

## Th9 - Transfert d'énergie thermique

### Table des matières

<b>I. Généralités sur les transferts thermiques</b>	<b>2</b>
I.1. Rappel : les différents modes de transfert (voir cours TH4)	2
a) Conduction thermique	2
b) Convection	2
c) Rayonnement	2
I.2. Flux thermique ou puissance thermique	2
a) Vecteur densité de flux thermique	2
b) Flux thermique à travers une surface	3
c) Cas particulier d'un flux uniforme 1D axial	3
d) Cas particulier d'un flux radial en cylindrique	3
e) Cas particulier d'un flux radial en sphérique	4
<b>II. Conduction thermique</b>	<b>5</b>
II.1. Loi de Fourier	5
II.2. Conducteur thermique en régime stationnaire	7
a) Régime stationnaire	7
b) Conservation du flux	7
c) Champ de température $T(x)$	8
II.3. Conditions aux limites	9
II.4. Analogie électrique : résistance thermique	10
<b>III. Bilan d'énergie en régime quasi-stationnaire</b>	<b>12</b>
III.1. Approximation des régimes quasistationnaires (ARQS)	12
III.2. Évolution de la température d'un système relié à un thermostat par une résistance thermique	13
<b>IV. Transferts conducto-convectif</b>	<b>15</b>
IV.1. Transfert conducto-convectif à la paroi : loi de Newton	15
IV.2. Résistance thermique conducto-convective	16
<b>V. Transfert thermique par rayonnement</b>	<b>17</b>
V.1. Rayonnement électromagnétique	17
V.2. Interaction rayonnement - matière	17
V.3. Corps noir	18
V.4. Rayonnement du corps noir	19
<b>VI. Effet de serre - Albedo</b>	<b>22</b>
VI.1. Principe de l'effet de serre	22
a) Température sans vitre	22
b) Température avec vitre	22
VI.2. Atmosphère terrestre	23
a) Gaz à effet de serre - Albedo	23
b) Température de la Terre sans atmosphère	24
c) Température de la Terre avec atmosphère	25

Un des moyens de freiner le réchauffement climatique est, entre autres, de limiter la consommation d'énergie de chauffage des habitations. Pour cela il faut utiliser des matériaux isolants. Nous allons nous intéresser de plus près aux transferts d'énergie thermique, afin de les quantifier.

Nous verrons également le principe de l'effet de serre qui est à l'origine du réchauffement climatique actuel.

## I. Généralités sur les transferts thermiques

### I.1. Rappel : les différents modes de transfert (voir cours TH4 )

#### a) Conduction thermique

C'est essentiellement ce mode de transfert d'énergie qui sera traité dans ce chapitre. Il s'effectue à l'échelle microscopique dans un milieu macroscopiquement au repos.

L'énergie cinétique microscopique est transmise de proche en proche à l'échelle microscopique des zones chaudes (où l'agitation thermique est importante) vers les zones plus froides (où l'agitation thermique est moindre).

#### b) Convection

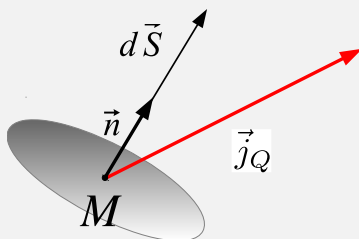
La convection permet un transport d'énergie par la mise en mouvement (naturelle ou forcée) d'un fluide (liquide ou gaz). Dans ce chapitre, ce phénomène sera pris en compte à l'interface solide-fluide.

#### c) Rayonnement

Ce troisième mode de transfert peut s'effectuer dans le vide puisqu'il s'agit d'un rayonnement électromagnétique émis par tout corps chauffé (voir image infra-rouge d'une habitation, lumière visible émise par le Soleil)...

### I.2. Flux thermique ou puissance thermique

#### a) Vecteur densité de flux thermique



On définit  $\vec{j}_Q$  le **vecteur densité de flux thermique** par

$$\delta Q = \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} dt$$

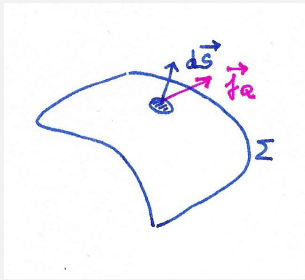
avec  $\delta Q$  l'énergie thermique ayant traversé  $dS$  pendant  $dt$ , et comptée positivement dans le sens d'orientation choisi.

Dimensionnellement  $[\|\vec{j}_Q\|] = \text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-2} = \text{W.m}^{-2}$ .

$$d\phi = \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} = \frac{\delta Q}{dt}$$

Le **flux élémentaire**  $d\phi$  de  $\vec{j}$  à travers la surface  $dS$  correspond à la **puissance thermique** transmise à travers cette surface et a pour unité SI le watt (W).

b) Flux thermique à travers une surface



Le **flux thermique** total à travers la surface Σ orientée a pour expression :

$$\phi = \iint_{\Sigma} \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} = \frac{\delta Q_{\Sigma}}{dt}$$

avec  $\delta Q_{\Sigma}$  l'énergie thermique ayant traversé la surface Σ pendant dt, et comptée positivement dans le sens d'orientation choisi ( $[\phi] = W$ ).

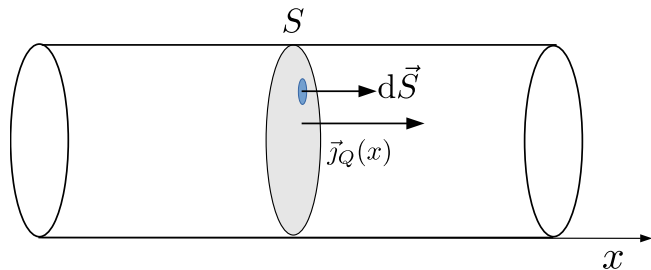
Le **flux thermique**  $\phi$  correspond à la **puissance thermique** transmise à travers la surface Σ.

c) Cas particulier d'un flux uniforme 1D axial

On suppose le vecteur densité de flux thermique de la forme :  $\vec{j}_Q = j_Q(x)\vec{u}_x$

On calcule le flux thermique à travers une surface S perpendiculaire à  $\vec{u}_x$  : le vecteur densité de flux thermique est donc **uniforme** sur toute cette surface et **normal** à cette surface.

$$\begin{aligned} \phi &= \iint_S \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} \\ &= \iint_S j_Q(x) dS \\ &= j_Q(x) \iint_S dS \\ &= j_Q(x) S \end{aligned}$$



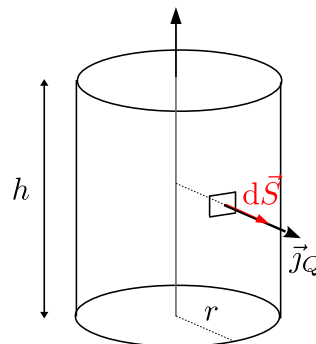
$$\phi(x) = j_Q(x) S$$

d) Cas particulier d'un flux radial en cylindrique

On considère un problème à symétrie cylindrique. Dans ce cas, le vecteur densité de flux thermique est de la forme :  $\vec{j}_Q = j_Q(r)\vec{u}_r$  en coordonnées cylindriques.

On calcule le flux thermique à travers une surface S cylindrique de rayon r et de hauteur h : le vecteur densité de flux thermique est normal à cette surface et possède une norme constante sur toute cette surface.

$$\begin{aligned} \phi &= \iint_S \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} \\ &= \iint_S j_Q(r) dS \\ &= j_Q(r) \iint_S dS \\ &= j_Q(r) S \\ &= j_Q(r) 2\pi r h \end{aligned}$$



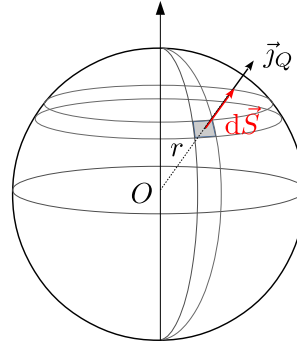
$$\phi(r, t) = j_Q(r) 2\pi r h$$

**e) Cas particulier d'un flux radial en sphérique**

On considère un problème à symétrie sphérique. Dans ce cas, le vecteur densité de flux thermique est de la forme :  $\vec{j}_Q = j_Q(r)\vec{u}_r$  en coordonnées sphériques.

