TRANSFERTS DE CHALEUR DANS L'INCENDIE (II)

Anthony COLLIN / Rabah MEHADDI
anthony.collin@univ-lorraine.fr

LEMTA/Polytech Nancy - Université de Lorraine

ESIA 2022, La Londe les Maures, 30 mai 2022

Illustration

Qu'observe-t-on d'un point de vue thermique ?

- Transfert couplés ;
- Conduction (phase condensée) ;
- Convection/Advection (phase gazeuse) ;
- Rayonnement (flamme et phase condensée) ;
- Termes sources ou puits (changement d'état et dégradation) ;
- Configuration 1D ? 2D ? 3D ?

L. Terrei, Université de Lorraine / CSTB, Comportement au feu du matériau bois : auto-inflammation, dégradation et auto-extinction, 2020.

Introduction

Qu'est-ce l'énergie ? L'énergie désigne "la capacité à effectuer des transformations" : fournir du travail, de produire un mouvement, de changer l'état de la matière, ...

L'énergie peut exister sous différentes formes :

- énergie thermique, électrique, mécanique, chimique, ...

L'énergie ne peut ni être créée, ni être détruite, elle se conserve !

- Elle peut seulement se transformer et passer d'une forme à une autre.

Introduction

Focus sur l'énergie thermique L'énergie thermique correspond à l'énergie cinétique d'agitation microscopique d'un système, due à l'agitation désordonnée de ses molécules et de ses atomes.

L'énergie interne et la température d'un système sont liées en physique statistique par le théorème d'équipartition :

$$\mathbf{E} = N\frac{f}{2}k_B\mathbf{T}$$

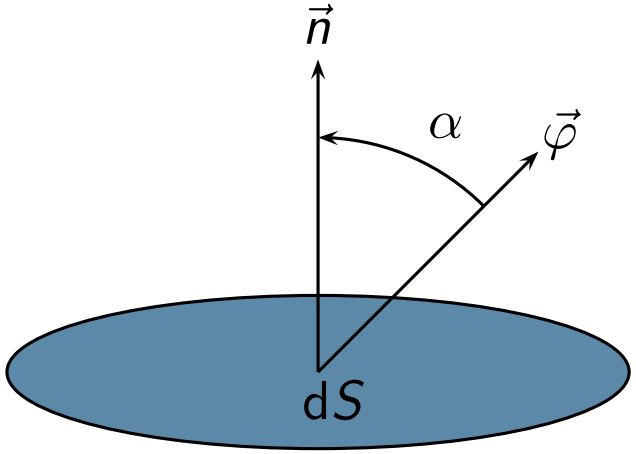
avec N le nombre de particules du système, f le nombre de degrés de liberté de chaque particule, T la température thermodynamique de l'ensemble et k_B la constante de Boltzmann.

Définitions

Température, T (en K ou °C) est liée au niveau d'agitation thermique du milieu.

Flux de chaleur, Φ (en W), est une puissance, correspondant à l'énergie thermique (en J) échangée qui traverse une surface par unité de temps (en s).

Densité de flux, φ (en W/m^2), exprime une puissance calorifique et surfacique échangée.



$$\mathrm{d}\,\Phi = \vec{\varphi} \cdot \vec{n}\,\mathrm{d}\,S$$

$$\mathrm{d}\,\Phi = \varphi \cos(\alpha)\,\mathrm{d}\,S$$

$$\Phi = \int_S \vec{\varphi} \cdot \vec{n}\,\mathrm{d}\,S$$

Par convention, $\vec{n}$ désignera la normale extérieure à la surface.

Quelques Ordres De Grandeurs

1 μW, la puissance consommée d'une montre bracelet à quartz ;

50 W, la puissance développée la combustion d'une allumette ;

100 W, la puissance approximative utilisée par le corps humain au repos ;

1 kW, la puissance d'une bouilloire électrique domestique ;

4 MW, la puissance de l'incendie d'un matelas ;

$\approx$ **5-10 MW**, la puissance de l'incendie d'un véhicule ;

$\approx$ **2 000 MW**, la puissance de l'incendie de Notre-Dame de Paris ;

Modes De Transfert De Chaleur

Quelles sont les caractéristiques des transferts de chaleur que vous connaissez ?

Quels exemples de la vie quotidienne ?

Modes De Transfert De Chaleur

Conduction :

- Interaction directe (par chocs) entre les particules ;
- Support matériel immobile ;
- Diffusion des zones où l'énergie est la plus élevée vers celles où elle est la plus faible.

Rayonnement :

- Échange d'énergie par ondes électromagnétiques ;
- Pas besoin (nécessairement) de support matériel ;
- Tout constituant élémentaire (atomes, molécules) peuvent perdre une partie de leur énergie par émission de rayonnement et peuvent également en gagner par absorption de rayonnement.

Modes De Transfert De Chaleur

Convection/Advection :

- Échanges associés à un mouvement fluide ;
- Mouvement du support matériel ;
- Deux types de mécanismes convectifs :
  - la convection forcée, produite par une action extérieure ;
  - la convection naturelle ou libre, résulte des différences de densité entre partie chaude et partie froide du fluide.

Modes De Transfert De Chaleur

L'énergie est assimilée à l'eau, le support est représenté par les Hommes :

3) L'eau est apportée en seaux par le déplacement d'une personne : **advection/convection thermique** ;

2) L'eau, conditionnée en seaux, est transportée de mains à mains : **conduction thermique** ;

1) L'eau est directement projetée : **rayonnement thermique**.

Les Bases En Conduction

Mode de transfert directement lié à l'agitation des constituants du milieu au niveau : processus diffusif ;

Modélisation à l'échelle macroscopique, loi de Fourier

$$\vec{\varphi} = -\lambda \overrightarrow{\mathrm{grad}}\, T = -\lambda \begin{pmatrix} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial T}{\partial z} \end{pmatrix}$$

où λ est la conductivité thermique, exprimée en W/m/K.

Particularité : mode de transfert unique, si présent dans les matériaux solides et opaques.

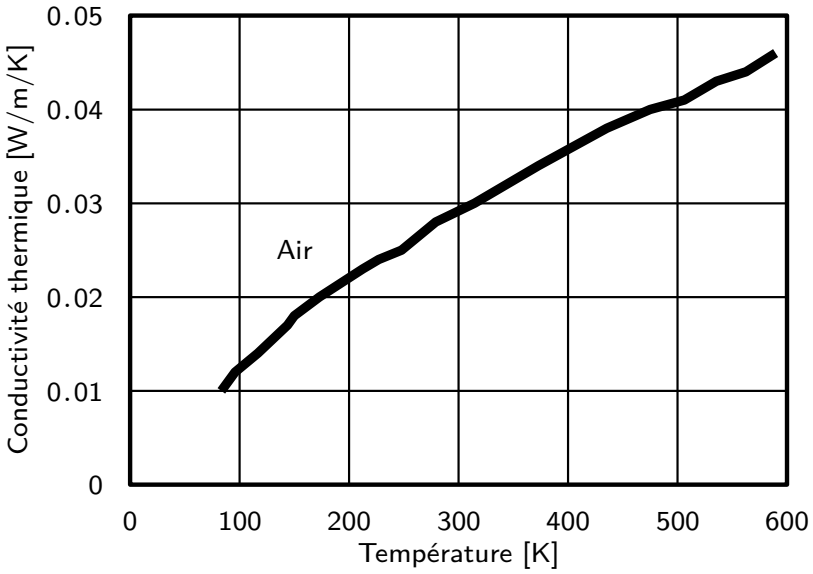
Les Bases En Conduction

Point de vigilance sur la conductivité thermique :

Grandeur constante en fonction de T ?

$$\lambda = f\left(T\right)$$

Utilisation de tables ou de lois simplifiées



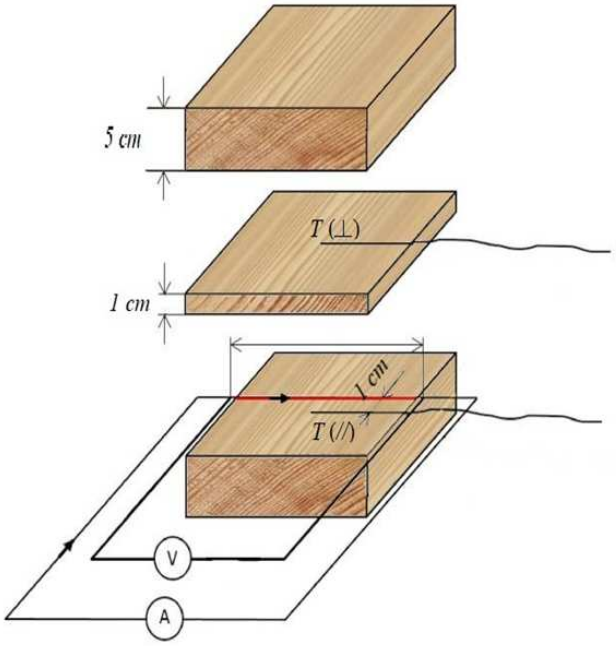
Grandeur scalaire ? Tenseur ?

