}{P^\circ}\right)^{3/2} = 0,7^{3/2} = 0,6 \quad \text{et} \quad Q_{r,2} = \left(\frac{P^\circ}{P_{O_2}}\right)^{3/2} = (1/0,7)^{3/2} = 1,7$$

Dans les deux cas,  $\boxed{Q_r < K^\circ}$  ce qui implique une réaction dans le sens direct. Pour ces équilibres hétérogènes (présence de solides), **la variance est de 1** (deux paramètres pression, température, pour une relation d'équilibre), on observe donc une **rupture d'équilibre et une réaction totale dans le sens direct.**

**Q 11.** En suivant la proposition de l'énoncé, on effectue un bilan thermique en considérant que l'énergie libérée par la réaction de  $n_0$  moles de  $\text{NaClO}_3$  chauffe une quantité équivalente de  $\text{NaClO}_3$  :

$$0 = n_0 \Delta_r H_1^\circ + n_0 C_{p,m}(\text{NaClO}_3)(T_f - T_0)$$

$$\Leftrightarrow 0 = n_0 \Delta_r H_1^\circ + n_0 M_{\text{NaClO}_3} c_p(\text{NaClO}_3)(T_f - T_0)$$

$$\Leftrightarrow T_f = T_0 - \frac{\Delta_r H_1^\circ}{M_{\text{NaClO}_3} c_p(\text{NaClO}_3)}$$

$$\text{A.N. : } T_f = 20 - \frac{(-45,6 \times 10^3)}{0,1064 \times 983} \Rightarrow \boxed{T_f = (4,6 \times 10^2)^\circ\text{C}}$$

**La température atteinte semble suffisante pour entretenir la réaction** mais il faut tenir compte des fuites thermiques (système non parfaitement isolé) et des autres constituants du mélange qu'il faut aussi chauffer. La température réelle est sans doute significative inférieure à la température calculée, d'où la nécessité du fer dont la réaction d'oxydation est significative plus exothermique. **Cette seconde réaction est sans doute également nécessaire pour initier le processus.**

**Q 12.** D'après l'équation de la réaction, la consommation de  $n_0$  moles de  $\text{NaClO}_3$  forme  $3n_0/2$  moles de  $\text{O}_2$ , en conséquence :

$$\frac{P_{O_2} V_{O_2}}{RT} = n_{O_2} = \frac{3n_0}{2} = \frac{3}{2} \times \frac{m_{\text{NaClO}_3}}{M_{\text{NaClO}_3}} \Leftrightarrow \boxed{m_{\text{NaClO}_3} = \frac{2P_{O_2} V_{O_2}}{3RT} \times M_{\text{NaClO}_3}}$$

$$m_{\text{NaClO}_3} = \frac{2 \times 0,70 \times 10^5 \times 84 \times 10^{-3}}{3 \times 8,31 \times 293} \times 106,4 \Rightarrow \boxed{m_{\text{NaClO}_3} = 1,7 \times 10^2 \text{ g}}$$