On calcule le flux thermique à travers une surface  $S$  sphérique de rayon  $r$  : le vecteur densité de flux thermique est normal à cette surface et possède une norme constante sur toute cette surface.

$$\begin{aligned}\phi &= \iint_S \vec{j}_Q \cdot d\vec{S} \\ &= \iint_S j_Q(r) dS \\ &= j_Q(r) \iint_S dS \\ &= j_Q(r) S \\ &= j_Q(r) 4\pi r^2\end{aligned}$$



$$\boxed{\phi(r) = j_Q(r) 4\pi r^2}$$

## II. Conduction thermique

### II.1. Loi de Fourier

La non uniformité du champ de température entraîne un flux conductif d'énergie dirigé des hautes températures vers les basses températures, d'autant plus important que les variations spatiales de température sont élevées. Le vecteur **densité de flux conductif** vérifie la **loi de Fourier** :

$$\vec{j}_{cd} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T$$

avec  $\lambda > 0$  la **conductivité thermique** du matériau considéré  $[\lambda] = \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

$\lambda$  dépend de la nature du matériau considéré et a priori de la température  $T$ . Cependant on se placera toujours dans des domaines où  $\lambda$  peut être assimilée à une constante.

- ▷ le signe  $-$  traduit le fait que le transfert thermique s'effectue des hautes vers les basses températures. Le vecteur flux thermique est perpendiculaire aux surfaces  $T = \text{cte}$  et orienté des hautes vers les basses températures.
- ▷ cette loi est en fait une approximation linéaire qui cesse d'être applicable lorsque  $\|\overrightarrow{\text{grad}} T\|$  devient important.
- ▷ c'est une loi purement phénoménologique que l'on peut établir partir d'une modélisation de la matière à l'échelle microscopique.

À titre indicatif, voici un tableau indiquant les valeurs des conductivités thermiques de quelques matériaux :

matériau	$\lambda(\text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$
air	$2,6 \cdot 10^{-2}$
eau	0,61
cuiivre	$4,0 \cdot 10^2$
acier	16
verre	0,6 à 2
béton	0,92
bois	0,15 à 0,45
laine de verre	$4 \cdot 10^{-2}$
polystyrène expansé	$4 \cdot 10^{-2}$

### Géométrie 1D axiale

Dans le cas d'une géométrie axiale,  $T = T(x)$  et les surfaces isothermes sont des plans  $x = cte$ . Le vecteur densité de flux thermique  $\vec{j}_{cd}$  est perpendiculaire à ces plans, donc colinéaire à  $\vec{u}_x$  et dirigé des hautes vers les basses températures.

$$\vec{j}_{cd} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}(x) \vec{u}_x = -\lambda \frac{dT}{dx}(x) \vec{u}_x = j_{cd}(x) \vec{u}_x$$

avec  $j_{cd}(x) = -\lambda \frac{dT}{dx}(x)$ .

### Géométrie cylindrique

Dans le cas d'une géométrie cylindrique,  $T = T(r)$  et les surfaces isothermes sont donc des surfaces  $r = cte$ , donc des surfaces cylindriques d'axe  $Oz$ . Le vecteur densité de flux thermique  $\vec{j}_{cd}$ , perpendiculaire à ces surfaces, est donc radial et orienté des hautes vers les basses températures. On obtient, en utilisant la formule du gradient en coordonnées cylindriques :

$$\vec{j}_{cd} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}(r) \vec{u}_r = -\lambda \frac{dT}{dr}(r) \vec{u}_r = j_{cd}(r) \vec{u}_r$$

avec  $j_{cd}(r) = -\lambda \frac{dT}{dr}(r)$ .

### Géométrie sphérique

Dans le cas d'une géométrie sphérique,  $T = T(r)$  et les surfaces isothermes sont des surfaces  $r = cte$ , donc des surfaces sphériques de centre  $O$ . Le vecteur densité de flux thermique  $\vec{j}_{cd}$ , perpendiculaire à ces surfaces, est donc radial et orienté des hautes vers les basses températures. On obtient, en utilisant la formule du gradient en coordonnées sphériques :

$$\vec{j}_{cd} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}(r) \vec{u}_r = -\lambda \frac{dT}{dr}(r) \vec{u}_r = j_{cd}(r) \vec{u}_r$$

avec  $j_{cd}(r) = -\lambda \frac{dT}{dr}(r)$ .

## II.2. Conducteur thermique en régime stationnaire

### a) Régime stationnaire

En régime **stationnaire** toutes les grandeurs physiques sont indépendantes du temps.

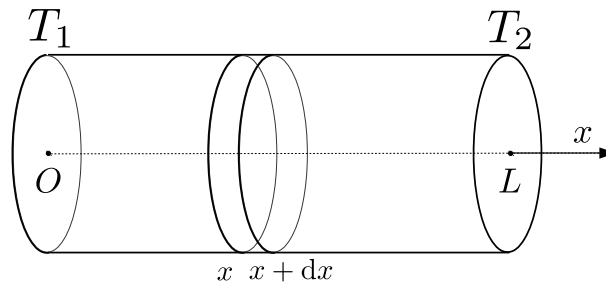
### b) Conservation du flux

On considère une situation 1D axiale.

On étudie la diffusion thermique à travers un matériau cylindrique de section  $S$ , de longueur  $L$ , porté aux températures  $T_1$  et  $T_2$  à ses deux extrémités situées en  $x = 0$  et  $x = L$ . La paroi latérale est calorifugée.

On suppose qu'il n'existe pas de processus susceptible de produire de l'énergie thermique au sein du matériau (par exemple par effet Joule ou en raison de réactions nucléaires).

On se place en **régime stationnaire**.



En régime stationnaire toutes les grandeurs sont indépendantes du temps :

$$T = T(x) \text{ et } \vec{j}_{cd} = j_{cd}(x)\vec{u}_x \quad \text{avec} \quad \vec{j}_{cd} = -\lambda \frac{dT}{dx} \vec{u}_x$$

Le premier principe appliqué à une tranche d'épaisseur  $dx$  et de section  $S$  située entre  $x$  et  $x + dx$  donne,

$$dU = \delta Q$$

On suppose le matériau constitué d'une phase condensée idéale  $dV = 0$ . Il n'y a donc pas de travail des forces de pression<sup>1</sup>  $\delta W = 0$ .

$\delta Q$  représente le transfert thermique algébriquement reçu par le système entre les instants  $t$  et  $t + dt$ .

On peut écrire  $\delta Q = \delta Q_e - \delta Q_s$  avec :

- $\delta Q_e$  l'énergie thermique qui est entrée par la section située à l'abscisse  $x$  pendant  $dt$
- $\delta Q_s$  l'énergie thermique qui est sortie par la section située à l'abscisse  $x + dx$  pendant  $dt$

En **régime stationnaire** l'énergie interne est constante :

$$dU = 0$$

$$\delta Q = \delta Q_e - \delta Q_s = 0$$

$$\delta Q_e = \delta Q_s$$

1. si le milieu est gazeux on suppose l'évolution isochore

$$\phi_e dt = \phi_s dt$$

⇒ le flux thermique se conserve  $\phi_e = \phi_s = \phi$ .

En régime stationnaire et en l'absence de source, **le flux thermique  $\phi$  se conserve.**

### c) Champ de température $T(x)$

On cherche à déterminer le champ de température en tout point, connaissant les températures à chaque extrémité :  $T(x=0) = T_1$  et  $T(x=L) = T_2$ .

$$S j_{cd} = \phi = cte$$

$$j_{cd} = \frac{\phi}{S}$$

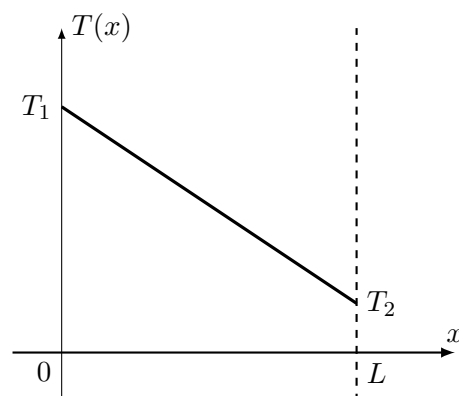
$$-\lambda \frac{dT}{dx} = \frac{\phi}{S}$$

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{\phi}{\lambda S}$$

On intègre

$$T(x) = -\frac{\phi}{\lambda S} x + A$$

La température est donc une fonction affine de  $x$ .