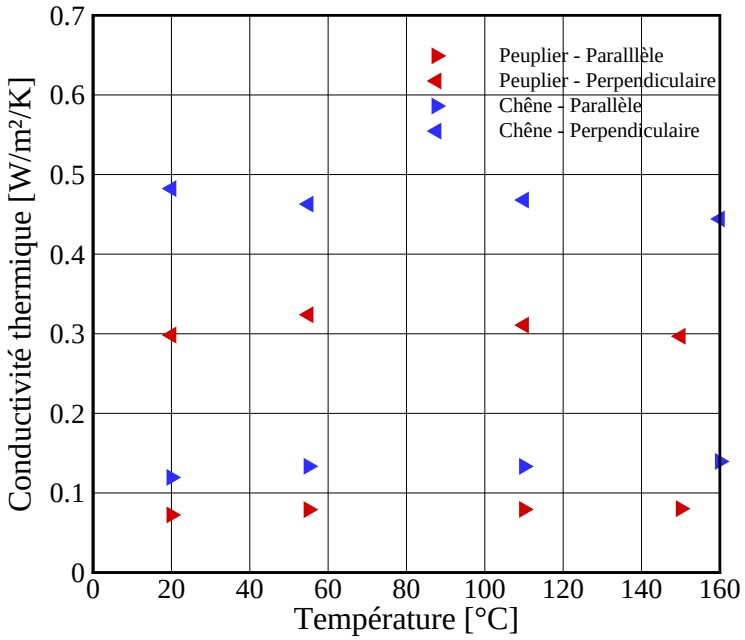
Pour les matériaux orthotropes

$$\overline{\overline{\lambda}} = \begin{bmatrix} \lambda_x & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_y & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z \end{bmatrix}$$

Les Bases En Conduction

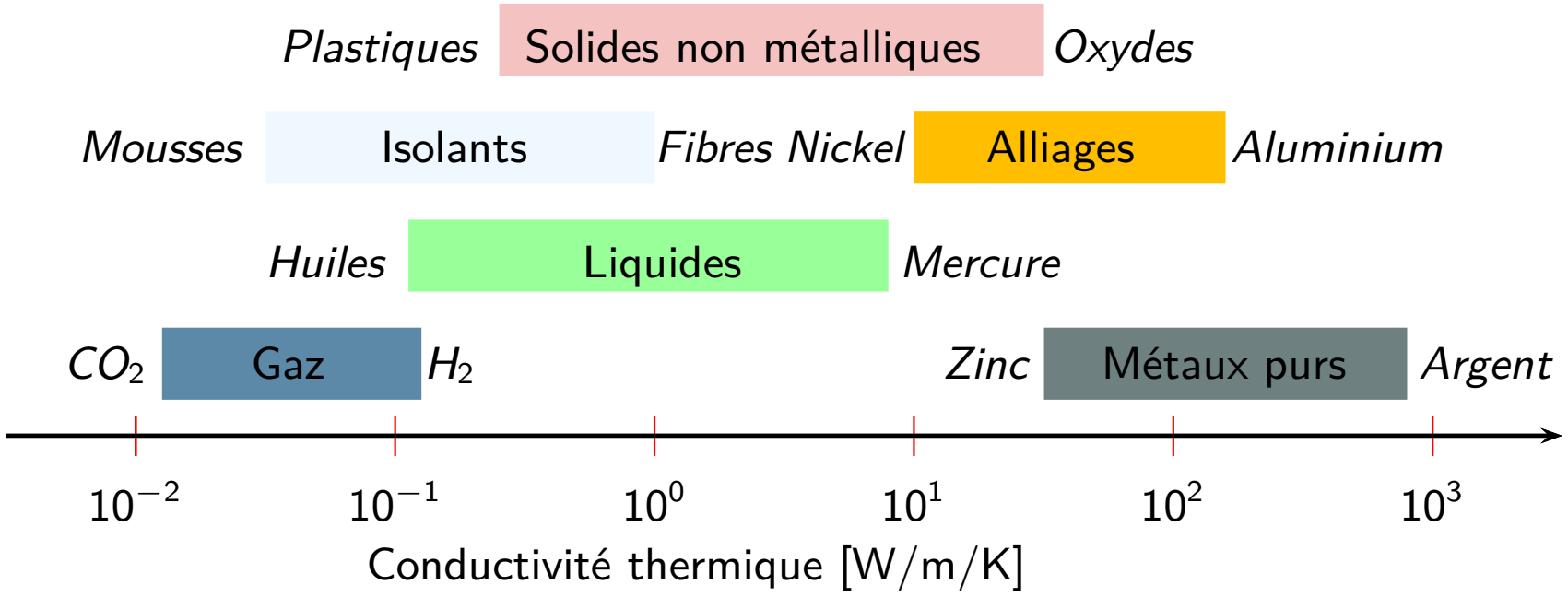
Exemples pour le bois :





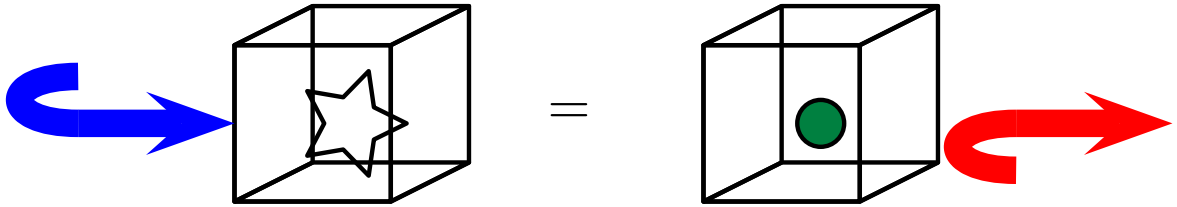
H. Flity, Université de Lorraine / CSTB, travaux de thèse en cours, 2022.

Les Bases En Conduction



Équation De La Conduction

Bilan d'énergie. Soit un volume de contrôle donné, à chaque instant, le bilan de conservation d'énergie sur ce volume s'écrit :



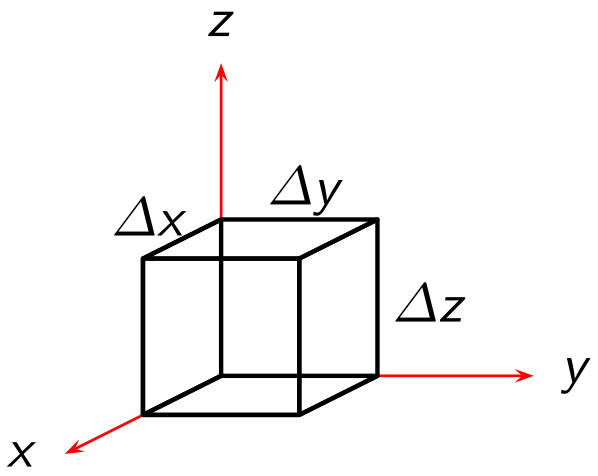
$$E_{\text{entrée}} + E_{\text{créée}} = E_{\text{cumulée}} + E_{\text{sortie}}$$

Le terme $E_{\text{créée}}$ est à considérer au sens large, si l'énergie est produite, elle sera comptée positivement (+), si l'énergie est consommée, elle sera comptée négativement (-).

$$\underbrace{E_{\text{cumulée}}}_{\rho \Delta x \Delta y \Delta z C_p \Delta T} = E_{\text{entrée}} - E_{\text{sortie}} + \underbrace{E_{\text{créée}}}_{P \Delta x \Delta y \Delta z \Delta t}$$

