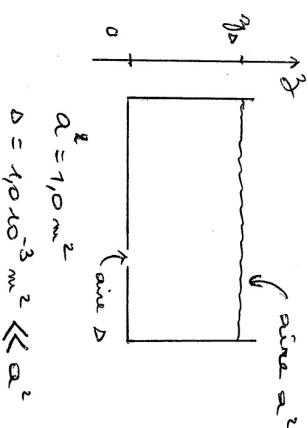


Corrigé proposé par Antoine PONCET ; pour toute remarque, erreur ou coquille : antoine.poncet@ac-clermont.fr

I - Vidange et approvisionnement en eau de mer d'un aquarium

IA | Vidange d'un aquarium

- 1) - La section D de la vidange est faite devant l'aire a^2 de la surface libre de l'eau dans l'aquarium, la vidange se fait donc "lentement" : on est en situation d'un écoulement quasi-stationnaire.



- On modélise l'écoulement comme parfait (travail des forces de viscosité sous forme négligeable), incompressible et laminaire, on peut d'ailleurs quasi-stationnaire $\rightarrow$ on applique la relation de Bernoulli le long du tube de courant constitué par les fibres de l'équivalent entre la surface libre d'aire a^2 et la surface de vidange d'aire D :
 - entre deux surfaces la pression est p_0 , pression atmosphérique
 - la pression cinétique $\frac{1}{2} \rho v^2$ est négligeable sur la surface libre
- donc on a $p_0 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 + \rho g z_0 = p_0 + \frac{1}{2} \rho v^2 + 0$
- qui devient $\rho g z_0 = \frac{1}{2} \rho v^2 \rightarrow v = \sqrt{2g z_0}$ vitesse du fluide au niveau de la vidange, vitesse qui ne doit diminuer au fur et à mesure de la vidange, puisque z_0 diminue de $z_0 = a$ à $z_0 = 0$.

- l'écoulement est incompressible et laminaire $\rightarrow$ la déviation négligeable

se conserve le long du tube de courant, on écrit donc

$$N \cdot D = N_0 \cdot a^2 \quad \text{avec} \quad N_0 = -\frac{dy_0}{dt} > 0$$

donc $N = -\frac{a^2}{D} \cdot \frac{dy_0}{dt}$.

Les deux équations donnent donc l'équation différentielle suivante

Par z_0 l'altitude de la surface libre : $-\frac{a^2}{D} \cdot \frac{dy_0}{dt} = \sqrt{2g z_0} \quad \forall t \geq 0$

équation différentielle non linéaire $\rightarrow$ on sépare les variables t et z_0 :

$$\frac{dz_0}{\sqrt{z_0}} = -\frac{D}{a^2} \sqrt{2g} \cdot dt \quad \text{et on intègre entre } z_0 = a \text{ (} t=0 \text{) et } z_0 = 0 \text{ (} t=\tau \text{)} :$$

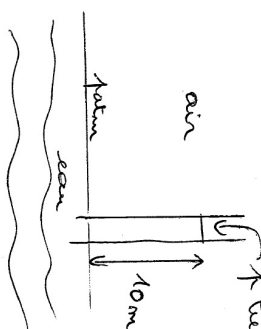
$$\int_a^0 \frac{dz_0}{\sqrt{z_0}} = -\frac{D}{a^2} \sqrt{2g} \int_0^\tau dt \rightarrow \left[2\sqrt{z_0} \right]_a^0 = -\frac{D}{a^2} \sqrt{2g} \cdot \tau$$

$$\text{ce qui donne donc } \tau = \sqrt{\frac{2a}{g}} \times \frac{a^2}{D}$$

l'hypothèse de l'écoulement quasi-stationnaire est validée (pas de bruit pour $\Delta z_0 = 1 \text{ m}$).

IB | Pompage de l'eau de mer

- 2) Il aurait été impossible de placer la pompe en E par effet de cavitation d'eau car on ne peut "aspirer" de l'eau à partir d'une hauteur supérieure à 10 m par rapport à son point de captage.