Les deux constantes  $A$  et  $\phi$  se déduisent des conditions aux limites :  $\begin{cases} \text{en } x=0 & T(0) = T_1 \\ \text{en } x=L & T(L) = T_2 \end{cases}$

$$T(0) = T_1 = A$$

$$T(L) = -\frac{\phi}{\lambda S} L + T_1 = T_2$$

$$\text{d'où } T_1 - T_2 = \frac{\phi}{\lambda S} L$$

On obtient l'expression du flux :  $\phi = (T_1 - T_2) \frac{\lambda S}{L}$

puis celle de  $T(x)$  :

$$T(x) = T_1 - \frac{\phi}{\lambda S} x = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} x$$

**Bilan 1D axial :**

En régime stationnaire, la puissance thermique (ou flux thermique) qui traverse toute section d'un matériau conducteur de section  $S$ , de longueur  $L$ , de conductivité thermique  $\lambda$ , et dont les extrémités sont aux températures  $T_1$  et  $T_2$ , a pour expression :

$$\phi_{1 \rightarrow 2} = \frac{\lambda S}{L}(T_1 - T_2)$$

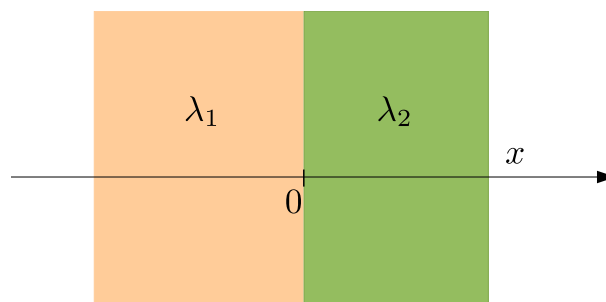
À l'intérieur du matériau, le profil de température est linéaire.

Si  $T_1 > T_2$  alors  $\phi_{1 \rightarrow 2} > 0$ . On vérifie que le transfert thermique s'effectue bien des hautes vers les basses températures.

Le flux thermique est d'autant plus élevé (à  $T_1 - T_2$ ,  $S$  et  $L$  données) que la conductivité thermique  $\lambda$  est élevée.

**II.3. Conditions aux limites**

On considère deux matériaux conducteurs thermiques en contact en  $x = 0$ .



En  $x = 0$  :

- il y a continuité du flux thermique (cela traduit la conservation de l'énergie).
- il y a continuité de la température à l'interface entre deux milieux lorsqu'ils sont uniquement siège de diffusion thermique. Typiquement on pourra l'appliquer au niveau du contact entre deux solides. Lors d'un contact solide-fluide, si la convection intervient, on n'aura plus continuité de la température (voir paragraphe IV).

On note  $T_1(x)$  le champ de température pour  $x \leq 0$  et  $T_2(x)$  le champ de température pour  $x \geq 0$ . Exprimer les conditions aux limites en  $x = 0$ , en supposant que seule la conduction thermique intervient.

$$T_1(0) = T_2(0)$$

$$\lambda_1 \frac{dT_1}{dx}(0) = \lambda_2 \frac{dT_2}{dx}(0)$$

## II.4. Analogie électrique : résistance thermique

On a établi, dans le paragraphe précédent, l'expression du flux thermique  $\phi$  à travers une section  $S$  quelconque d'un conducteur cylindrique, de longueur  $L$ , de conductivité thermique  $\lambda$  soumis à une différence de température ( $T_1 - T_2$ ) :

$$\phi = j_{cd}S = \frac{\lambda S}{L}(T_1 - T_2)$$

Le flux thermique est proportionnel à la différence de température imposée ( $T_1 - T_2$ ).

Conduction thermique	Conduction électrique
$T_1 - T_2 = R_{th}\phi$	$U = V_1 - V_2 = RI$

Par analogie avec l'électricité (attention à l'orientation), on peut définir la **résistance thermique** par la relation :

$$R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{\phi}$$

Unités :  $[R_{th}] = \text{K.W}^{-1}$ .

Un cylindre de longueur  $L$ , de section  $S$ , parcouru par un flux thermique axial a pour résistance :

$$R_{th} = \frac{L}{\lambda S}$$

Plus la résistance thermique est élevée, plus à différence de température égale, le flux thermique est faible. C'est ce que l'on recherche lorsqu'on souhaite isoler un bâtiment.

On peut définir de même la **conductance thermique** par la relation

$$G_{th} = \frac{1}{R_{th}} = \frac{\phi}{T_1 - T_2}$$

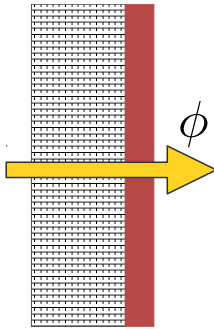
Un cylindre de longueur  $L$ , de section  $S$ , parcouru par un flux thermique axial a pour conductance :

$$G_{th} = \frac{\lambda S}{L}$$

Unités :  $[G_{th}] = \text{W.K}^{-1}$ .

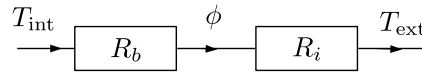
**Exemples**

- Résistance thermique d'un mur en béton recouvert d'un matériau isolant : le béton et l'isolant sont traversés par le même flux thermique → leurs résistances thermiques sont en série.



$R_b$  résistance thermique du béton

$R_i$  résistance thermique de l'isolant



$$R_{tot} = R_b + R_i$$

- Résistance thermique d'un mur muni de deux ouvertures : une porte et une fenêtre.

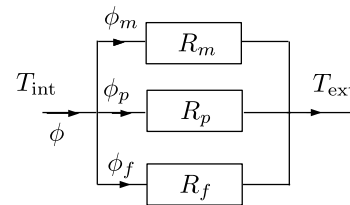
$R_m$  résistance thermique du mur

$R_p$  résistance thermique de la porte

$R_f$  résistance thermique de la fenêtre

Le mur, la fenêtre et la porte sont soumis à la même différence de température → leurs résistances thermiques sont en parallèle.

$$\frac{1}{R_{tot}} = \frac{1}{R_m} + \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_f}$$



Dans ce cas, on a plutôt intérêt à raisonner avec la conductance équivalente qui se calcule directement :

$$G_{tot} = G_m + G_p + G_f$$

**Notion de pont thermique :**

Si la fenêtre est mal isolée on peut avoir  $R_f \ll R_m$  et  $R_f \ll R_p$ . D'où  $R_{tot} \simeq R_f$ .

$$\phi_{tot} = \phi_p + \phi_m + \phi_f = \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_m} + \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_p} + \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_f} \simeq \frac{T_{int} - T_{ext}}{R_f} \simeq \phi_f$$

l'essentiel du flux thermique part par la fenêtre

### III. Bilan d'énergie en régime quasi-stationnaire

#### III.1. Approximation des régimes quasistationnaires (ARQS)

On a montré qu'en régime stationnaire, le champ de température dans un cylindre de section  $S$  soumis à une différence de température  $T_1 - T_2$  était de la forme

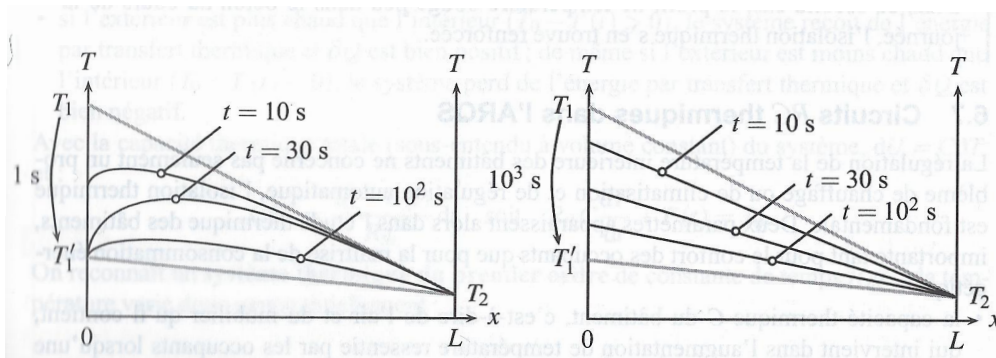
$$T(x) = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L}x$$