Équation De La Conduction

Bilan des entrées - sorties / flux conductif (loi de Fourier) :



$$
\begin{aligned}
(E_{\text{entrée}} - E_{\text{sortie}})_{\text{conduction}} = \\
\Delta y \Delta z \varphi_x \Delta t - \Delta y \Delta z \varphi_{x+\Delta x} \Delta t \\
+ \Delta x \Delta z \varphi_y \Delta t - \Delta x \Delta z \varphi_{y+\Delta y} \Delta t \\
+ \Delta x \Delta y \varphi_z \Delta t - \Delta x \Delta y \varphi_{z+\Delta z} \Delta t
\end{aligned}
$$

Pour un élément de volume infinitésimal, le bilan d'énergie se réécrit :

$$
\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial \varphi_x}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_y}{\partial y} - \frac{\partial \varphi_z}{\partial z} + P
$$

Équation De La Conduction

Le bilan d'énergie est :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\operatorname{div}(\vec{\varphi}) + P = \operatorname{div}\left(\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad}}(T)\right) + P$$

Si la conductivité thermique est constante,

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + P$$

Nous avons à faire à une équation différentielle d'ordre 2 sur les variables d'espace et d'ordre 1 sur le temps ;

Il faut donc 2 conditions aux limites pour chaque composante de l'espace (idéalement, l'une sur la température, l'autre sur sa dérivée : conditions de Cauchy) et 1 condition initiale.

Équation De La Conduction

Exemple du cas 1D, instationnaire avec une conductivité constante,

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P$$

Parfois écrit avec la diffusivité thermique, $a = \dfrac{\lambda}{\rho C_p}$, $\qquad \dfrac{\partial T}{\partial t} = a \dfrac{\partial^2 T}{\partial x^2} + P$

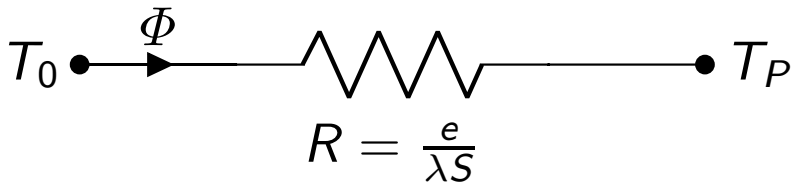
Méthodes de résolution classiques : séparation des variables et/ou transformation de Laplace ...
Cela se complique si les propriétés physiques ou les conditions aux limites ne sont pas constantes $\rightarrow$ simulation numérique

Équation De La Conduction

Utilisation de l'analogie électrique (résistance thermique) pour les situations 1D, stationnaires et sans source :

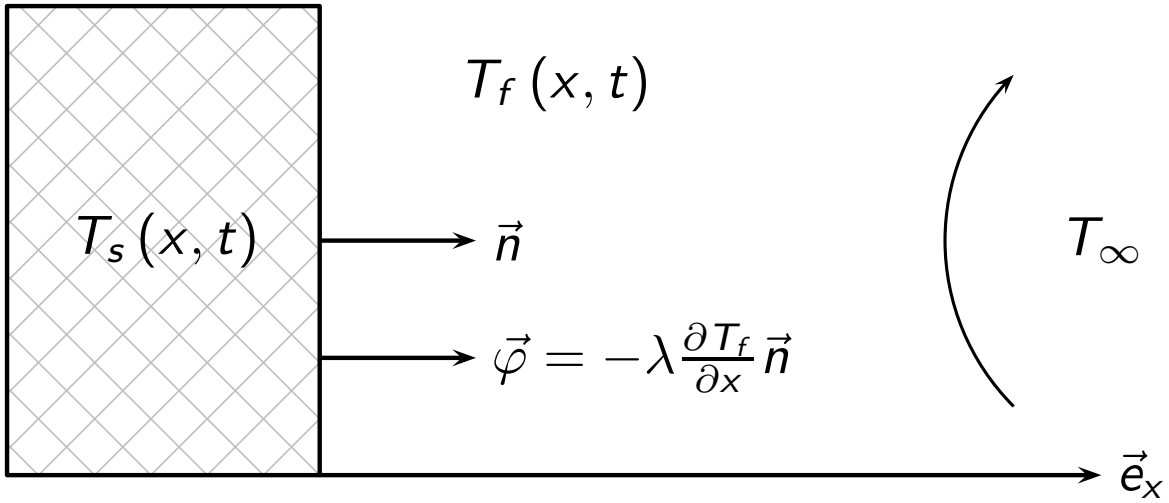
$$\Phi = S\lambda \frac{T_0 - T_P}{e}$$

$$T_0 - T_P = \frac{e}{\lambda S}\Phi = R\Phi$$



Les Bases En Convection

Il s'agit d'un mode d'échange d'énergie thermique, à l'échelle mésoscopique, entre un fluide en mouvement et un support matériel.

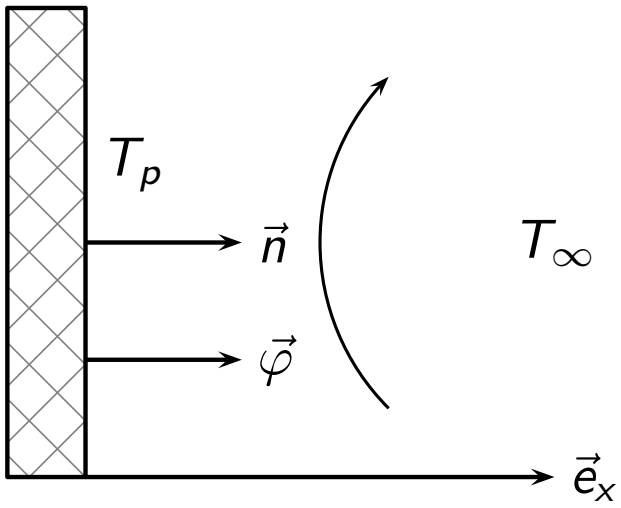


Car en réalité ... il faudrait résoudre le problème de mécanique des fluides / thermique pour déterminer le champ de température du fluide et appliquer la loi de Fourier à la paroi en condition limite ;

Problème complexe mais possible sous certaines conditions.

Les Bases En Convection

On adopte alors une approche plus phénoménologique, avec l'utilisation de coefficients d'échange et de méthodes semi-empiriques.



Loi de Newton :
$\vec{\varphi} = h\,(T_p - T_\infty)\,\vec{n}$

Par définition, on appelle "coefficient d'échange de chaleur", noté h, le rapport entre la densité de flux de chaleur (φ) et la différence de température entre deux points (ΔT).
h est exprimé en $\mathrm{W/m^2/K}$.

Problème de définition d'une température de référence

Si T_∞ ne peut pas être définie (e.g. écoulement à l'intérieur d'une conduite), on la remplacera par une "température moyenne de mélange", notée T_m

Pour un écoulement en conduite, T_m est calculée par,

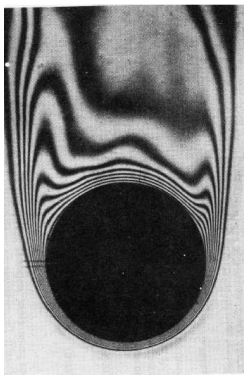
$$T_m = \frac{\int_S V(r,\theta)\, T(r,\theta)\, \mathrm{d}\, S}{\int_S V(r,\theta)\, \mathrm{d}\, S}$$

où V désigne la vitesse au sein de la conduite et S la section de la conduite.

Les Bases En Convection

Deux situations possibles : convection forcée / convection naturelle

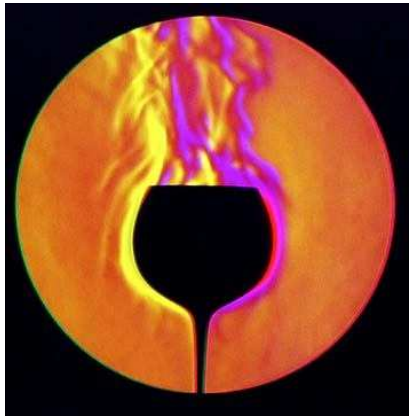
Mouvement de convection forcée



Isothermes autour d'un cylindre chauffé, $Re_D = 1260$ (Eckert and Drake, 1987)

Le fluide est mis en mouvement par un système mécanique.