En effet quand on "aspire" de l'eau, c'est l'atmosphère au niveau du point de captage qui pousse la colonne d'eau à monter. Quant la colonne atteint la hauteur $h = \frac{p_{atm}}{\rho g} \approx 10 \text{ m}$,

la pression qui s'élève dans le sens de la pompe atmosphérique

et elle ne monte plus. Pour faire monter l'eau d'un dénivelé supérieur à 10 m, il convient donc de réaliser un refoulement de la pompe, qui doit être placée à moins de 10 mètres au-dessous de la surface de captage (en régime statique).

3) Les tuyaux ont un diamètre $D_a = D_n = 0,20$ m et le débit volumique est $Q_v = 40$ m³ · s⁻¹. La vitesse débitante $\bar{v}$ dans les tuyaux est $\bar{v}$ telle que $Q_v = \bar{v} \cdot \frac{\pi D^2}{4}$ donc la vitesse admettrae par l'équation est bien celle-là :

$$\bar{v} = \frac{4Q_v}{\pi D^2} \quad \text{AN} \quad Q_v = 40 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\text{soit } Q_v = \frac{40}{3600} = 1,11 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$\rightarrow \bar{v} = 0,35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

4) Pour l'écoulement de l'eau dans les conduites, Re est défini par $Re = \frac{\rho \cdot D \cdot \bar{v}}{\eta}$.

$$\text{AN} \quad \rho = 1,0 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3} \quad \left\{ \begin{array}{l} D = 0,20 \text{ m} \\ \eta = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s} \\ \bar{v} = 0,35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \end{array} \right. \quad (\text{eau})$$

$$\rightarrow Re = 7,1 \cdot 10^4$$

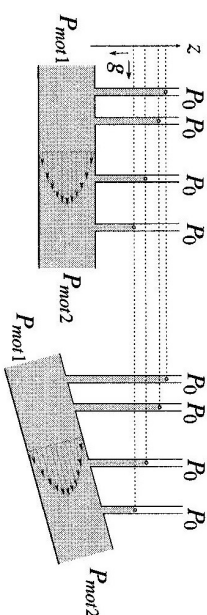
$Re = 7,1 \cdot 10^4 > 2300$ Pour l'écoulement dans les conduites, l'écoulement est donc classifié turbulent : les pertes de charge régulières sont essentiellement dues à la friction de l'eau sur les parois dans la couche limite, de faible épaisseur par rapport à D . Dans ce cas, la magnitude des pertes est un facteur déterminant dans les pertes de charge régulières, une lecture du diagramme de Moody s'impose.

5) $R = 1,2$ mm $\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = \frac{R}{D} \text{ rugosité relative vaut} \\ D = 0,2 \text{ m} \end{array} \right.$

$$\varepsilon = \frac{1,2}{92} \cdot 10^{-3} \quad \varepsilon = 6 \cdot 10^{-5}$$

Sur le diagramme de Moody on voit donc la courbe correspondant à $\varepsilon = 6 \cdot 10^{-5}$ et on lit l'adversité du point de la courbe d'abscisse $Re = 7 \cdot 10^4$: on relève $\lambda \approx 0,034$ par extrapolation entre les graduations 0,030 et 0,040 sur l'échelle log. verticale.

6) Pour observer le phénomène de pertes de charge régulières, on peut mémoriser des tubes de "pression manométrique" ($P_1 + P_2$) latéraux ou une conduite de section constante (pour avoir $\frac{1}{2} \rho v^2$ constant), horizontale ou inclinée. Ainsi, la perte de charge peut se traduire par une perte de pression manométrique ($P_1 + P_2$), qui se matérialise par une diminution de la hauteur de la surface libre de liquide dans les tubes latéraux tout au long de l'écoulement.



Pertes de charge dans un écoulement de Poiseuille cylindrique.

7) $\Delta P_{\text{reg},a} = \lambda \cdot \frac{L}{2} \rho v^2 \cdot \frac{L}{D}$ avec $v \approx \bar{v}$ vitesse débitante.

$$\text{AN} \quad \left\{ \begin{array}{l} L_a = 200 \text{ m} \\ \lambda = 3,4 \cdot 10^{-2} \\ D = 0,2 \text{ m} \\ v = 0,35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \end{array} \right. \quad \Delta P_{\text{reg},a} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ Pa}$$

D' autre part $L_a = \frac{L_a}{2}$ donc $\Delta P_{\text{reg},a} = \frac{\Delta P_{\text{reg},a}}{2} = 1,1 \cdot 10^3 \text{ Pa}$.