Supposons qu'à  $t = 0$  on abaisse la température en  $x = 0$  de  $T_1$  à  $T'_1$  en une durée  $\Delta t$ . Si on attend suffisamment longtemps le profil de température va tendre vers le nouveau profil stationnaire

$$T(x) = T'_1 + \frac{T_2 - T'_1}{L}x$$

On a représenté sur la figure ci-dessous l'évolution du profil de température dans deux cas :

- à gauche le passage de  $T_1$  à  $T'_1$  se fait "rapidement" ( $\Delta t = 1$  s suffisamment "court")
- à droite le passage de  $T_1$  à  $T'_1$  se fait "lentement" ( $\Delta t = 10^3$  s suffisamment "long")



Il doit exister un temps caractéristique  $\tau$  de réponse du système tel que

- Si  $\Delta t \ll \tau$  le profil de température n'a pas le temps de s'adapter et on n'observe plus une fonction affine.
- Si  $\Delta t \gg \tau$  le profil de température a le temps de s'adapter et on observe une fonction affine dont la pente varie progressivement lorsque la température en  $x = 0$  diminue. On peut donc dans ce cas utiliser les résultats du régime stationnaire et utiliser la résistance thermique pour calculer le flux thermique

L'ARQS thermique est vérifiée lorsque la variation de la température imposée aux limites du système se fait sur une échelle de temps  $\Delta t$  très grande devant le temps caractéristique  $\tau$  de diffusion thermique à l'échelle du système.

$$\Delta t \gg \tau$$

Lorsque l'ARQS s'applique, on peut exprimer le champ de température à tout moment :

$$T(x, t) = T_1(t) + \frac{T_2 - T_1(t)}{L}x$$

ainsi que le flux thermique :

$$\phi(t) = -\frac{\lambda S}{L}(T_2 - T_1(t)) = \frac{\lambda S}{L}(T_1(t) - T_2) = \frac{T_1(t) - T_2}{R_{th}}$$

**Estimation de  $\tau$** 

On considère un mur d'épaisseur  $e$ , de conductivité thermique  $\lambda$ , de capacité thermique massique  $c$  et de masse volumique  $\rho$ <sup>a</sup>.

À partir ces paramètres, construire un temps caractéristique  $\tau$  de diffusion thermique à travers le mur.

Faire l'application numérique dans le cas d'une vitre d'épaisseur  $e = 2,0$  cm ; la masse volumique du verre vaut  $\rho = 2,5 \cdot 10^3$  kg  $\cdot$  m<sup>-3</sup> et sa capacité thermique massique vaut  $c = 720$  J.K<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>. On prendra  $\lambda = 1,0$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>.

$$\tau = \frac{\rho c}{\lambda} e^2$$

$$\tau = 12 \text{ min}$$

---

a. En reprenant le calcul du II.2.b on aurait en régime non stationnaire  $dU = \rho S dx cdT$ . On peut donc estimer que  $\tau$  dépend également de  $\rho$  et  $c$ .

### III.2. Évolution de la température d'un système relié à un thermostat par une résistance thermique

Supposez que le chauffage de votre maison tombe en panne en plein hiver alors qu'il fait 0°C dehors. Vous savez que, si rien n'est réparé, la température intérieure finira par atteindre 0°C... mais au bout de quelle durée environ<sup>2</sup> ?

On peut chercher à modéliser la situation :

- L'atmosphère extérieure est considérée comme un thermostat de température  $T_0$ .
- La résistance thermique de l'ensemble des murs, fenêtres, toit vaut  $R_{th}$ .
- On note  $C$  la capacité thermique totale de la maison.
- On suppose le refroidissement suffisamment lent pour pouvoir se placer dans l'ARQS.

On note  $T(t)$  la température intérieure à l'instant  $t$  ( $t = 0$  correspondant au début de la panne).

---

2. Avez-vous le temps de faire une grande fête des voisins ( à raison de 100 W par personne... ça se tente) avant qu'il soit trop tard ?

Dans le cadre de l'ARQS on peut utiliser la résistance thermique. Le flux (ou puissance) sortant vaut

$$\phi_{\text{sortant}} = \frac{T(t) - T_0}{R_{\text{th}}}.$$

On applique le premier principe entre

- un instant  $t$  où la température vaut  $T(t)$
- un instant  $t + dt$  où la température vaut  $T(t + dt) = T(t) + dT$

$$dU = -\phi_{\text{sortant}} dt$$

$$C dT = \frac{T_0 - T(t)}{R_{\text{th}}} dt$$

$$C \frac{dT}{dt} = \frac{1}{R_{\text{th}}} (T_0 - T(t))$$

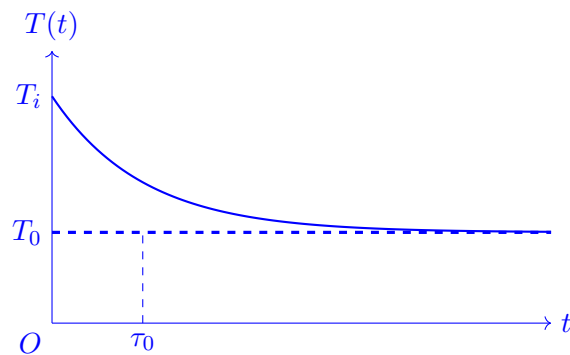
$$R_{\text{th}} C \frac{dT}{dt} = T_0 - T(t)$$

$$\frac{dT}{dt} + \frac{1}{R_{\text{th}} C} T(t) = \frac{1}{R_{\text{th}} C} T_0 \quad (1)$$

$$T(t) = T_0 + \lambda e^{-t/R_{\text{th}} C}$$

On déduit de  $\lambda$  de la condition initiale :  $T(t = 0) = T_i = T_0 + \lambda$ .

$$T(t) = T_0 + (T_i - T_0) e^{-t/R_{\text{th}} C}$$



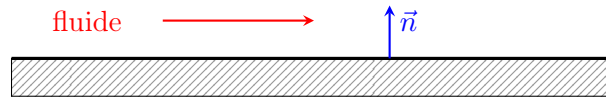
Notre modélisation ne sera valable que si  $R_{\text{th}} C \gg \tau$ .

**Remarque :** voyez-vous un parallèle avec un autre phénomène physique étudié cette année ?

## IV. Transferts conducto-convectif

### IV.1. Transfert conducto-convectif à la paroi : loi de Newton

Ce type de transfert se produit à l'interface solide-fluide. Le transfert thermique s'effectue par conduction thermique à l'intérieur du solide. Le fluide peut éventuellement être mis en mouvement pour permettre une évacuation plus efficace de la chaleur (convection forcée).



Soit  $T_{\text{paroi}}$  la température de surface de la paroi solide.

Soit  $T_0$  la température du fluide extérieur

*On remarque qu'ici, il n'y a pas continuité de la température en surface. Cette continuité se réalise en fait dans la fine couche limite formée par l'écoulement du fluide sur la paroi. La température  $T_0$  est prise en dehors de cette couche limite.*

Soit  $\vec{n}$  un vecteur unitaire normal à la paroi orienté du solide vers le fluide.

Le vecteur flux **conducto-convectif** vérifie la **loi de Newton** :

$$\vec{j}_{cc} = h(T_{\text{paroi}} - T_0) \vec{n}$$

$h$  est une constante qui dépend des propriétés thermo-physiques du fluide et de la nature de l'écoulement.

$$[h] = \text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$$

Pour  $T_{\text{paroi}} > T_0$ ,  $\vec{j}_{cc}$  est orienté dans le même sens que  $\vec{n}$  : le flux thermique sortant du solide est positif et il permet d'évacuer de la chaleur du solide vers le fluide.