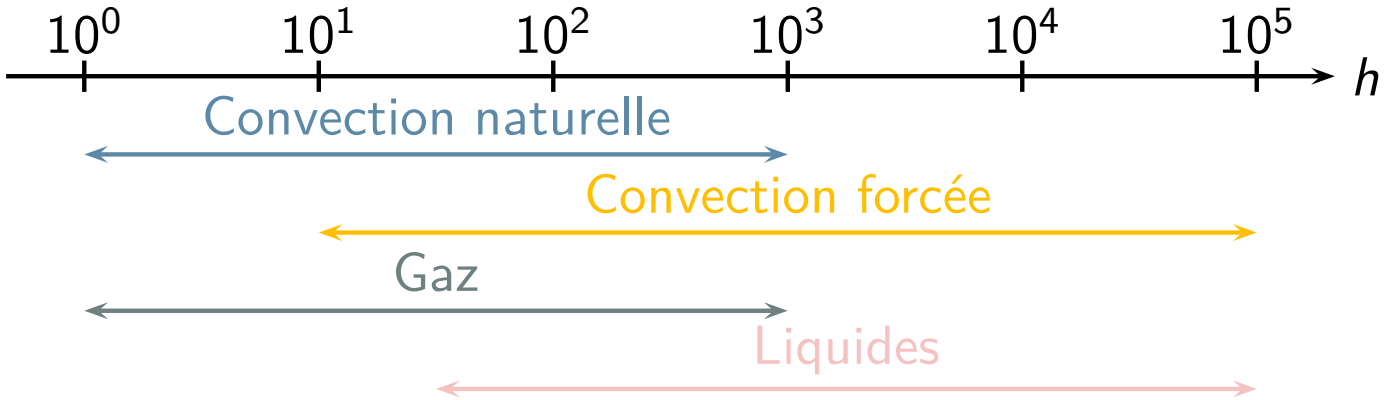
Mouvement de convection naturelle



Le fluide est mis en mouvement par la variation de sa masse volumique avec T.

Les Bases En Convection

Ordres de grandeur sur le coefficient d'échange h : $1 \leq h \leq 10^5$ $[\mathrm{W/m^2/K}]$



Ce coefficient d'échange dépend alors du type d'écoulement, des propriétés du fluide, de la géométrie, ...

Les Bases En Convection

Méthode classique pour évaluer h : utilisation de relations semi-empiriques entre nombres sans dimensions, caractéristiques de l'écoulement et du fluide.

Convection forcée :

$$Nu = f\left(Re,\ Pr\right)$$

avec,

$$\text{nombre de Nusselt, } Nu = \frac{h\ L}{\lambda}$$

$$\text{nombre de Prandtl, } Pr = \frac{\mu Cp}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$

$$\text{nombre de Reynolds, } Re = \frac{\rho V L}{\mu}$$

Convection naturelle :

$$Nu = f\left(Gr,\ Pr\right)$$

avec,

$$\text{nombre de Nusselt, } Nu = \frac{h\ L}{\lambda}$$

$$\text{nombre de Prandtl, } Pr = \frac{\mu Cp}{\lambda} = \frac{\nu}{a}$$

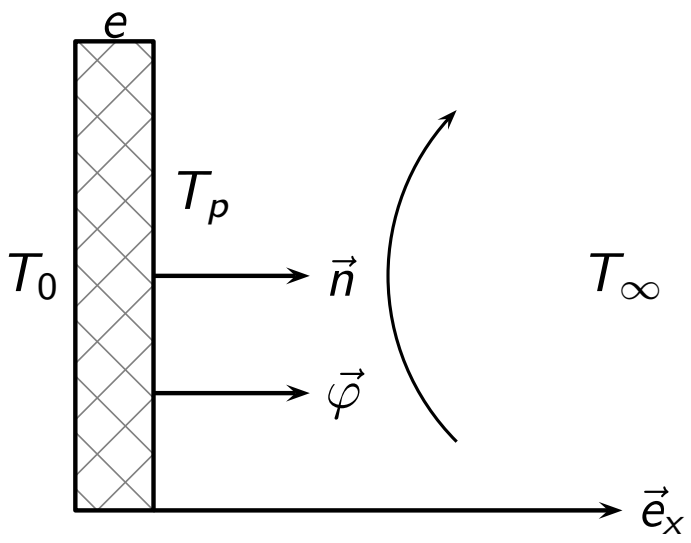
$$\text{nombre de Grashof, } Gr = \frac{gL^3\beta\Delta T}{\nu^2}$$

Les propriétés du fluide sont considérées à la température dite de "film",

$$T_{\text{film}} = \frac{T_p + T_\infty}{2}.$$

Les Bases En Convection

Retour sur le cas du mur avec échange convectif en surface :

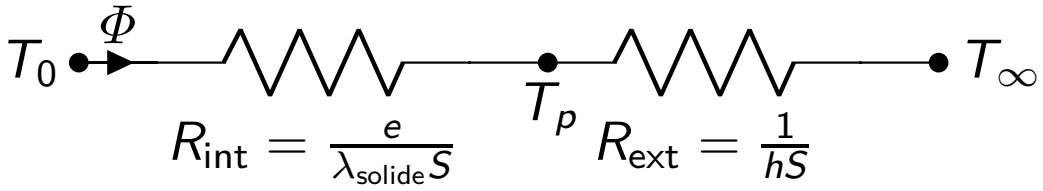


Loi de Newton :

$$\vec{\varphi} = h\left(T_p - T_\infty\right)\vec{n}$$

$$\Phi = hS\left(T_p - T_\infty\right)$$

Par analogie électrique, le flux de chaleur peut se représenter par :



Flux thermique :

$$\Phi = \frac{T_0 - T_\infty}{R_{\text{int}} + R_{\text{ext}}}$$

Les Bases En Convection

Rapport des deux résistances : le nombre de Biot

$$Bi = \frac{R_{\text{int}}}{R_{\text{ext}}} = \frac{he}{\lambda_{\text{solide}}} = \frac{T_0 - T_p}{T_p - T_\infty}$$

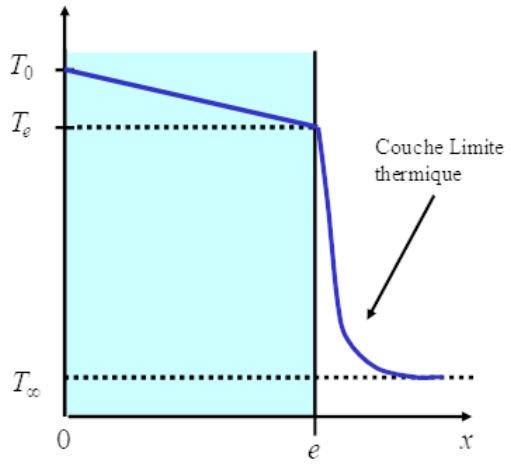
Si le nombre de Biot Bi est petit,

- h faible,
- le solide très bon conducteur,
- le solide de faible épaisseur.

alors,

- la convection limite les échanges,
- le solide est "presque isotherme".

C'est le régime du "thermiquement fin".



Les Bases En Convection

Rapport des deux résistances : le nombre de Biot

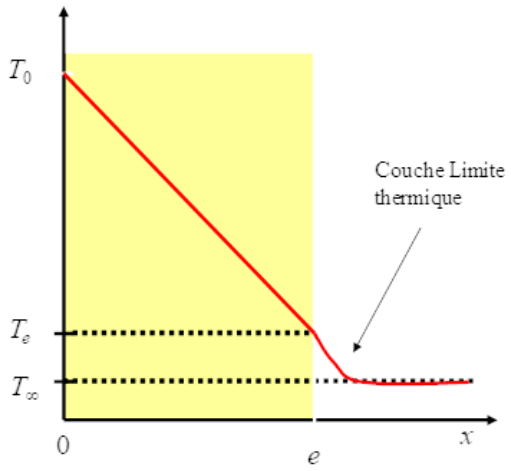
$$Bi = \frac{R_{\text{int}}}{R_{\text{ext}}} = \frac{he}{\lambda_{\text{solide}}} = \frac{T_0 - T_p}{T_p - T_\infty}$$

Si le nombre de Biot Bi est grand,

- h important,
- le solide peu conducteur,
- le solide de très grand épaisseur.

alors,

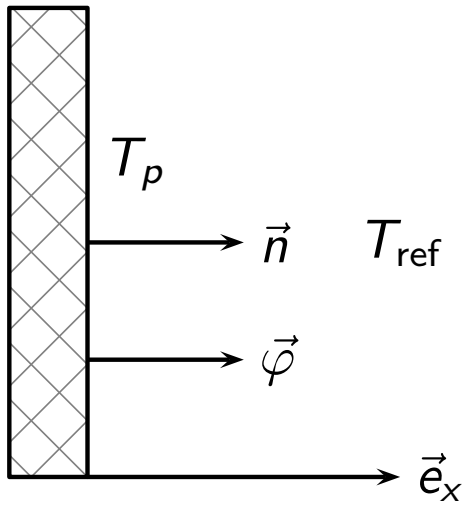
- la conduction limite les échanges,
- le fluide est "presque isotherme".



