

Quelques manifestations des transferts thermiques

Première partie Thermodiffusion dans une barre

1.1. Équations générales

1.1.1. \vec{j}_Q : vecteur densité de courant thermique diffusif ou flux surfacique conductif !

- Dimension : $M T^{-3}$
- Unité (S.I) : kgm^{-3}

1.1.2. Considérons un système *fermé* (Σ) constitué d'une tranche cylindrique de la barre , comprise entre x et $x + dx$ et de section S : soit un volume élémentaire (*constant*) $d\tau = Sdx$.

$$\text{Le flux thermique conductif : } \Phi_{th}^c = \frac{\delta Q_{th}}{dt} = \iint_{(\Sigma)} \vec{j}_Q \cdot d\vec{S}$$

L'énergie thermique δQ_{th} pénétrant dans le volume $d\tau$ pendant dt :

$$\delta Q_{th} = j_Q(x, t) S dt - j_Q(x + dx, t) S dt = - \frac{\partial j_Q(x, t)}{\partial x} d\tau dt$$

Premier principe de la thermodynamique appliqué au volume élémentaire (*fermé*) donne :

$$dU = \delta Q_{th} = d\tau du \implies \frac{\delta Q_{th}}{dt} = d\tau \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial j_Q(x, t)}{\partial x} d\tau$$

$$\text{Soit : } \boxed{\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial j_Q(x, t)}{\partial x}}$$

1.1.3. Loi de Fourier :

$$\text{La loi de fourier : } \vec{j}_Q = - \lambda \overrightarrow{\text{grad} T} = - \lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \vec{u}_x \text{ soit } \boxed{j(x, t) = - \lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x}}$$

λ : conductivité thermique. Unité (S.I) : $kg s^{-3} m K^{-1}$.

1.1.4. Pour la tranche cylindrique de la barre, de volume $d\tau = Sdx$, l'énergie interne élémentaire :

$$dU = dm c dT = \mu d\tau c dT = d\tau du \implies du = \mu c dT$$

$$\text{où : } \boxed{u = \mu c T + u_o}$$

1.1.5. D'après 1.1.2. et la question précédente :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \mu c \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = - \frac{\partial j(x, t)}{\partial x}$$

D'après 1.1.3. :

$$j(x, t) = - \lambda \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \implies \boxed{\frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{\mu c} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2}}$$

1.1.6. L'équation aux dérivées partielles précédente pourra s'écrire :

$$\boxed{\frac{1}{D} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} \quad \text{tel que :} \quad D = \frac{\lambda}{\mu c}}$$

Unité du coefficient de diffusion thermique D dans (S.I) est : $m^2 s^{-1}$.

1.2. Régime stationnaire

$$T_1 = T(x = 0, t) \quad ; \quad T_2 = T(x = L, t)$$

1.2.1. En régime stationnaire, T ne dépend que du x : $T(x, t) = T(x)$

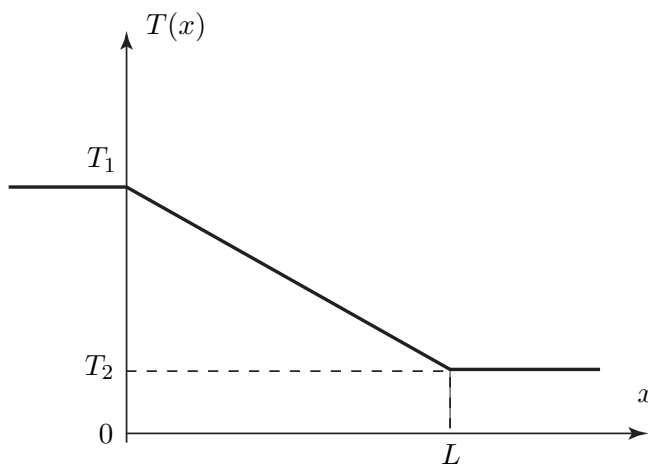
$$\Rightarrow \boxed{\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2}}$$