8) On écrit $\Delta P_{\text{avg},a} = \alpha_a \cdot \frac{1}{2} \rho v^2$

$$\Delta P_{\text{avg},n} = \alpha_n \cdot \frac{1}{2} \rho v^2$$

avec $\begin{cases} \alpha_a = 1.0 \\ \alpha_n = 1.0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \Delta P_{\text{avg},a} = 63 \text{ Pa} \\ \Delta P_{\text{avg},n} = 125 \text{ Pa} \end{cases}$

9) BERNOLLI avec un seul I ...

La relation de BERNOLLI s'écrit entre deux sections ou le long d'une ligne de courant, pour un écoulement modélisé comme parfait, stationnaire, incompressible et homogène.

Ici, on applique la relation de BERNOLLI entre la forme "généralisée" c'est-à-dire que l'écoulement n'est pas parfait, puisqu'on prend soin de modéliser les pertes de charge le long des conduites.

10) On écrit la relation "généralisée" sur la ligne de courant entre les points O et B ; en O le fluide est statique puisque la mer est un réservoir infini, l'eau est en écoulement dans la conduite seulement. On a donc

$$P_0 + \rho g z_0 + \frac{1}{2} \rho \cdot 0^2 - \left(P_B + \rho g z_B + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) = \underbrace{\Delta P_{\text{avg},a} + \Delta P_{\text{avg},n}}_{\substack{\text{pertes de charge} \\ \text{entre O et B}}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{donc} \\ P_{\text{ext},a} > P_{\text{ext},B} \end{array} \right.$$

ce qui donne $P_B - P_0 = \Delta P_a = -\Delta P_{\text{avg},a} - \Delta P_{\text{avg},n} - \rho g z_B + \frac{1}{2} \rho v^2$

11) De même entre C et E, on écrit la relation de BERNOLLI :

$$\left(P_C + \rho g z_C + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \left(P_E + \rho g z_E + \frac{1}{2} \rho \cdot 0^2 \right) = \Delta P_{\text{avg},n} + \Delta P_{\text{avg},a}$$

ce qui donne $P_E - P_C = \Delta P_n = -\Delta P_{\text{avg},n} - \Delta P_{\text{avg},a} + \rho g (z_C - z_E) + \frac{1}{2} \rho v^2$

12) On applique toujours la relation de BERNOLLI "généralisée" à cette fois entre B et C, avec prise en compte de l'élément actif "pompe" qui ne donne de l'énergie au fluide que sur $P_{\text{ext},C} > P_{\text{ext},B}$. Ainsi on écrit :

$$\left(P_C + \rho g z_C + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) - \left(P_B + \rho g z_B + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) = \Delta P_{\text{ext}}$$

on multiplie m.s.m par Q_N ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) pour obtenir
aux puissances en J/s ($\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$)

$$Q_N \cdot (P_C + \rho g z_C - (P_B + \rho g z_B)) = P_m \quad \text{puissance délivrée par la pompe}$$

avec $z_B = z_C \rightarrow P_B = Q_N \cdot (P_C - P_B)$
 $= Q_N \cdot (P_C - P_E - (P_B - P_0))$

puisque $P_E = P_0$

→ en utilisant les résultats des questions précédentes, il vient :

$$P_m = Q_N \cdot (\Delta P_{\text{avg},n} + \Delta P_{\text{avg},a} + \Delta P_{\text{avg},a} + \Delta P_{\text{avg},n} + \rho g z_E)$$

AN $Q_N = \frac{40}{3600} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

$z_E = 25 \text{ m}$

→ $P_m = \frac{40}{3600} \cdot (2,1 \cdot 10^3 + 1,1 \cdot 10^3 + 63 + 125 + 10^3 \cdot 9,8 \cdot 25)$

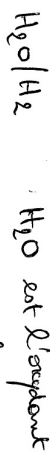
soit $P_m = 2881 \text{ W}$

La tenue de pression est très largement indépendante, les tenues de perte de charge apparaissant comme des termes correctifs.