Type de transfert	Fluide	$h$ ( W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
Convection naturelle	gaz	5 - 30
	eau	100 - 1000
Convection forcée	gaz	10 - 300
	eau	300 - 12000
	huile	50 - 1700
	métal liquide	6000 - 110000

Condition aux limites : la conservation de l'énergie entraîne la continuité du flux thermique en surface. Ainsi, si on note  $\lambda$  la conductivité thermique du matériau, on aura en surface :

$$j_{cd} dS = j_{cc} dS$$

$$j_{cd} = j_{cc}$$

On pourra écrire, en régime stationnaire 1D axial, en prenant  $\vec{n} = \vec{u}_x$

$$-\lambda \left( \frac{dT}{dx} \right)_{x=x_{\text{paroi}}} = h(T_{\text{paroi}} - T_0)$$

## IV.2. Résistance thermique conducto-convective

Le flux thermique sortant à travers une surface  $S$  de paroi vaut :

$$\Phi = h(T_{\text{paroi}} - T_0)S = \frac{(T_{\text{paroi}} - T_0)}{R_{cc}}$$

On peut alors définir une résistance thermique **conducto-convective** :

$$R_{cc} = \frac{T_{\text{paroi}} - T_0}{\phi} = \frac{1}{Sh}$$

## V. Transfert thermique par rayonnement

### V.1. Rayonnement électromagnétique

Contrairement à la diffusion thermique et à la convection, le transfert thermique par rayonnement peut se faire dans le vide, en l'absence de matière. C'est ainsi que l'on bénéficie sur Terre du rayonnement solaire. Nous reviendrons plus en détails en fin d'année sur les ondes et en particulier les ondes électromagnétiques.

<https://www.youtube.com/watch?v=w7y-1eY0mcE>

Dans le vide, les ondes électromagnétiques se propagent à la vitesse :

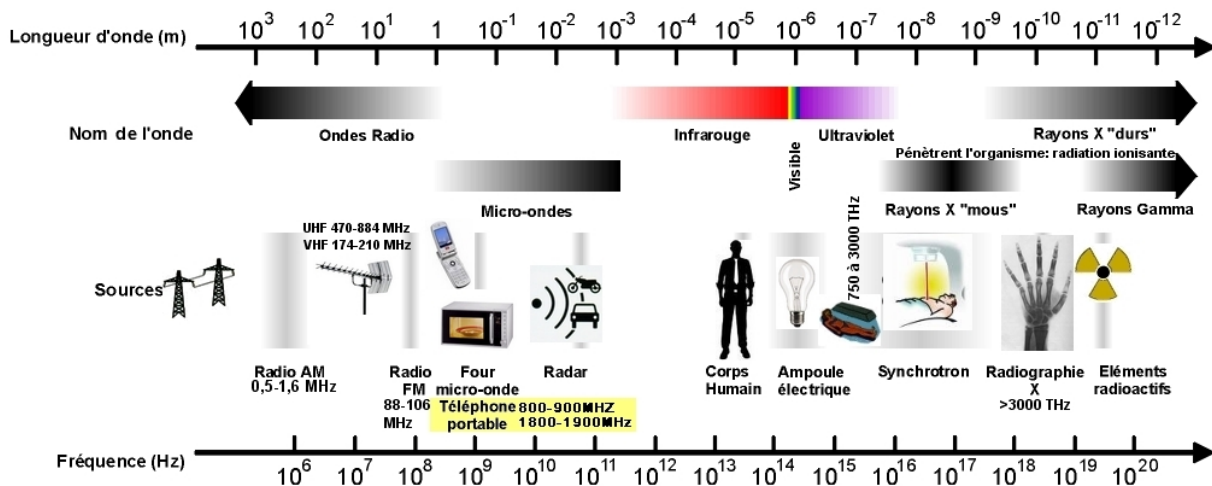
$$c = 299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Des ondes sinusoïdales de période  $T$ , ont une période spatiale  $\lambda$  qui correspond à la longueur parcourue par l'onde en une période.

$$\lambda = cT = \frac{c}{f}$$

avec  $f = \frac{1}{T}$  la fréquence de l'onde.

Leurs fréquences couvrent un très large spectre :



Le spectre visible correspond au domaine de longueurs d'onde [400 nm, 800 nm].

Au delà de 800 nm commence le domaine des infra-rouges.

Au dessous 400 nm commence le domaine des ultra-violets.

En 1905, Einstein introduit l'hypothèse que l'onde électromagnétique est véhiculée par des corpuscules sans masse appelés plus tard "photons".

On peut associer à toute onde électromagnétique de fréquence  $f = \nu$  des photons d'énergie

$$E = h\nu$$

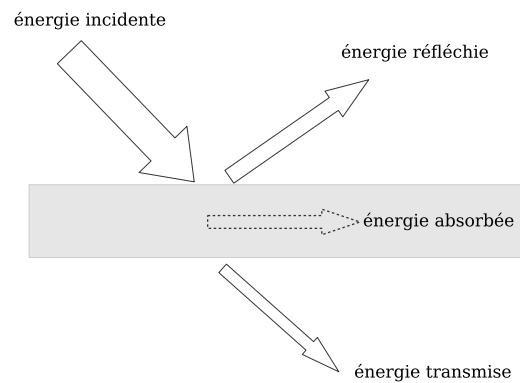
avec  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  J.s la constante de Planck.

### V.2. Interaction rayonnement - matière

Lorsqu'un corps reçoit un rayonnement électromagnétique, trois phénomènes interviennent :

- la **réflexion** : une partie de l'énergie électromagnétique incidente est renvoyée
- la **transmission** : une partie de l'énergie électromagnétique incidente traverse le corps.

- **l'absorption** : la dernière partie de l'énergie électromagnétique incidente est absorbée par le corps.



L'énergie absorbée par le corps peut être utilisée de différentes façons. Par exemple :

- elle peut augmenter l'énergie interne (et augmenter la température du corps)
- elle peut être convertie en énergie électrique dans des photopiles
- **elle peut exciter les atomes du corps et qui se dés excitent en émettant à leur tour un rayonnement électromagnétiques.**

C'est ce dernier aspect qui sera abordé. On s'intéressera donc à l'**émission** de rayonnement électromagnétique.

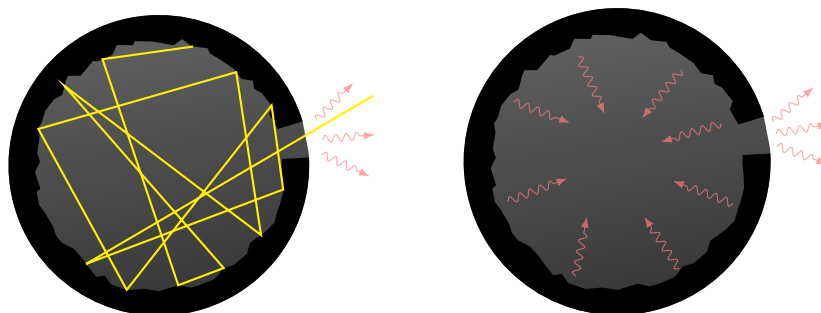
### V.3. Corps noir

Un **corps noir** est un corps qui absorbe la totalité du rayonnement électromagnétique qu'il reçoit.

Dans la pratique il n'existe aucun matériau qui absorbe totalement le rayonnement sur tout le spectre électromagnétique mais certains matériaux sont très absorbant dans un certain domaine de longueurs d'onde.

On peut réaliser un corps noir en recouvrant une plaque de noir de fumée qui absorbera la quasi totalité du spectre visible.

Au laboratoire, les corps noir utilisés sont des enceintes fermées, dont les parois sont maintenues à une certaine température  $T$  et dans lesquelles on pratique une petite ouverture.



Réalisation expérimentale d'un corps noir.

Author : Izaak Neutelings; <https://tikz.net/blackbody/>

Au niveau de l'ouverture, le rayonnement entrant (en jaune sur la figure de gauche) est piégé dans l'enceinte où il finira par être totalement absorbé : l'ouverture constitue un corps noir.

L'équilibre thermique entre la paroi et le rayonnement interne ( qu'on peut voir comme un "gaz de photons" ) est réalisé (voir figure de droite).