1.2.2. D'après l'équation précédente :

$$\frac{dT(x)}{dx} \text{ ne dépend pas de } x \quad \text{et} \quad j = -\lambda \frac{dT(x)}{dx} \Rightarrow \frac{j}{\lambda} \text{ est, donc, indépendant de } x$$

$$\text{Soit : } T(x) = -\frac{j}{\lambda}x + T(x=0) \text{ et } T(x=L) = -\frac{j}{\lambda}L + T(x=0)$$

$$\text{D'où : } \boxed{T(x) = T(x=0) - \frac{x}{L} (T(x=0) - T(x=L)) = T_1 - \frac{x}{L} (T_1 - T_2)}$$

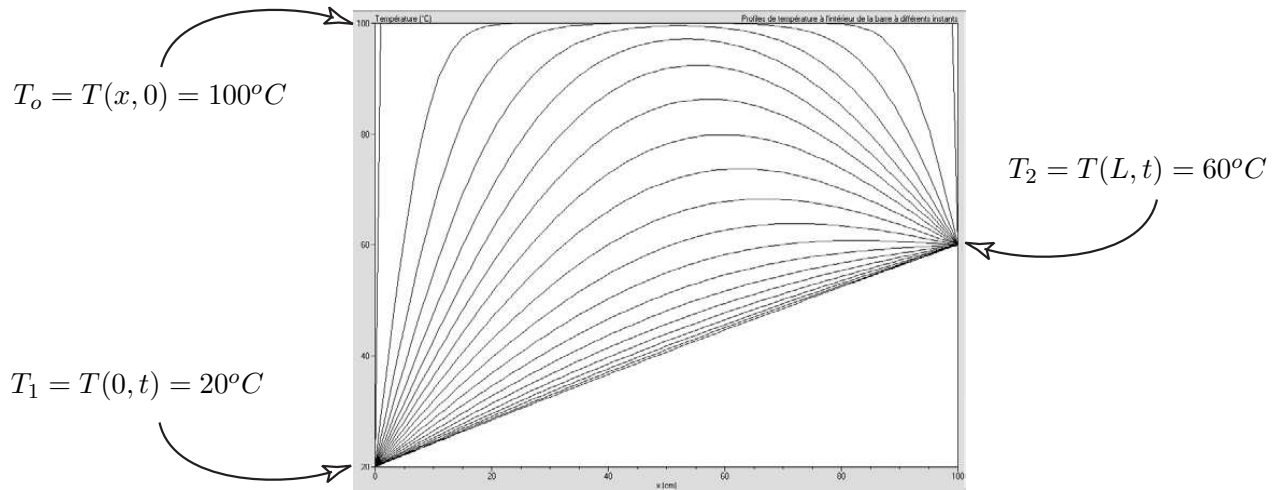


1.2.3. Flux surfacique \vec{j}_Q

$$\vec{j}_Q = j_Q \vec{u}_x = -\lambda \frac{\partial T(x)}{\partial x} \vec{u}_x \Rightarrow \boxed{\vec{j}_Q = \frac{\lambda}{L} (T_1 - T_2) \vec{u}_x}$$

1.3. Régime transitoire

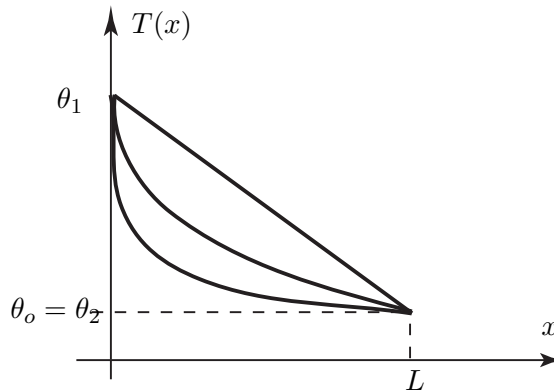
1.3.1. Profils de température à différentes instants au sein de la barre de longueur $L = 1m$.



1.3.2. $\theta_o = 20^\circ C$; $\theta_1 = 100^\circ C$ et $\theta_2 = 20^\circ C$

1.3.2.1. Pour maintenir l'extrémité droite de la barre à la température ambiante, il suffit de la mettre en contact avec l'air ambiant ou utiliser un thermostat fixé à la température ambiante désirée !