II - Contrôle de la qualité de l'eau de l'aquarium 7

II-A) Etude préliminaire de diagrammes E-pH manganésés

13) Couples rédox de l'eau :



} eau amphotère rédox

14) $Mn(Mn)$ dans $Mn(OH)_2(s)$: +II

ms (I) dans $IO_3^- (aq)$ est tel que $ms(I) + 3 \times (-2) = -1$

$\rightarrow ms(I) = +IV$

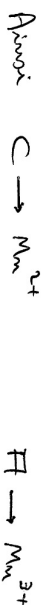
15) Les espèces sont classées du bas vers le haut par ms croissant et pour un ms donné, la frontière entre deux espèces est verticale, les domaines de stabilité se distribuant en fonction des propriétés acido-basiques de ces espèces.

Ainsi on attribue les domaines de stabilité :



Au ms +II $Mn(OH)_2(s)$ se forme en milieu où H^+ est présent donc son domaine de stabilité est à pH élevés, à droite de la frontière verticale.

Idem au ms +III avec $Mn(OH)_3$.



16) Les espèces contenant l'élément Mn stables dans l'eau en présence de O_2 dissous sont celles dont le domaine de stabilité

recouvre en partie les domaines de stabilité de H_2O et O_2 .
 $\rightarrow Mn$ et $Mn(OH)_2$ ont des domaines de stabilité disjointes avec O_2 donc ne sont pas stables
 $\rightarrow$ les autres espèces Mn^{2+} , Mn^{3+} , $Mn(OH)_3$ sont stables dans l'eau avec O_2 dissous.

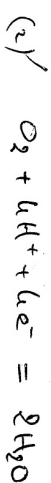
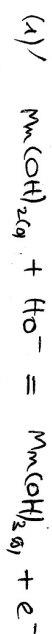
II-B) Dosage du dioxygène dissous dans l'eau par méthode de Winkler

17) Le sel blanc de manganèse II se dissout dans l'eau en $2Mn^{2+} + Mn^{2+}(aq)$. En milieu fortement basique $Mn^{2+}(aq)$ précipite, comme le prévoit le diagramme E-pH, en $Mn(OH)_2(s)$.

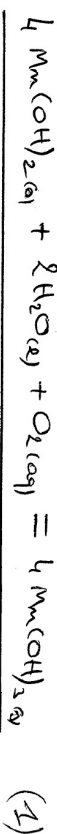
Or $Mn(OH)_2(s)$ et $O_2(aq)$ dissous dans l'eau ont des domaines de stabilité disjointes donc nécessitent l'un ou l'autre : consommant la quantité de $Mn(III)$ formée par l'oxydation de $Mn(II)$ par O_2 , on pourra en déduire la concentration en O_2 dissous.

18) $Mn(OH)_2$ est oxydé en $Mn(OH)_3$ (milieu très basique)

par O_2 qui est lui-même réduit en H_2O :

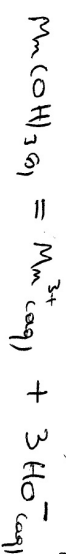


$4 \times (1)' + (2)'$ mène pour faire apparaître l'échange d'électrons :

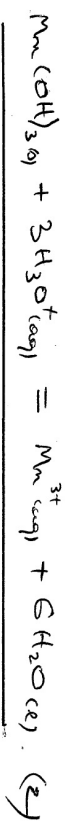
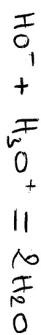


Il faut attendre 30 minutes pour une réaction cinétique : la réaction n'est pas infiniment rapide.

19) On nomme la solution contenant le précipité de $Mn(OH)_3(s)$ en milieu pH = 1 pour nommer $Mn(III)$ sous forme Mn^{3+} :

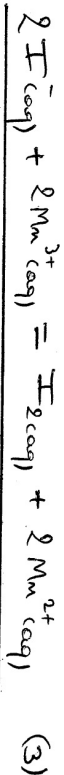
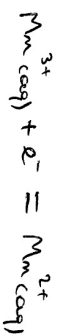
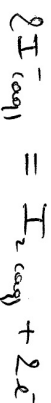


grâce à la réaction des ions hydroxyde avec les ions oxonium : 3



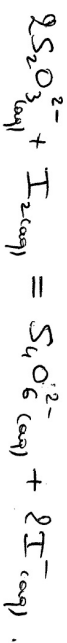
Après de la solution d'iodure de potassium $\text{I}^+ + \text{I}^-$:

I^- et Mn^{3+} ont des tendances de stabilité disjointes donc réagissant l'un ou l'autre, I_2 est formé (la solution à l'étape 3 est jaune limpidité), ainsi que Mn^{2+} (pH=1) :



2°) On ajoute I^- en large excès pour être sûr de faire réagir tout Mn^{3+} et ainsi doser I_2 : connaissant la quantité de I_2 formée, on remonte à la quantité de Mn^{3+} ayant réagi.