C'est le régime du "thermiquement épais". Le tranfert de chaleur par conduction dans le solide devra être résolu.

Les Bases En Convection

Autre pouvoir de ce coefficient d'échange : modéliser les échanges complexes aux interfaces (sans changement de phase, ...)

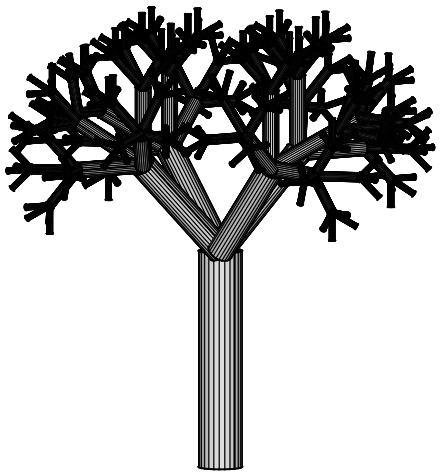


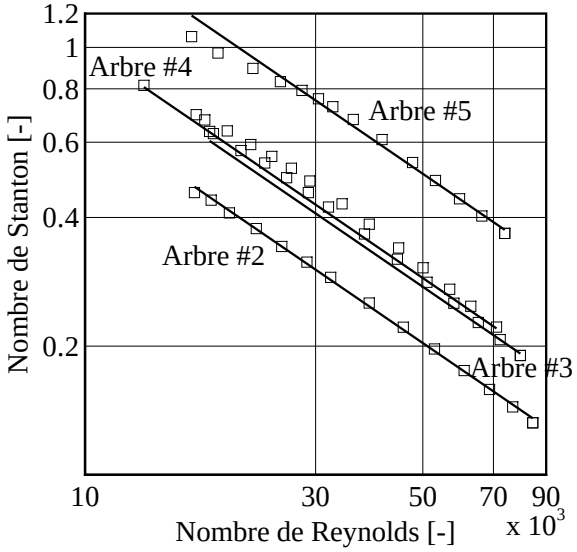
On définit alors un coefficient d'échange K_g sur la surface par,

$$\varphi = K_g \left(T_p - T_{\text{ref}} \right)$$

Les Bases En Convection

Échange convectif au sein de structures végétales :





$$St = \frac{K_g H}{\rho_{\mathrm{f}} Cp_{\mathrm{f}} V_{\mathrm{enveloppe}}} = 13.5 Pr^{-2/3} \sigma D_0^{m-1} H^{2-m} Re_H^{m-1}$$

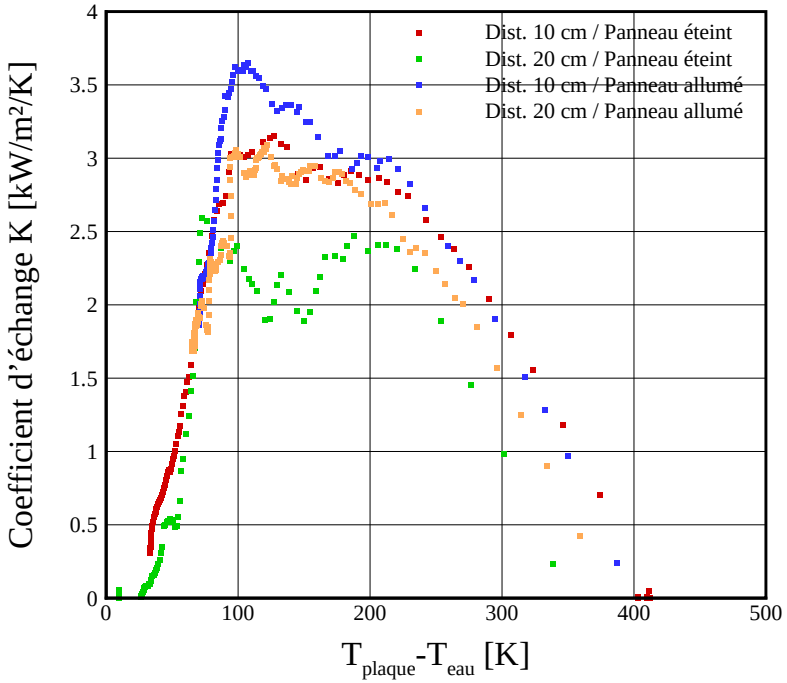
H hauteur de la couronne, D_0 diamètre de l'élément de base, σ rapport surface/volume.

A. Lamorlette and A. Collin. Analytical quantification of convective heat transfer inside vegetal structures. Int. J. Thermal Sciences, Volume 57, Pages 78-84, 2012.

Les Bases En Convection

Exemple sous FDS : K_g est fixé à 300 W/m^2/K pour modéliser les échanges entre parois / particules d'eau.

fichier read.f90, ligne 5192, version 6.7.7

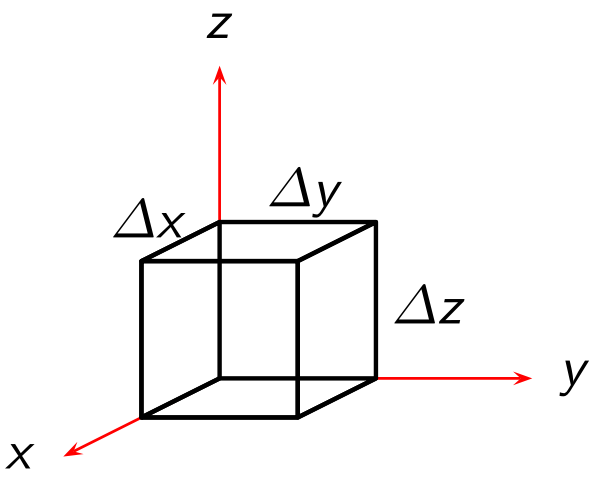


L. Lapillonne, Université de Lorraine / INERIS / Naval Group, travaux de thèse en cours, 2022.

Équation De La Chaleur

Limite : La convection thermique s'établissant aux interfaces solide/fluide contribue à l'écriture de conditions aux limites.

Flux advectif / Bilan des entrées - sorties :



$$
\begin{aligned}
(E_{\text{entrée}} - E_{\text{sortie}})_{\text{advection}} = \\
\Delta y \Delta z \varphi_x^{\text{adv}} \Delta t - \Delta y \Delta z \varphi_{x+\Delta x}^{\text{adv}} \Delta t \\
+ \Delta x \Delta z \varphi_y^{\text{adv}} \Delta t - \Delta x \Delta z \varphi_{y+\Delta y}^{\text{adv}} \Delta t \\
+ \Delta x \Delta y \varphi_z^{\text{adv}} \Delta t - \Delta x \Delta y \varphi_{z+\Delta z}^{\text{adv}} \Delta t
\end{aligned}
$$

avec $\varphi_i^{\text{adv}} = \rho C_p V_i T$

Pour un élément de volume infinitésimal, le bilan d'énergie se réécrit :

$$
\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial \varphi_x^{\text{adv}}}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_y^{\text{adv}}}{\partial y} - \frac{\varphi_z^{\text{adv}}}{\partial z} - \operatorname{div} \vec{\varphi}^{\text{Fourier}} + P
$$

Équation De La Chaleur

Le bilan d'énergie est :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\rho C_p \vec{V} T\right) = -\operatorname{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{Fourier}}\right) + P$$

Plus généralement, en utilisant la dérivée particulaire,

$$\rho \frac{\mathrm{D} C_p T}{\mathrm{D} t} = -\operatorname{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{Fourier}}\right) + P$$