1.3.2.2. Profils de température au sein de la barre aux différents instants :



Deuxième partie

Contacts thermiques

2.1. Modèle statique

2.1.1. En utilisant le résultat de la question 1.2.2., on trouve :

$$\boxed{T_a(x) = T_o + \frac{x}{L_1} (T_o - T_1)} \quad \text{et} \quad \boxed{T_b(x) = T_o - \frac{x}{L_2} (T_o - T_2)}$$

2.1.2. Vecteurs densités de courant thermiques $\vec{j}_Q^a(x)$ et $\vec{j}_Q^b(x)$

$$\vec{j}_Q^a(x) = -\lambda_1 \frac{\partial T_a(x)}{\partial x} \vec{u}_x = -\frac{\lambda_1}{L_1} (T_o - T_1) \vec{u}_x$$

$$\vec{j}_Q^b(x) = -\lambda_2 \frac{\partial T_b(x)}{\partial x} \vec{u}_x = +\frac{\lambda_2}{L_2} (T_o - T_2) \vec{u}_x$$

2.1.3. Température T_o de l'interface $x = 0$

$$\text{En } x = 0 \text{ on a : } j_Q^a(0) = j_Q^b(0) \Rightarrow \frac{\lambda_1}{L_1} (T_o - T_1) + \frac{\lambda_2}{L_2} (T_o - T_2) = 0$$

Ou

$$T_o = \frac{\lambda_1 \frac{T_1}{L_1} + \lambda_2 \frac{T_2}{L_2}}{\frac{\lambda_1}{L_1} + \frac{\lambda_2}{L_2}}$$

2.1.4. Contact main-bois et contact main-acier

θ_2	T_o	T'_o
$100^\circ\text{C} = 373\text{K}$ (sensation de chaud)	$43^\circ\text{C} = 316\text{K}$	$35^\circ\text{C} = 308\text{K}$
$10^\circ\text{C} = 283\text{K}$ (sensation de froid)	$94^\circ\text{C} = 367\text{K}$	$12^\circ\text{C} = 285\text{K}$

Commentaire : L'acier est plus conducteur thermique (zone chaude ou zone froide) par rapport au bois !

2.2. Modèle dynamique**2.2.1.**

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{et} \quad u = \frac{x}{\sqrt{4Dt}} \Rightarrow \frac{d^2 T}{du^2} + 2u \frac{dT}{du} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{d}{du} \left(\frac{dT}{du} \right) + 2u \left(\frac{dT}{du} \right) = 0$$

$$\text{Posons : } \alpha = \left(\frac{dT}{du} \right) \Rightarrow \frac{d\alpha}{du} + 2u\alpha = 0 \Rightarrow \frac{d\alpha}{\alpha} = -2u du$$

$$\Rightarrow \alpha = \alpha_o \exp -u^2 du = \frac{dT}{du} \Rightarrow T = \alpha_o \int_0^u \exp -x^2 dx + k = \alpha_o \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{erf}(u) + k \quad k = \text{cte.}$$

$$\text{Soit : } T(u) = A + B \text{erf}(u)$$

2.2.2. Conditions aux limites

	Cylindre C_a	Interface $C_a - C_b$	Cylindre C_b
Paramètre x	$-\infty$	0	$+\infty$
Variable composée u	$-\infty$	0	$+\infty$
Fonction erreur $\text{erf}(u)$	-1	0	+1
Température T	T_1	T_o	T_2

Soient :

$$T_1 = A_1 - B_1 \quad \text{et} \quad T_o = A_1 \Rightarrow B_1 = T_o - T_1$$

$$T_2 = A_2 + B_2 \quad \text{et} \quad T_o = A_2 \Rightarrow B_2 = -T_o + T_2$$

$$\text{Ou : } A_1 = A_2 = T_o \quad ; \quad B_1 = T_o - T_1 \quad \text{et} \quad B_2 = -T_o + T_2$$