21) Titrage à l'étape 4 :



À l'équivalence du dosage $\frac{\text{M}_{\text{S}_2\text{O}_3^{2-}\text{nécess}}}{2} = \text{M}_{\text{I}_2\text{initialement}}$

$$\text{avec } \text{M}_{\text{I}_2\text{initialement}} = \frac{\text{M}_{\text{Mn}^{3+}}}{2} \rightarrow \text{M}_{\text{Mn}^{3+}} = \text{M}_{\text{S}_2\text{O}_3^{2-}\text{nécess}}$$

donc $\text{m}_{\text{Mn}(\text{OH})_3\text{formé}} = \text{M}_{\text{S}_2\text{O}_3^{2-}\text{nécess}}$

et avec l'équation (1) on a donc

$$\frac{\text{Q}}{4} \cdot \text{M}_{\text{O}_2\text{initialement}} = \frac{\text{M}_{\text{Mn}(\text{OH})_3\text{nécess}}}{4} = \text{M}_{\text{O}_2\text{initialement}}.$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{M}_{\text{O}_2\text{initialement}} = \text{C}(\text{CO}_2) \cdot \text{V}_0 \\ \text{M}_{\text{S}_2\text{O}_3^{2-}\text{nécess}} = \text{C}_1 \cdot \text{V}_1 \end{array} \right. \quad \text{(quantités qui s'ajoutent avant réaction pour la même V}_0 \text{ de solution du début de l'étape 4).}$$

$$22) \quad \left. \begin{array}{l} \text{V}_1 = 8,3 \text{ mL} \\ \text{V}_0 = 50 \text{ mL} \\ \text{C}_1 = 5 \times 10^{-3} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1} \end{array} \right\} \rightarrow \text{C}(\text{CO}_2) = \frac{\text{C}_1 \text{V}_1}{4 \text{V}_0} = 2,08 \times 10^{-4} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$$

$$\begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} \text{C}(\text{CO}_2) = 2,08 \times 10^{-4} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1} \\ \text{à } 1 \text{ L d'eau correspond} \\ \text{à } 1 \text{ kg d'eau} \end{array} \right\} \text{C}(\text{CO}_2) = 208 \text{ } \mu\text{mol} \cdot \text{kg}^{-1} \end{array}$$

23) Prio de la Méditerranée, la valeur est proche de l'initiale 225 $\mu\text{mol} \cdot \text{kg}^{-1}$, l'équarium dont il est question ici reproduit donc les conditions de La Grande Bleue.

La carte montre que dans les zones froides, proches des pôles, la concentration en O_2 dissous est élevée, et elle diminue en allant vers les zones géographiques chaudes prio de l'Équateur.

Le réchauffement climatique affecte beaucoup, sur la court terme, la température de surface des mers donc la concentration en O_2 dissous diminue... au risque d'atteindre des valeurs critiques proches de 30 $\mu\text{mol} \cdot \text{kg}^{-1}$ d'eau...

Rq Situation des cours de la Méditerranée à l'été 2024 :

https://www.lemonde.fr/les-decodeurs/article/2024/08/22/en-graphiques-la-mediterranee-frappee-depuis-juillet-par-une-vague-de-chaaleur-inedite_6290418_4355770.html

III - Prédictions thermiques à l'échelle des lois de l'équilibre et

III A) Renouveau de l'eau

24) Si on suppose que le champ de température ne dépend que de x , alors le transfert thermique conduit à lieu dans la direction $\vec{x}$ (transfert thermique perpendiculaire des zones chaudes vers les zones froides).
Donc $\vec{j}_T = j_T(x) \vec{x}$.

25) $\frac{\lambda v}{\rho C_p} = D$ est le coefficient de diffusion thermique dans le verre en $m^2 \cdot s^{-1}$ (on analyse dimensionnelle de l'équation de la DITM appelée ici).