Le rayonnement qui sort par l'ouverture correspond au rayonnement du corps noir.

En toute rigueur, le corps noir est un modèle idéal mais il est suffisamment robuste pour qu'un grand nombre d'objets rayonnent comme un corps noir. Le rayonnement solaire correspond assez bien au rayonnement d'un corps noir.

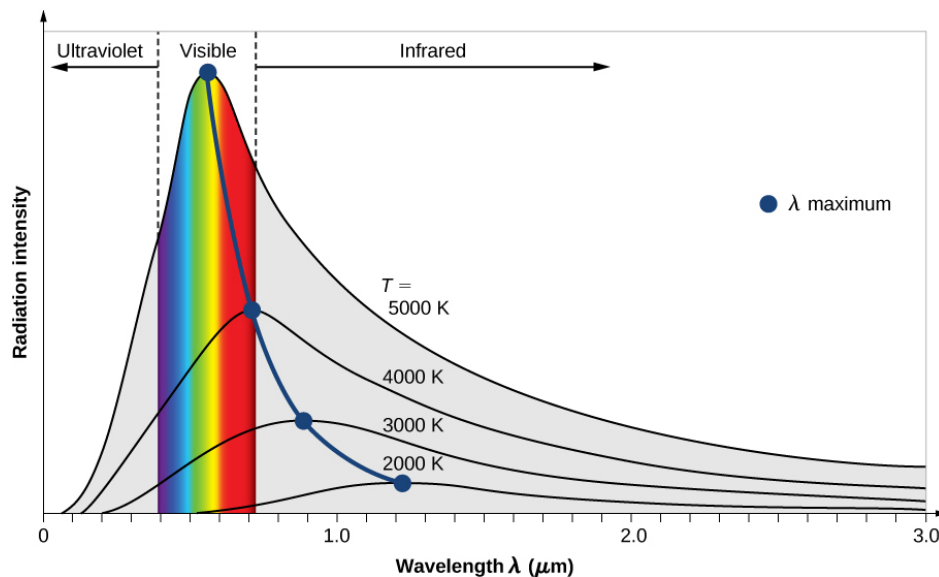
#### V.4. Rayonnement du corps noir

Le rayonnement d'un corps noir présente un spectre continu, sur toutes les longueurs d'ondes du spectre électromagnétique.

La courbe ci-dessous représente l'émittance spectrale  $M(\lambda, T)$  du corps noir pour différente température. La puissance rayonnée dans la bande de longueurs d'onde comprises entre  $\lambda$  et  $\lambda + d\lambda$  par une surface élémentaire  $dS$  de corps noir vaut :

$$M(\lambda, T) d\lambda dS$$

L'unité de  $M$  est donc :  $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$  si la longueur d'onde est exprimée en  $\mu\text{m}$ .



Émittance spectrale du corps noir

[https://query.libretexts.org/Francais/Physique\\_universitaire\\_III\\_-\\_Optique\\_et\\_physique\\_moderne\\_\(OpenStax\)/06%3A\\_Photons\\_et\\_ondes\\_de\\_mati%C3%A8re/6.02%3A\\_Rayonnement\\_du\\_corps\\_noir](https://query.libretexts.org/Francais/Physique_universitaire_III_-_Optique_et_physique_moderne_(OpenStax)/06%3A_Photons_et_ondes_de_mati%C3%A8re/6.02%3A_Rayonnement_du_corps_noir)

On constate que, pour une température donnée, on observe un maximum du rayonnement pour une longueur d'onde  $\lambda_m$ .

Plus la température augmente, plus le corps noir rayonne d'énergie et plus  $\lambda_m$  diminue. On peut montrer que  $\lambda_m$  est inversement proportionnel à la température. Cela constitue la loi de déplacement de Wien.

##### Loi de Wien

– à un chiffre significatif :

$$\lambda_m T = 3 \text{ mm.K.}$$

– à quatre chiffres significatifs :

$$\lambda_m T = 2898 \mu\text{m.K.}$$

Exemples :

$T = 300 \text{ K}$ (température ordinaire)	$\lambda_m \simeq 10 \text{ }\mu\text{m}$ (infrarouge)
$T = 2000 \text{ K}$ (lampe à incandescence)	$\lambda_m \simeq 1,5 \text{ }\mu\text{m}$ (infrarouge)
$T \simeq 6000 \text{ K}$ (Soleil)	$\lambda_m \simeq 500 \text{ nm}$ (jaune-vert)

On peut montrer que 98% de l'énergie est rayonnée dans la bande  $[0,5\lambda_m, 8\lambda_m]$ . Si on intègre sur toutes les longueurs d'onde (cela revient à calculer l'aire sous la courbe) on peut calculer la puissance émise par unité de surface de corps noir. On montre alors que cette puissance surfacique est proportionnelle à  $T^4$ . Elle augmente donc très vite avec la température.

#### Loi de Stefan

La puissance émise par un élément de surface  $dS$  d'un corps noir à l'équilibre thermique ne dépend que de sa température et vaut :

$$d\phi = \sigma T^4 dS = \varphi dS$$

avec  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$  et  $\varphi = \sigma T^4$  la puissance surfacique émise.

#### Application 1 : radiateur infrarouge

Un tube de radiateur infrarouge, cylindrique de rayon  $a = 1,0 \text{ cm}$  et de longueur  $\ell = 30 \text{ cm}$ , rayonne une puissance  $\mathcal{P} = 1,0 \text{ kW}$ . On admet qu'il se comporte comme un corps noir.

1. Calculer sa température  $T$ .
2. Calculer la longueur d'onde  $\lambda_m$  pour laquelle la puissance rayonnée est maximale.
3. Quelle serait la puissance  $\mathcal{P}'$  rayonnée si cette longueur d'onde était deux fois plus petite ?

$$1. \mathcal{P} = \sigma T^4 2\pi a \ell$$

$$T = \left( \frac{\mathcal{P}}{2\pi a \ell \sigma} \right)^{1/4}$$

$$T = 9,8 \cdot 10^2 \text{ K} = 7,1 \cdot 10^2 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$2. \lambda_m T = 2898 \text{ }\mu\text{m}\cdot\text{K}$$

$$\lambda_m = 2,9 \text{ }\mu\text{m}$$

$$3. T' = 2T$$

$$\mathcal{P}' = 2^4 \mathcal{P} = 16 \text{ kW}$$

**Application 2 : comparaison de températures d'étoiles**

Supposons que deux étoiles,  $\alpha$  et  $\beta$ , rayonnent exactement la même puissance totale. Si le rayon de l'étoile  $\alpha$  est trois fois supérieur à celui de l'étoile  $\beta$ , quel est le rapport des températures de surface de ces étoiles ? Laquelle est la plus chaude ?

**Réponse qualitative :** si l'étoile  $\alpha$  émet la même puissance alors que son rayon est plus grand que celui de l'étoile  $\beta$ , alors sa puissance surfacique est plus faible et donc sa température de surface est plus faible que celle de  $\beta$ .

**Réponse quantitative :**

- On note  $\mathcal{P} = \mathcal{P}_\alpha = \mathcal{P}_\beta$  la puissance émise par les deux étoiles.
- On note  $r_\alpha$  et  $r_\beta$  les rayons respectifs des étoiles  $\alpha$  et  $\beta$ .
- On note  $T_\alpha$  et  $T_\beta$  les températures de surface respectives des étoiles  $\alpha$  et  $\beta$ .

$$\mathcal{P} = \sigma T_\alpha^4 4\pi r_\alpha^2 = \sigma T_\beta^4 4\pi r_\beta^2$$

$$T_\alpha^4 r_\alpha^2 = T_\beta^4 r_\beta^2$$

$$T_\alpha = T_\beta \sqrt{\frac{r_\beta}{r_\alpha}} = \frac{T_\beta}{\sqrt{3}} = 0,58T_\beta$$

C'est bien l'étoile  $\alpha$  qui présente la température de surface la plus basse.