2.2.3. vecteur courant thermique dans le cylindre C_a

$$\vec{j}_Q^a(x, t) = -\lambda_1 \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \vec{u}_x = -\lambda_1 \frac{dT(u)}{du} \frac{\partial u(x)}{\partial x} \vec{u}_x = -\frac{\lambda_1}{\sqrt{4D_1 t_1}} \frac{dT(u)}{du} \vec{u}_x$$

$$T(u) = A_1 + B_1 \operatorname{erf}(u) \Rightarrow \frac{dT(u)}{du} = B_1 \frac{d\operatorname{erf}(u)}{du} = \frac{2B_1}{\sqrt{\pi}} \exp -u^2 = \frac{2B_1}{\sqrt{\pi}} \exp -\frac{x^2}{4D_1 t}$$

$$\Rightarrow \vec{j}_Q^a(x, t) = -(T_o - T_1) \frac{\lambda_1}{\sqrt{\pi D_1 t}} \exp -\frac{x^2}{4D_1 t}$$

D'où :
$$\vec{j}_Q^a(x, t) = -(T_o - T_1) \frac{E_1}{\sqrt{\pi t}} \exp -\frac{x^2}{4D_1 t} \vec{u}_x \quad \text{avec} \quad E_1 = \frac{\lambda_1}{\sqrt{D_1}} = \sqrt{u_1 c_1 \lambda_1}$$

E_1 : effusivité exprimée dans le (S.I) en : $kg s^{-5/2} K^{-1}$

2.2.4. De la même manière, on détermine l'expression de $\vec{j}_Q^b(x, t)$

D'où :
$$\vec{j}_Q^b(x, t) = +(T_o - T_2) \frac{E_2}{\sqrt{\pi t}} \exp -\frac{x^2}{4D_2 t} \vec{u}_x \quad \text{avec} \quad E_2 = \frac{\lambda_2}{\sqrt{D_2}} = \sqrt{u_2 c_2 \lambda_2}$$

2.2.5. Au niveau de l'interface $x = 0$ on a $j_Q^a(0, t) = j_Q^b(0, t)$

D'où :
$$T_o = \frac{T_1 E_1 + T_2 E_2}{E_1 + E_2}$$

Conclusion : En plus de λ_1 , T_1 , λ_2 et T_2 , la température T_o dépend de :

- des paramètres L_1 et L_2 dans le cadre du modèle statique.
- des paramètres μ_1 , μ_2 , c_1 et c_2 dans le cadre du modèle dynamique.

2.2.6. Contact main-bois et contact main-acier

θ_2	T_o	T_o'
$100^\circ C = 373K$ (sensation de chaud)	$48^\circ C = 321K$	$93^\circ C = 366K$
$10^\circ C = 283K$ (sensation de froid)	$32^\circ C = 305K$	$13^\circ C = 286K$

2.2.7. Le frigo est en équilibre thermodynamique, l'eau contenue dans les deux types de bouteilles est, donc, portée à la même température (même fraîcheur dans les deux bouteilles). C'est, tout simplement, la sensation main-verre et main-plastique qui diffère suite à la différence de l'effusivité des deux corps (plastique et verre).

Troisième partie

Analogies thermoélectriques

3.1. Résistance thermique

3.1.1. A la traversée d'une section S en une position x :

Le flux thermique conductif : $\Phi_{th}^c = \frac{\delta Q_{th}}{dt} = \iint_{(S)} \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} = j_Q(x) S = -\lambda S \frac{dT(x)}{dx}$

$T(x) = T_o + (T_L - T_o) \frac{x}{L} \Rightarrow \Phi_{th}^c = \lambda \frac{S}{L} (T_L - T_o) = \frac{(T_L - T_o)}{R_{th}^c} \Rightarrow \boxed{R_{th}^c = \frac{L}{\lambda S}}$

3.1.2. Loi de Fourier - Loi d'Ohm**3.1.2.1.** Loi d'ohm locale : $\vec{j}_e(M) = \gamma(M) \vec{E}(M)$ où : \vec{j}_e : vecteur densité du courant électrique et γ : conductivité électrique. Cette loi est valable en régime statique en absence du champ magnétique \vec{B} .**3.1.2.2.** En utilisant la relation électrique locale $\vec{E} = -\vec{\text{grad}}V$:

Grandeurs électriques	Grandeurs thermiques
Loi d'ohm $\vec{j}_e = \gamma \vec{E} = -\gamma \vec{\text{grad}}V$	Loi de fourier $\vec{j}_Q = -\lambda \vec{\text{grad}}T$
Vecteur courant électrique \vec{j}_e	Vecteur courant thermique \vec{j}_Q
Potentiel électrique V	Champ de température T
Conductivité électrique γ	Conductivité thermique λ
Intensité du courant électrique I	Intensité du courant thermique (flux) Φ_{th}^c
Différence de potentiels (tension) $V_o - V_L = U_{oL}$	Différence de températures $(T_o - T_L)$
Résistance électrique $R = \frac{(V_o - V_L)}{I}$	Résistance thermique $R_{th}^c = \frac{(T_o - T_L)}{\Phi_{th}^c}$

3.1.3. Association de resistors :

Association en série	Association en parallèle
$R_{th}^c = R_{th1}^c + R_{th2}^c$	$\frac{1}{R_{th}^c} = \frac{1}{R_{th1}^c} + \frac{1}{R_{th2}^c}$

3.1.4. Loi de Newton :Le flux thermique convecto – conductif : $\Phi_{th}^{cc} = hS(T - T_a)$

$$\Phi_{th}^{cc} = hS(T - T_a) = \frac{T - T_a}{R_{th}^{cc}} \quad \text{avec} \quad R_{th}^{cc} = \frac{1}{hS}$$

3.1.5.**3.1.5.1. Loi de Stephan :**

	Pour le corps solide	Pour l'environnement ambiant
Flux surfacique emis	$\Phi_1^r = \sigma T^4$	$\Phi_2^r = \sigma T_a^4$

3.1.5.2. Flux thermique radiatif total Φ_{th}^r

$$\Phi_{th}^r = \Phi_1^r - \Phi_2^r = \sigma S(T^4 - T_a^4)$$

3.1.5.3.

$$\Phi_{th}^r = \sigma S(T^4 - T_a^4) = \sigma S(T - T_a)(T^3 + T^2T_a + TT_a^2 + T_a^3)$$

Pour un faible écart entre T et T_a on pourra considérer : $T \sim T_a$.

$$\text{Soit :} \quad \Phi_{th}^r \approx \sigma S(T - T_a)(4T_a^3) \approx 4\sigma ST_a^3(T - T_a) = \frac{(T - T_a)}{R_{th}^r}$$

$$R_{th}^r = \frac{1}{4\sigma ST_a^3}$$

3.1.5.4. Application numérique : $R_{th}^r = 0,11 \text{ kg}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^3\text{K}$ **3.2. Bilan thermique du corps humain****3.2.1. Régime stationnaire :**

3.2.1.1.

- Puissance métabolique \mathcal{P}_M développée par le corps humain :

$$\mathcal{P}_M = \frac{13 \times 10^6}{24 \times 3600} \simeq 150,5 \text{ kgms}^{-3}.$$

- Flux thermique Φ_{th}^r émis par rayonnement :

$$\Phi_{th}^r = \frac{T - T_a}{R_{th}^r} \simeq 75,2 \text{ kgms}^{-3}.$$

- Flux thermique Φ_{th}^{cc} émis par convection :

$$\Phi_{th}^{cc} = \frac{T - T_a}{R_{th}^{cc}} \simeq 59,9 \text{ kgms}^{-3}.$$

3.2.1.2. La puissance \mathcal{P}_e nécessaire pour entretenir l'évaporation thermique de l'eau :

$$\mathcal{P}_e = \frac{m_e L}{\Delta t} = \frac{0,3 \times 2,4 \times 10^6}{24 \times 3600} \simeq 8,3 \text{ kgms}^{-3}.$$

3.2.1.3. Puissance résiduelle \mathcal{P}_s

Le bilan de puissance se traduit par : $\boxed{\mathcal{P}_M = \mathcal{P}_e + \Phi_{th}^{cc} + \Phi_{th}^r + \mathcal{P}_s}$

$$\text{Soit : } \mathcal{P}_s \simeq 150 - 75,2 - 59,9 - 8,3 = 6,7 \text{ kgms}^{-3}.$$

3.2.1.4. Théorème de Millmann appliqué au noeud A donne :

$$I_2 + I_1 - I + (V_B - V_A) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = 0 \quad \text{tels que : } V_A = V_a \text{ et } V_B = V$$