26) On évalue τ par analyse dimensionnelle de l'équation de la DITM :
 $\rho C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda v \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \rightarrow \frac{\Delta T}{\tau} \approx \frac{\lambda v}{\rho C_p} \cdot \frac{\Delta T}{e^2}$
soit $\tau \approx \frac{\rho C_p \cdot e^2}{\lambda v}$.

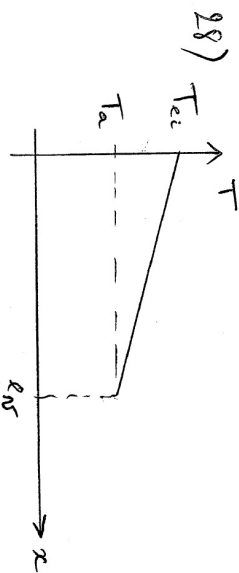
AN

$$\left. \begin{aligned} \rho &= 2,5 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3} \\ C_p &= 120 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1} \\ \lambda v &= 1,1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ e &= 1,0 \text{ cm} = 1,0 \cdot 10^{-2} \text{ m} \end{aligned} \right\} \tau = 1,6 \cdot 10^2$$

soit moins de 3 minutes (le verre est en effet assez bon conducteur thermique).

III - B) Régime stationnaire

27) En régime stationnaire $\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \rightarrow \frac{d^2 T}{dx^2} = 0$: profil affine de température dans la paroi de verre; on intègre deux fois puis x et on utilise les conditions aux limites $T(0) = T_{e,i}$
 $T(e) = T_a$:
on obtient $T(x) = T_{e,i} + \frac{T_a - T_{e,i}}{e} \cdot x \quad \forall 0 \leq x \leq e$.



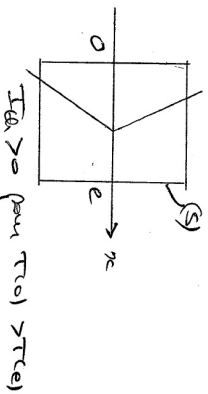
III - C) Bords de puissance thermique

1) bords par conduction thermique.

2) Déterminons la résistance thermique de conduction R_{cond} de la géométrie catodienne supposée (plaque d'aluminium S , épaisseur e):

$$j_T = -\lambda \cdot \frac{dT}{dx} \rightarrow dT = -j_T \cdot dx \cdot \frac{1}{\lambda}$$

→ on prend le flux moyen à moitié en multipliant par S :
 $dT \cdot S = -j_T \cdot dx \cdot \frac{1}{\lambda}$



→ on intègre entre $x=0$ et $x=e$:

$$(T(e) - T(0)) \cdot S = -j_T \cdot \frac{e}{\lambda}$$

$$\text{soit } T(0) - T(e) = \frac{e}{\lambda S} \cdot j_T \quad \text{donc } R_{cond} = \frac{e}{\lambda S}$$

30) Taux et durée : les deux résistances sont successivement traversées par le même courant thermique donc tout se résume.

$$\text{On a donc } R_{cond} = \frac{e}{\lambda S} + \frac{e_g}{\lambda_0 S}$$

2) prise en compte de bords convectifs et de rayonnement

31) La loi de Newton est écrite $\Phi_{conv} = h_{conv} S (T(x_1) - T_a)$ avec $S = a^2$ donc $T(x_2) - T_a = \frac{1}{h_{conv} a^2} \times \Phi_{conv} \equiv R_{conv} \cdot \Phi_{conv}$, on identifie $R_{conv} = \frac{1}{h_{conv} a^2}$.

AN $\lambda_{\text{conv}} = 14 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1} \rightarrow R_{\text{conv}} = 7,140^{-2} \text{ K.W}^{-1}$ 13

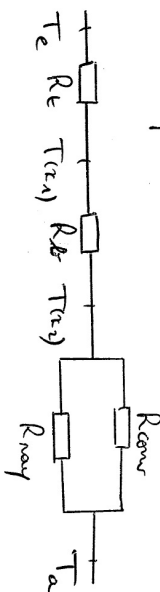
D'autre part les loi concernant le flux rayonné est écrite

$\Phi_{\text{ray}} = R_{\text{ray}} S (T(x_1) - T_a)$ donc de même $R_{\text{ray}} = \frac{1}{R_{\text{ray}} \cdot a^2}$