Pour aller plus loin :

<https://www.youtube.com/watch?v=FxUQpQw7MMs>

## VI. Effet de serre - Albedo

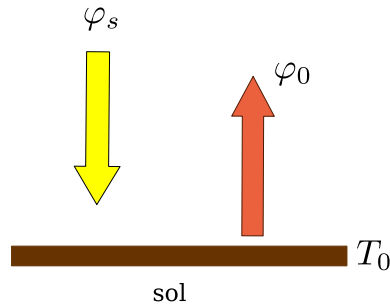
### VI.1. Principe de l'effet de serre

L'effet de serre est un phénomène lié au réchauffement climatique. Pour le comprendre regardons le principe de fonctionnement d'une serre.

#### a) Température sans vitre

On assimile le sol à un corps noir de température  $T_0$  qui émet un rayonnement thermique de puissance par unité de surface  $\varphi_0$ .

Il reçoit le rayonnement solaire de puissance surfacique  $\varphi_S$ .



On cherche à évaluer  $T_0$ .

Pour cela, on suppose l'équilibre thermique réalisé : la puissance reçue par une surface  $S$  est égale à la puissance émise par la même surface.

$$\varphi_0 S = \varphi_S S$$

On peut donc évaluer directement les puissances surfaciques :

$$\varphi_0 = \varphi_S$$

d'après la loi de Wien

$$\sigma T_0^4 = \varphi_S$$

$$T_0 = \left( \frac{\varphi_S}{\sigma} \right)^{1/4}$$

Au maximum, dans les meilleures conditions (soleil au zénith, rayons perpendiculaires au sol) la puissance surfacique solaire à la surface de la Terre vaut  $1000 \text{ W.m}^{-2}$ .

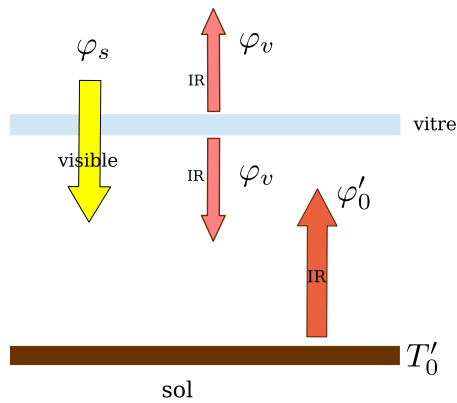
$$T_0 = 364 \text{ K} \simeq 90^\circ\text{C}$$

Cette valeur est élevée et n'est jamais atteinte sur Terre puisque qu'avec l'alternance jour-nuit, le flux solaire varie et ne reste pas à son maximum.

**Compte-tenu de sa température de surface le sol émet essentiellement dans l'infrarouge.**

#### b) Température avec vitre

On place à présent une vitre au dessus du sol. On note  $T'_0$  la nouvelle température d'équilibre du sol.



L'effet de serre repose sur les propriétés idéalisées suivantes du verre :

- Le verre est totalement transparent au rayonnement solaire (situé essentiellement dans le visible).
- Le verre absorbe intégralement le rayonnement émis par le sol (situé essentiellement dans l'infrarouge).

Le verre, considéré comme un corps noir pour l'infrarouge, réémet un rayonnement pour moitié vers le sol pour moitié vers l'espace (voir figure ci-dessus).

On cherche à exprimer la nouvelle température  $T'_0$  du sol.

On exprime l'équilibre thermique :

- du sol :  $\varphi_s + \varphi_v = \varphi'_0$
- de la vitre :  $\varphi'_0 = 2\varphi_v$

On en déduit

$$\varphi_s = \frac{\varphi'_0}{2}$$

$$\varphi'_0 = 2\varphi_s$$

$$\sigma T_0'^4 = 2\sigma T_0^4$$

$$T_0' = 2^{1/4} T_0 = 1,2 T_0$$

La température (en kelvin) en présence de vitre est 1,2 fois plus élevée.

## VI.2. Atmosphère terrestre

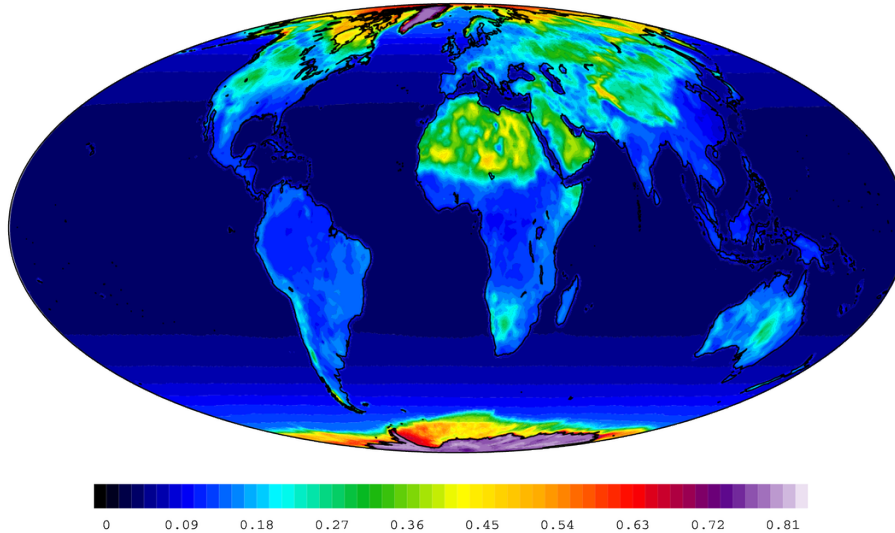
### a) Gaz à effet de serre - Albedo

Dans l'atmosphère, ce sont certains gaz qui absorbent fortement dans l'infrarouge et qui jouent le rôle de la "vitre". Il s'agit essentiellement de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone, du méthane, du protoxyde d'azote... Pour plus de détails :

<https://climat.be/changements-climatiques/causes/gaz-a-effet-de-serre>

La Terre reçoit le rayonnement solaire, en réfléchit une partie et absorbe le reste. La fraction d'énergie réfléchie sur l'énergie incidente s'appelle l'**albedo**. Son influence sur le climat est importante.

Surface	Albedo
Lave	0,04
Surface de la mer	0,05 à 0,15
Nuage	0,5 à 0,80
Neige fraîche	0,75 à 0,90



Variation de l'albedo par ciel clair selon la surface. Source wikipedia . CERES-Terra 2004 mean annual clear sky albedo. Data source :<http://www-cave.larc.nasa.gov/cave/fsw-sfcalb/>

## b) Température de la Terre sans atmosphère

### Données :

- température de surface du Soleil :  $T_{\odot} = 5,8.10^3$  K
- rayon du Soleil  $R_{\odot} = 6,97.10^5$  km
- distance Terre-Soleil  $d_{TS} = 1,5.10^{11}$  m
- rayon de la Terre :  $R_T = 6,38.10^3$  km
- **albedo** :  $A = 0,31$

On note  $T_0$  la température moyenne à la surface de la Terre en l'absence d'atmosphère.

- ▷ Calculer la puissance totale  $\mathcal{P}_{\odot}$  émise par le soleil
- ▷ Évaluer le flux surfacique solaire  $\varphi_S$  (en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) reçu au niveau de la Terre, ainsi que la puissance thermique totale  $\mathcal{P}_S$  reçue du Soleil par la Terre. En déduire le flux surfacique solaire moyen  $\varphi_{Sm}$ .
- ▷ Estimer  $T_0$  la température de surface moyenne de la Terre.

▷ La puissance totale émise par le Soleil vaut :

$$\mathcal{P}_{\odot} = \sigma T_{\odot}^4 \times 4\pi R_{\odot}^2$$

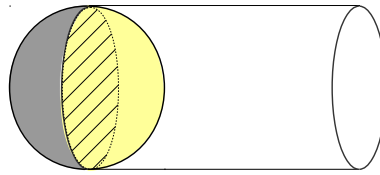
Numériquement :  $\mathcal{P}_{\odot} = 3,9.10^{26}$  W.

▷ Le rayonnement est émis de manière isotrope (de la même manière dans toutes les directions). La puissance émise se répartit donc sur une sphère de centre le Soleil et de rayon  $d_{TS}$ . On obtient donc un flux (ou puissance surfacique) solaire au niveau de la Terre :

$$\varphi_S = \frac{\mathcal{P}_{\odot}}{4\pi d_{TS}^2} = \sigma T_{\odot}^4 \left( \frac{R_{\odot}}{d_{TS}} \right)^2$$

Numériquement :  $\varphi_S = 1,4 \cdot 10^3 \text{ W.m}^{-2}$ .