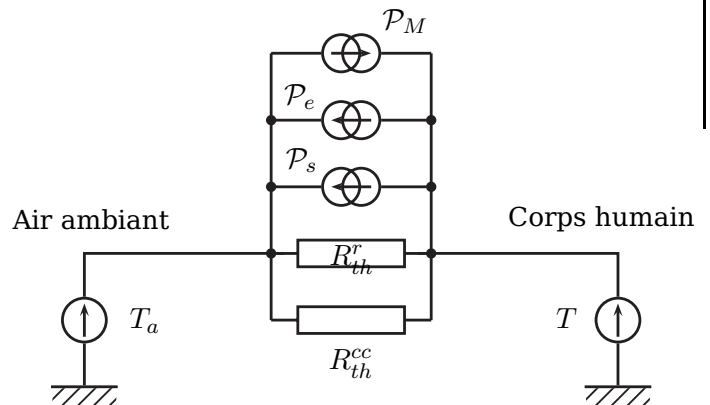
$$\text{Soit : } \boxed{V - V_a = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} (I - I_1 - I_2)}$$

3.2.1.5. Par analogie thermoélectrique établi en 3.1.2.2., le bilan thermique est traduit par l'équation suivante :

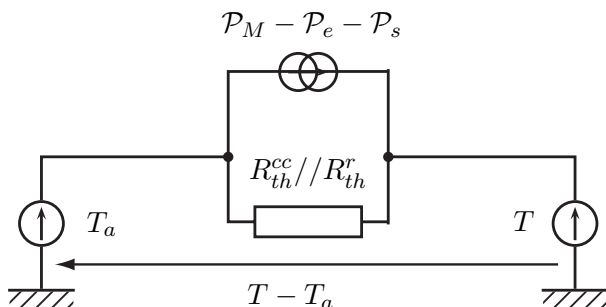
$$T - T_a = \frac{R_{th}^{cc} R_{th}^r}{R_{th}^{cc} + R_{th}^r} (\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s)$$

$$\text{D'où : } \boxed{\mathcal{P}_M = \mathcal{P}_e + \mathcal{P}_s + \Phi_{th}^{cc} + \Phi_{th}^r}$$

$$\text{avec : } \Phi_{th}^{cc} = \frac{T - T_a}{R_{th}^{cc}} \quad \text{et} \quad \Phi_{th}^r = \frac{T - T_a}{R_{th}^r}$$

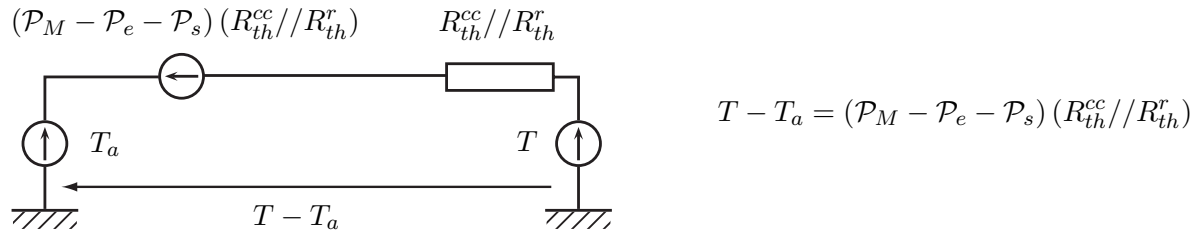


3.2.1.6. Représentation de Norton



$$T - T_a = (\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s) (R_{th}^{cc} // R_{th}^r)$$

Représentation de Thévenin



Dans les deux cas de représentation, on retrouve l'équation établie en 3.2.1.5., et par conséquent le bilan de puissance.

3.2.2. On se place en régime quasi stationnaire, et on note $C_s = C/S$ la capacité thermique surfacique du corps humain.