En considérant, les effets de la viscosité sur les échanges thermiques (dissipation), il vient,

$$\rho \frac{\mathrm{D} C_p T}{\mathrm{D} t} = -\operatorname{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{Fourier}}\right) - p \operatorname{div} \vec{V} + \bar{\Phi} + P$$

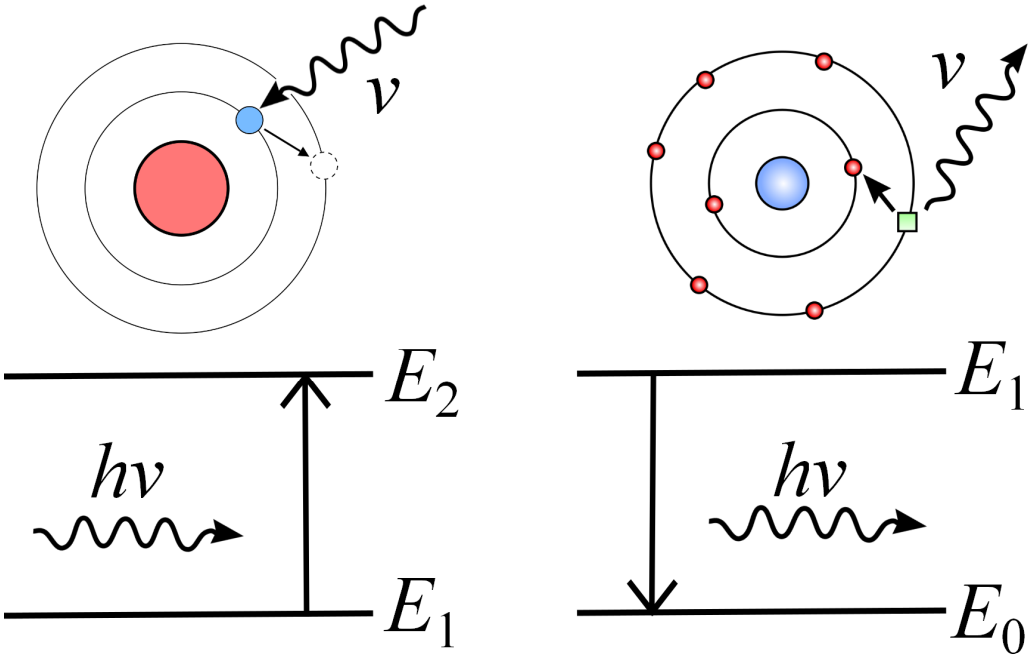
où $\bar{\Phi}$ est la fonction de dissipation visqueuse,

$$\bar{\Phi} = -\frac{2}{3}\mu \left(\operatorname{div}\left(\vec{V}\right)\right)^2 + 2\mu \epsilon_{ij} \frac{\partial V_i}{\partial x_j}$$

Les Bases en Rayonnement

Absorption et émission de rayonnement : Interaction du rayonnement avec un atome

- absorption d'un photon $\rightarrow$ augmentation d'énergie interne (transition éléctronique, rotation, vibration)
- ... ou effet inverse : émission spontanée d'où une perte d'énergie



Niveau d'énergie discrets $h\nu$;
h constante de Planck ;
ν fréquence.

Les Bases en Rayonnement

Absorption et émission de rayonnement

Pliage

Etirement symétrique

Etirement asymétrique

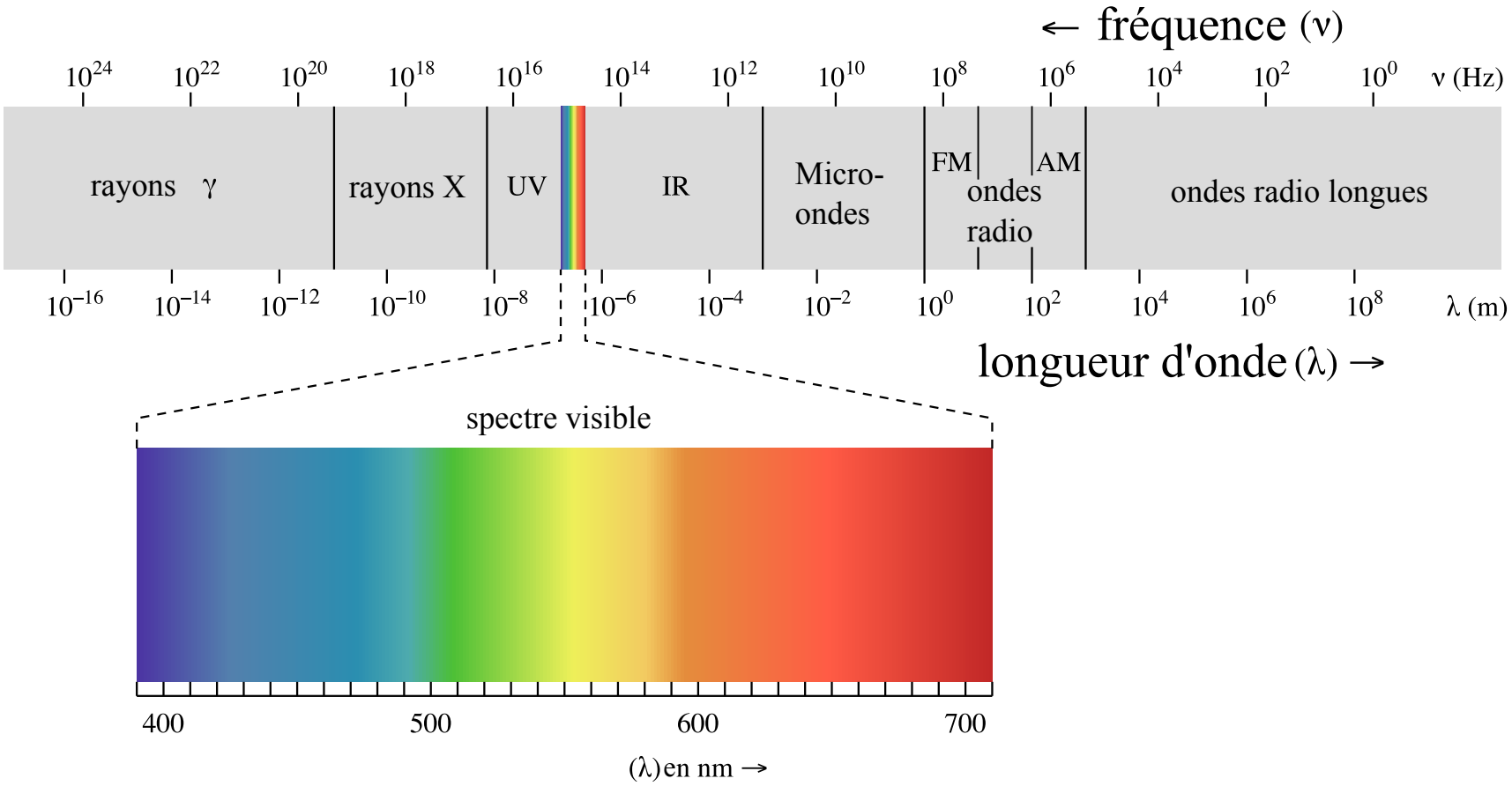
Rotation des molécules autour d'un axe parallèle au plan de l'écran

Rotation des molécules autour d'un axe perpendiculaire au plan de l'écran

Les Bases en Rayonnement

Nature électromagnétique du rayonnement :