La Terre étant située à une grande distance du soleil ( $d_{TS} \gg R_\odot$ ) les rayons qui lui parviennent sont tous parallèles entre eux et interceptent une surface correspondant à un disque de rayon  $R_T$ .



La puissance solaire reçue par la Terre vaut donc

$$\mathcal{P}_S = \varphi_S \times \pi R_T^2$$

On peut également calculer la puissance surfacique solaire moyenne :

$$\varphi_{Sm} = \frac{\mathcal{P}_S}{4\pi R_T^2} = \frac{\varphi_S}{4} = 3,4 \cdot 10^2 \text{ W.m}^{-2}$$

▷ La puissance solaire reçue est

- pour partie réfléchi vers l'espace :  $A\mathcal{P}_S$
- pour partie absorbée :  $(1 - A)\mathcal{P}_S$

On note  $\varphi_T$  la puissance surfacique émise par la Terre. On exprime l'équilibre thermique de la Terre :

$$(1 - A)\mathcal{P}_S = \varphi_T 4\pi R_T^2$$

$$(1 - A)\varphi_S \times \pi R_T^2 = \varphi_T 4\pi R_T^2$$

$$(1 - A)\varphi_S = 4\varphi_T$$

$$(1 - A)\sigma T_\odot^4 \left(\frac{R_\odot}{d_{TS}}\right)^2 = 4\sigma T_0^4$$

$$T_0^4 = T_\odot^4 (1 - A) \left(\frac{R_\odot}{2d_{TS}}\right)^2$$

$$T_0 = T_\odot (1 - A)^{1/4} \sqrt{\frac{R_\odot}{2d_{TS}}}$$

Numériquement :  $T_0 = 255 \text{ K} = -18^\circ\text{C}$

C'est un peu frais...

### c) Température de la Terre avec atmosphère

On suppose que l'atmosphère absorbe tout le rayonnement infrarouge de la Terre et peut être considérée comme un corps noir dans l'infrarouge qui réémet pour moitié vers la Terre, pour moitié vers l'espace. On note  $\mathcal{P}_{\text{atm}}$  la puissance totale rayonnée par l'atmosphère. On conserve la même valeur  $A = 0,31$  pour l'albedo.

1. Exprimer l'équilibre thermique de la Terre et de l'atmosphère.
2. En déduire la nouvelle température de surface  $T'_0$

On note  $\varphi'_T$  la puissance surfacique émise par la Terre. On exprime l'équilibre thermique de la Terre :

$$(1 - A)\mathcal{P}_S + \frac{\mathcal{P}_{\text{atm}}}{2} = \varphi'_T 4\pi R_T^2$$

puis l'équilibre thermique de l'atmosphère :

$$\varphi'_T 4\pi R_T^2 = \mathcal{P}_{\text{atm}}$$

On en déduit

$$(1 - A)\varphi_S \times \pi R_T^2 = \frac{\varphi'_T}{2} 4\pi R_T^2$$

$$(1 - A)\varphi_S = 2\varphi'_T$$

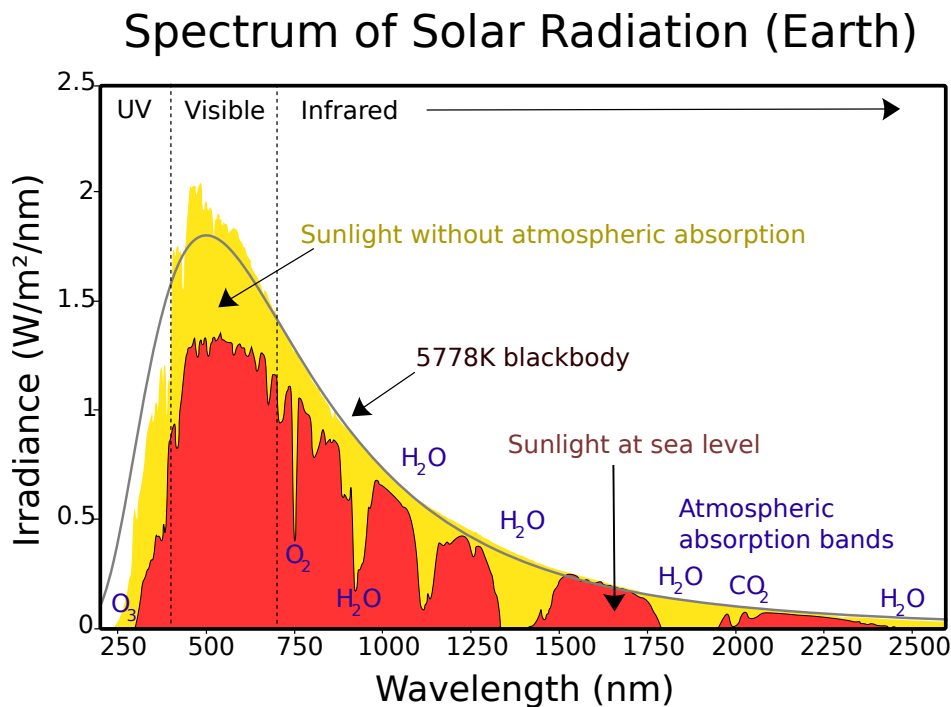
$$\varphi'_T = 2(1 - A)\varphi_S$$

$$\sigma T_0'^4 = 2 \times 4\sigma T_0^4$$

$$T_0' = 2^{1/4} T_0$$

Numériquement :  $T_0' = 303 \text{ K} = 30^\circ\text{C}$

On obtient une valeur cette fois trop élevée. Quelles hypothèses faudrait-t-il modifier pour affiner le modèle ?



By Robert A. Rohde - This image has been extracted from another file, CC BY-SA 3.0, <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=24648395>

Les gaz à effet de serre contribuent donc à un réchauffement climatique.

La fonte des glaces provoquée par le réchauffement entraîne une diminution de l'albedo ce qui accélère encore le réchauffement...

<b>4. Transfert d'énergie thermique</b>	
Puissance thermique Vecteur densité de flux thermique	Interpréter la puissance thermique comme un débit d'énergie. Relier la puissance thermique traversant une surface au flux du vecteur densité de flux thermique à travers celle-ci.
Loi de Fourier	Relier l'existence d'un flux thermique à la non-uniformité de la température. Interpréter son sens. Citer des ordres de grandeur de conductivité thermique pour des matériaux, notamment dans le domaine de l'habitat.
Température d'un conducteur thermique en régime stationnaire. Résistance thermique	En régime stationnaire, déterminer le profil de température pour un transfert thermique unidirectionnel. Établir l'expression de la résistance thermique dans le cas d'un conducteur thermique siège d'un transfert thermique unidirectionnel. Calculer la puissance thermique échangée entre deux systèmes de températures connues reliés par une résistance thermique.
Bilan d'énergie en régime quasi-stationnaire	Déterminer la variation en fonction du temps de la température d'un système relié à un thermostat par une résistance thermique donnée.
Analogie électrique Lois d'association des résistances thermiques	Exploiter l'analogie électrique entre la conduction thermique et la conduction électrique pour déterminer les températures et flux thermiques au sein d'un système mettant en jeu plusieurs résistances thermiques.
Transfert thermique conducto-conductif pariétal. Loi de Newton	Exploiter la loi de Newton fournie.  Déterminer la résistance thermique associée au transfert conducto-convectif pariétal.
Transfert thermique par rayonnement Corps noir. Approche descriptive du rayonnement du corps noir. Loi de Wien, loi de Stefan.	Exploiter les expressions fournies de lois de Wien et de Stefan. Réaliser un bilan d'énergie pour un corps noir en tenant compte des transferts thermiques reçus et émis par rayonnement.
Effet de serre. Albédo.	Analyser quantitativement l'effet de serre en s'appuyant sur un bilan énergétique dans le cadre d'un modèle à une couche. Expliquer qualitativement l'influence de l'effet de serre atmosphérique et de l'albédo sur le climat terrestre.