3.2.2.1. Premier principe de la thermodynamique entre t et $t + dt$:

$$dU = \delta Q_{th} + \delta W = \delta Q_{th} = C dT \quad (\text{le corps humain est supposé à volume constant})$$

$$\Rightarrow \frac{\delta Q_{th}}{dt} = C \frac{dT}{dt} = P_{th} = P_M - P_e - P_s - \Phi_{th}^r - \Phi_{th}^{cc}$$

$$\Rightarrow C \frac{dT}{dt} + \left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^r} \right) (T - T_a) = P_M - P_e - P_s$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{dT}{dt} + \frac{T - T_a}{\tau} = \Lambda} \quad (2) \quad \text{avec :} \quad \tau = \frac{R_{th}^r R_{th}^{cc}}{R_{th}^r + R_{th}^{cc}} C \quad \text{avec :} \quad \Lambda = \frac{P_M - P_e - P_s}{C}$$

3.2.2.2. En régime stationnaire :

$$\frac{dT}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad \boxed{T - T_a = \tau \Lambda = \frac{R_{th}^r R_{th}^{cc}}{R_{th}^r + R_{th}^{cc}} (P_M - P_e - P_s)}$$

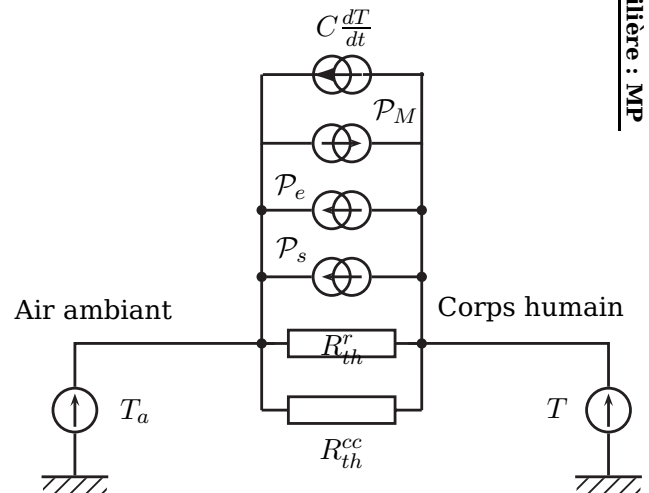
On retrouve, alors, les résultats de la question 3.2.1.6.

3.2.2.3. On pose :

$$R_{th} = \frac{R_{th}^r R_{th}^{cc}}{R_{th}^r + R_{th}^{cc}} \quad \text{et} \quad P = P_M - P_e - P_s$$

L'équation (2) s'écrit : $T - T_a = R_{th} P - R_{th} C \frac{dT}{dt}$

Par analogie thermoélectrique (§ 3.1.2.2.), le terme $C \frac{dT}{dt}$ est analogue à un courant électrique. D'où le schéma (thermique) ci-contre :



3.2.2.4. Résolution de l'équation (2) :

La solution de l'équation (2) s'écrit : $T(t) - T_a = \tau \Lambda + k \exp -\frac{t}{\tau}$ k est une constante d'intégration

Conditions initiales : $T(0) - T_a = \tau \Lambda + k \quad \Rightarrow \quad k = T(0) - T_a - \tau \Lambda$

Soit :
$$\boxed{T(t) = T_a + \tau \Lambda + (T(0) - T_a - \tau \Lambda) \exp -\frac{t}{\tau}}$$

3.2.2.5. L'équilibre correspond au régime permanent $t \gg \tau$

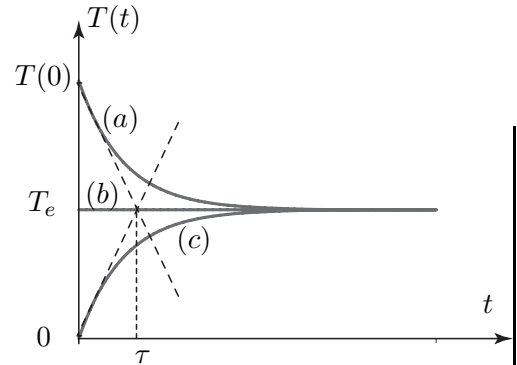
$$T_e = T_a + \tau \Lambda$$

Application numérique : $T_e = 33^\circ\text{C} = 306\text{ K}$

3.2.2.6. Représentation graphique de $T(t)$

$$T(t) = T_e + (T(0) - T_e) \exp -\frac{t}{\tau}$$

- $T(0) > T_e$ Courbe (a) : Refroidissement du corps humain.
- $T(0) = T_e$ Courbe (b) : Équilibre de température du corps humain.
- $T(0) < T_e$ Courbe (c) : Réchauffement du corps humain.