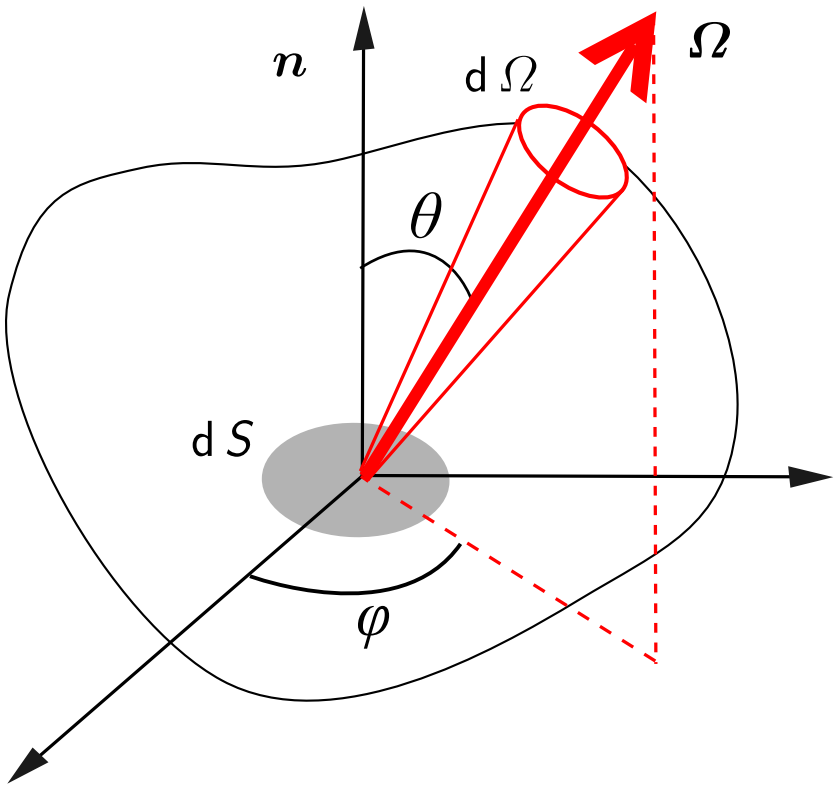
- Caractérisé par sa longueur d'onde ;
- Identification de différents domaines spectraux pour certains rayonnements.



Les Bases en Rayonnement

Définition - Nature directionnelle du rayonnement

Le flux rayonné par cet élément de surface dans l'angle solide élémentaire $\mathrm{d}\,\Omega$, centré sur la direction de propagation du rayonnement $\boldsymbol{\Omega}$, à la longueur d'onde λ, comprise dans l'intervalle spectral $[\lambda, \lambda + \mathrm{d}\,\lambda]$ est appelé luminance spectrale directionnelle.



La luminance spectrale est notée $I_\lambda\left(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}\right)$.

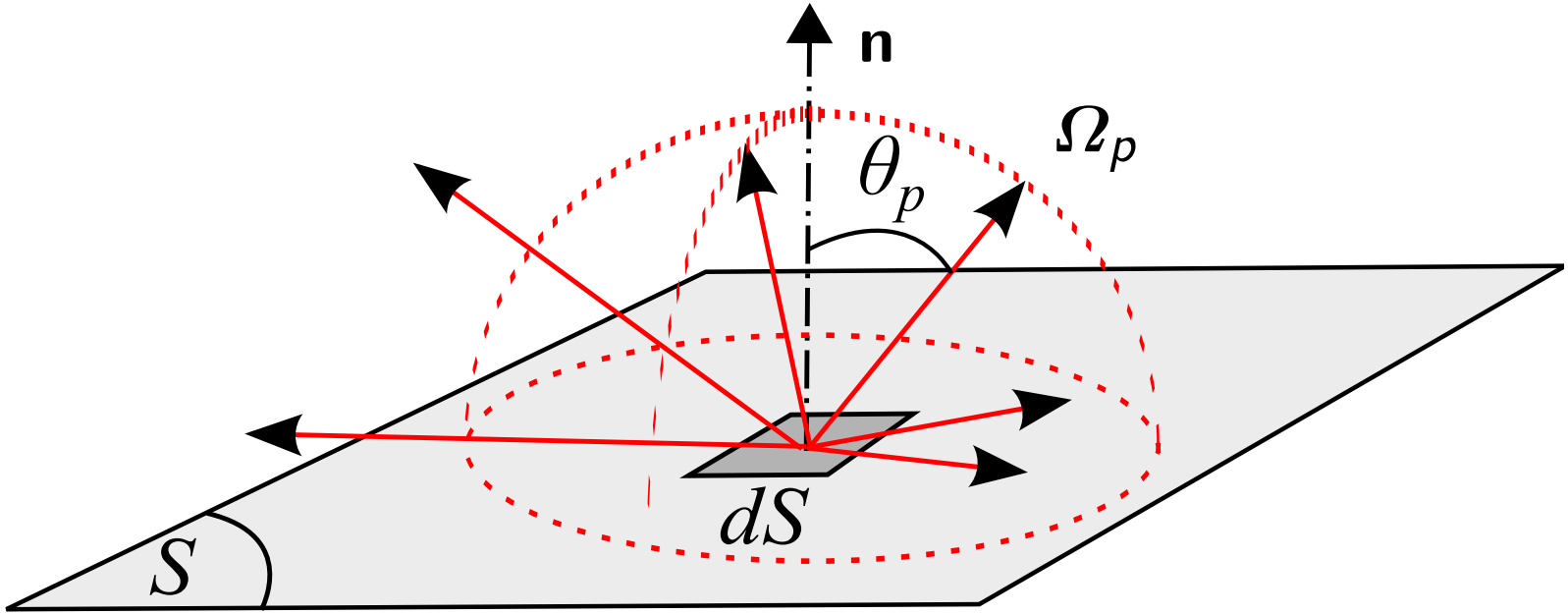
$$I_\lambda\left(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}\right) = \frac{\mathrm{d}^3\,\Phi_\lambda\left(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{\Omega}\right)}{\cos(\theta)\,\mathrm{d}\,S\,\mathrm{d}\,\Omega\,\mathrm{d}\,\lambda}$$

La luminance s'exprime en $[\mathrm{W/m^2/sr/\mu m}]$.

Les Bases en Rayonnement

Nature directionnelle du rayonnement

L'émittance spectrale M_λ est la densité de flux rayonné par un élément de surface $\mathrm{d}\,S$ dans tout **"l'espace avant"**, c'est à dire pour toutes les directions telles que $\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{n} > 0$.



D'après la définition de la densité de flux,

$$M_\lambda = \int_{\boldsymbol{\Omega}_p \cdot \mathbf{n} > 0} I_\lambda\left(\boldsymbol{\Omega}_p\right) \cos\left(\theta_p\right) \mathrm{d}\,\Omega_p, \text{ pour une surface diffuse } M_\lambda = \pi I_\lambda$$

Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission de rayonnement :

Hypothèse du corps noir : Tout le rayonnement incident arrivant à la surface d'un corps noir est absorbé, il n'y a pas de réflexion ni de transmission.

La loi de Planck exprime la densité de flux rayonné par un corps noir en fonction de sa température et de sa longueur d'onde.

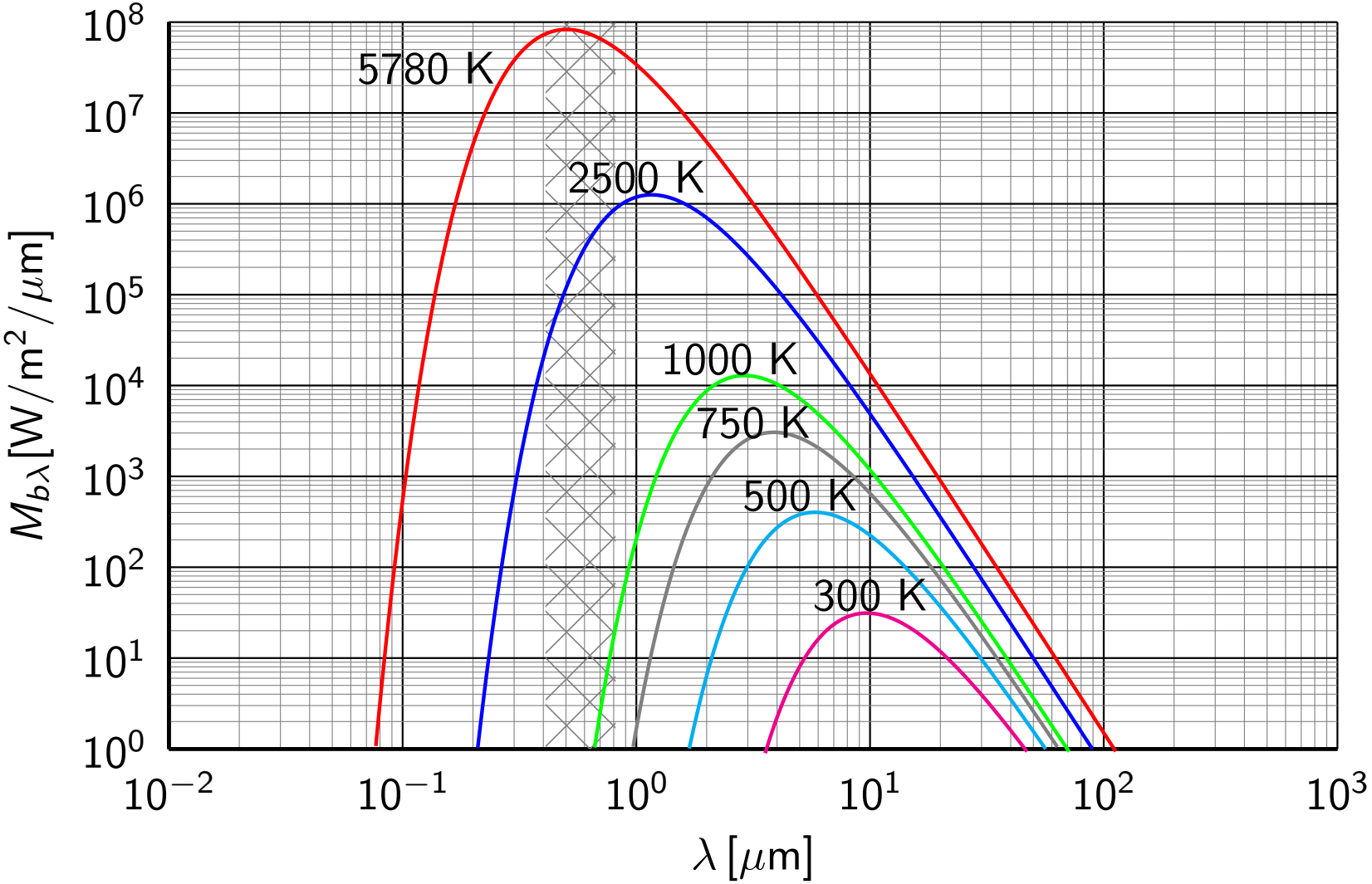
L'émittance est alors notée $M_{b\lambda}(T)$ en $[\mathrm{W/m^2/\mu m}]$.