AN $\varepsilon = 0,30 \rightarrow R_{\text{ray}} = 4 \varepsilon \sigma T_a^3 = 4,15 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$

$\rightarrow R_{\text{ray}} = 0,21 \text{ K.W}^{-1}$

32) On a $\Phi_e = \Phi_r = \Phi_{\text{conv}} + \Phi_{\text{ray}}$ car le régime est stationnaire ($\rightarrow$ loi des branchements, loi des mailles). Les résistances R_{conv} et R_{ray} sont branchées à la même différence de température donc sont en parallèle. Le schéma du circuit thermique est donc :



$T_e - T_a$

$R_{th} = R_e + R_r + \frac{1}{\frac{1}{R_{\text{conv}}} + \frac{1}{R_{\text{ray}}}} \rightarrow R_{th} = \frac{e}{\lambda a^2} + \frac{2e}{4\sigma a^2} + \frac{1}{R_{\text{conv}} + R_{\text{ray}}} a^2$

AN $R_{th} = \frac{10^{-3}}{0,38} + \frac{10^{-1}}{1,1} + \frac{1}{14 + 4,15} = 1,3 \cdot 10^{-3} + 5,9 \cdot 10^{-2} + 5,3 \cdot 10^{-2}$

donc $R_{th} = 1,1 \cdot 10^{-1} \text{ K.W}^{-1}$

33) $T(x_2)$ s'obtient par pont diviseur de température (analogie du pont diviseur de tension) par lecture du circuit thermique ci-dessus :

$T_e - T(x_2) = (T_e - T_a) \times \frac{R_e + R_r}{R_{th}}$

$\rightarrow T(x_2) = T_e - (T_e - T_a) \cdot \frac{R_e + R_r}{R_{th}}$ 14

AN $T_e = 18^\circ\text{C}$ ou 28°C ? Les deux valeurs apparaissent dans l'énoncé ... étant donné le résultat de la partie II on choisit 28°C .

$T(x_2) = 28 - 16 \times \frac{1,3 \cdot 10^{-3} + 5,9 \cdot 10^{-2}}{1,1 \cdot 10^{-1}}$ soit $T(x_2) = 19,5^\circ\text{C}$

3) Bilan des pertes thermiques

3a) Perte en nœud 1 : en série avec R_{end} , il y a l'association parallèle de $R_{th, \text{conv}}$ et $R_{th, \text{ray}}$, ce qui donne donc $R_{th,1}$:

$R_{th,1} = R_{\text{end}} + \frac{1}{\frac{1}{R_{th, \text{conv}}} + \frac{1}{R_{th, \text{ray}}}}$

$\rightarrow R_{th,1} = \frac{e}{\lambda a^2} + \frac{1}{(R_{\text{conv}} + R_{\text{ray}}) a^2}$

AN $\lambda_{\text{conv}} = 30 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$

$R_{\text{ray}} = 4 \varepsilon \sigma T_a^3 = 4 \cdot 0,30 \cdot 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot 285^3 = 4,15 \text{ W.m}^{-2}\text{K}^{-1}$

$\rightarrow R_{th,1} = 9,1 \cdot 10^{-3} + 2,3 \cdot 10^{-2}$ soit $R_{th,1} = 3,8 \cdot 10^{-2} \text{ K.W}^{-1}$

35) Puissance thermique totale produite à travers les parois de l'agencement :

$\Phi_{th, \text{tot}} = \sum_{i=1}^6 \Phi_{th,i} = \frac{T_e - T_a}{R_{th,1}} + 5 \times \frac{T_e - T_a}{R_{th}}$

soit $\Phi_{th, \text{tot}} = (T_e - T_a) \left(\frac{1}{R_{th,1}} + \frac{5}{R_{th}} \right)$

Φ_{paroi} $\Phi_{\text{nœud}}$

AN $\Phi_{th, \text{tot}} = 16 \cdot \left(\frac{1}{3,8 \cdot 10^{-2}} + \frac{5}{1,1} \right) = 423 + 705$ soit $\Phi_{th, \text{tot}} = 1128 \text{ W}$
Pour limiter les pertes $\rightarrow$ cercles isolants sur les 5 parois entre les nœuds au $\rightarrow$ double nœud sur nœud 1.