Pour déterminer τ , il suffit de tracer la (ou les) tangente(s) à l'origine des temps des courbes d'évolution $T(t)$ pour $T(0) > T_e$ et $T(0) < T_e$. Son (ou leur) intersection(s) avec l'axe des temps corresponde au paramètre τ .

3.2.2.7. Le corps humain se refroidit dans l'eau 25 fois plus rapidement que dans l'air : $\tau_{\text{air}} = 25 \tau_{\text{eau}}$

$$\tau_{\text{air}} = \frac{R_{th}^r R_{th}^{cc}}{R_{th}^r + R_{th}^{cc}} C \quad \text{et} \quad \tau_{\text{eau}} = \frac{R_{th}^r R_{th,\text{eau}}^{cc}}{R_{th}^r + R_{th,\text{eau}}^{cc}} C \quad \Rightarrow \quad R_{th,\text{eau}}^{cc} = \frac{R_{th}^r R_{th}^{cc}}{25 R_{th}^r + 24 R_{th}^{cc}}$$

Application numérique : $R_{th,\text{eau}}^{cc} = 3,03 \times 10^3 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^3 \text{ K}$

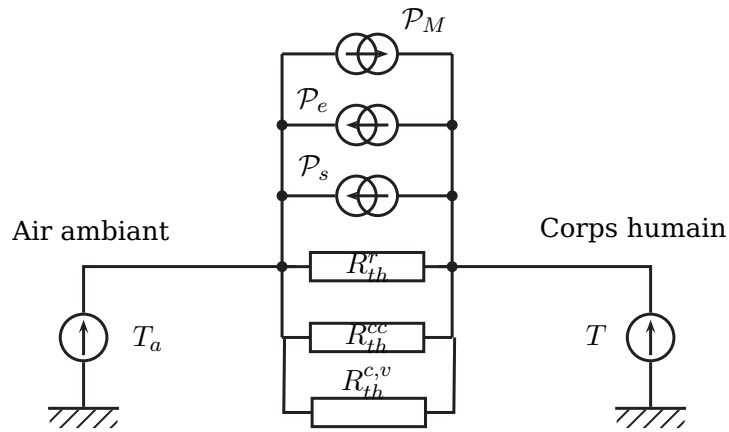
3.3. Effet des vêtements sur le bilan thermique du corps

3.3.1. La surface S du corps humain est recouverte à 80% : $20\% S = 0,2 S$ est, donc, en contact avec l'air, soient :

$$R_{th}^{cc,v} = \frac{R_{th}^{cc}}{0,2} = 835 \times 10^{-3} \text{ KW}^{-1} \quad \text{et} \quad R_{th}^{r,v} = \frac{R_{th}^r}{0,2} = 665 \times 10^{-3} \text{ KW}^{-1}$$

3.3.2. Les 80% recouverte des vêtements introduit un nouvel échange thermique (entre les vêtements et le corps sur une section de $0,8 S$), tout en négligeant les échanges thermiques par rayonnement et par conducto-convection à travers les vêtements, donc : une nouvelle résistance thermique $R_{th}^{c,v}$.

3.3.3. Schéma du circuit thermique (régime stationnaire) :



3.3.4. Résistance thermique des vêtements $R_{th}^{c,v}$

Le bilan de puissance thermique s'écrit :

$$\mathcal{P}_M - \mathcal{P}_e - \mathcal{P}_s = (\theta - \theta'_a) \left(\frac{1}{R_{th}^{cc,v}} + \frac{1}{R_{th}^{r,v}} + \frac{1}{R_{th}^{c,v}} \right) = (T - T_a) \left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^r} \right)$$

$$\Rightarrow \boxed{R_{th}^{c,v} = \frac{\theta - \theta'_a}{(T - T_a) \left(\frac{1}{R_{th}^{cc}} + \frac{1}{R_{th}^r} \right) - (\theta - \theta'_a) \left(\frac{1}{R_{th}^{cc,v}} + \frac{1}{R_{th}^{r,v}} \right)}}$$

Application numérique : $R_{th}^{c,v} = 130 \times 10^{-3} \text{ KW}^{-1}$