$$M_{b\lambda}(T) = \frac{2\pi h c_0^2 n^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(hc_0/\lambda k T\right) - 1\right]} = \frac{C_1 n^2}{\lambda^5 [\exp\left(C_2/\lambda T\right) - 1]}$$

avec $C_1 = 2\pi h c_0^2 = 3.7418 \times 10^8\ \mathrm{W \cdot \mu m^4 \cdot m^{-2}}$ et $C_2 = hc_0/k = 14388\ \mathrm{\mu m \cdot K}$.

Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission de rayonnement :



Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission : Loi de Wien

La loi du déplacement de Wien permet de localiser le maximum d'émission du corps noir à une température donnée en fonction de la longueur d'onde.

Cette loi est déduite de la loi de Planck,

$$\frac{\mathrm{d}\, M_{b\lambda}\left(T\right)}{\mathrm{d}\,\lambda} = 0$$

Loi du déplacement de Wien,

$$\lambda T\big|_{max} = 2898\ \mu\mathrm{m} \cdot \mathrm{K}$$

Rayonnement

Propriétés d'émission : Loi de Stefan-Boltzmann

La loi de Stefan-Boltzmann donne la densité de flux total rayonné par un corps noir.

Intégration spectrale de l'émittance sur tout le spectre de fréquences ou de longueurs d'onde.

$$M_b(T) = \int_0^\infty M_{b\lambda}(T)\,\mathrm{d}\,\lambda = \frac{C_1 n^2 T^4}{C_2^4} \int_0^\infty \frac{x^3\,\mathrm{d}\,x}{\exp(x) - 1} = n^2 \sigma T^4$$

avec $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{W/m^2/K^4}$ et où $x = C_2/\lambda T$.

L'émittance totale d'un corps noir à la température T est proportionnelle à la puissance quatrième de la température

Propriétés d'émission : Fraction d'émittance

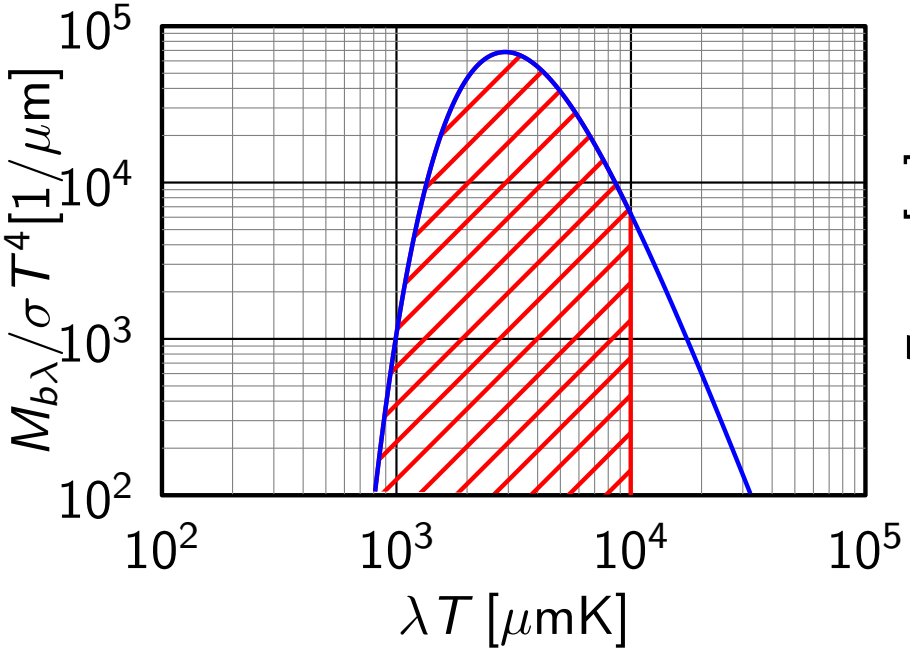
Pour certaines applications, on peut comparer l'émission totale du corps noir M_b à une fraction de celui-ci $F_{0-\lambda T}$ dans une plage de longueurs d'onde donnée $[0, \lambda]$, on parle alors de fraction d'émittance.

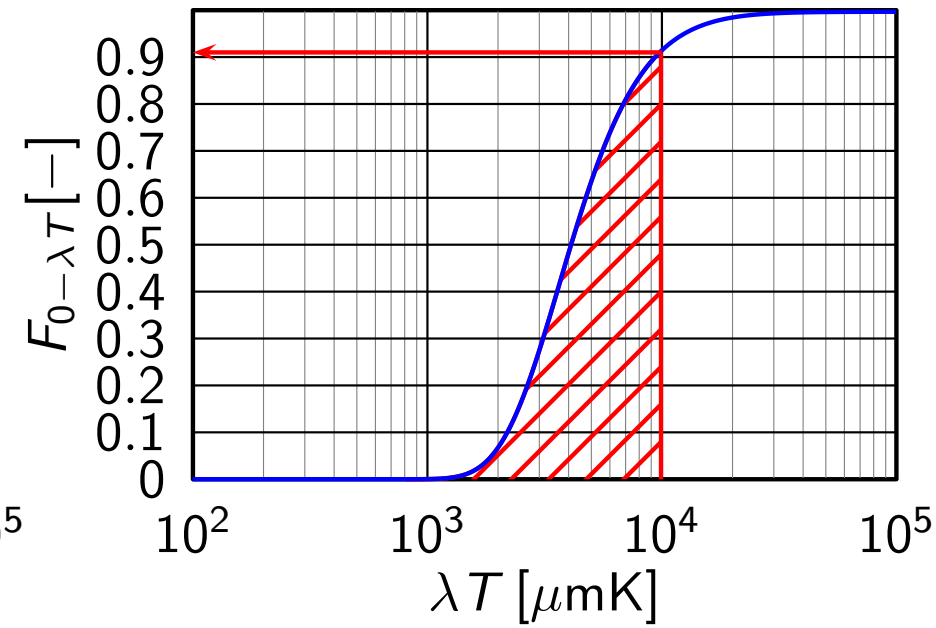
$$F_{0-\lambda T} = \frac{\int_0^{\lambda} M_{b\lambda} \, \mathrm{d}\, \lambda}{\int_0^{\infty} M_{b\lambda} \, \mathrm{d}\, \lambda} = \frac{\int_0^{\lambda} M_{b\lambda} \, \mathrm{d}\, \lambda}{n^2 \sigma T^4}$$

Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission : Fraction d'émittance

Par exemple, à 300 K, on obtient,





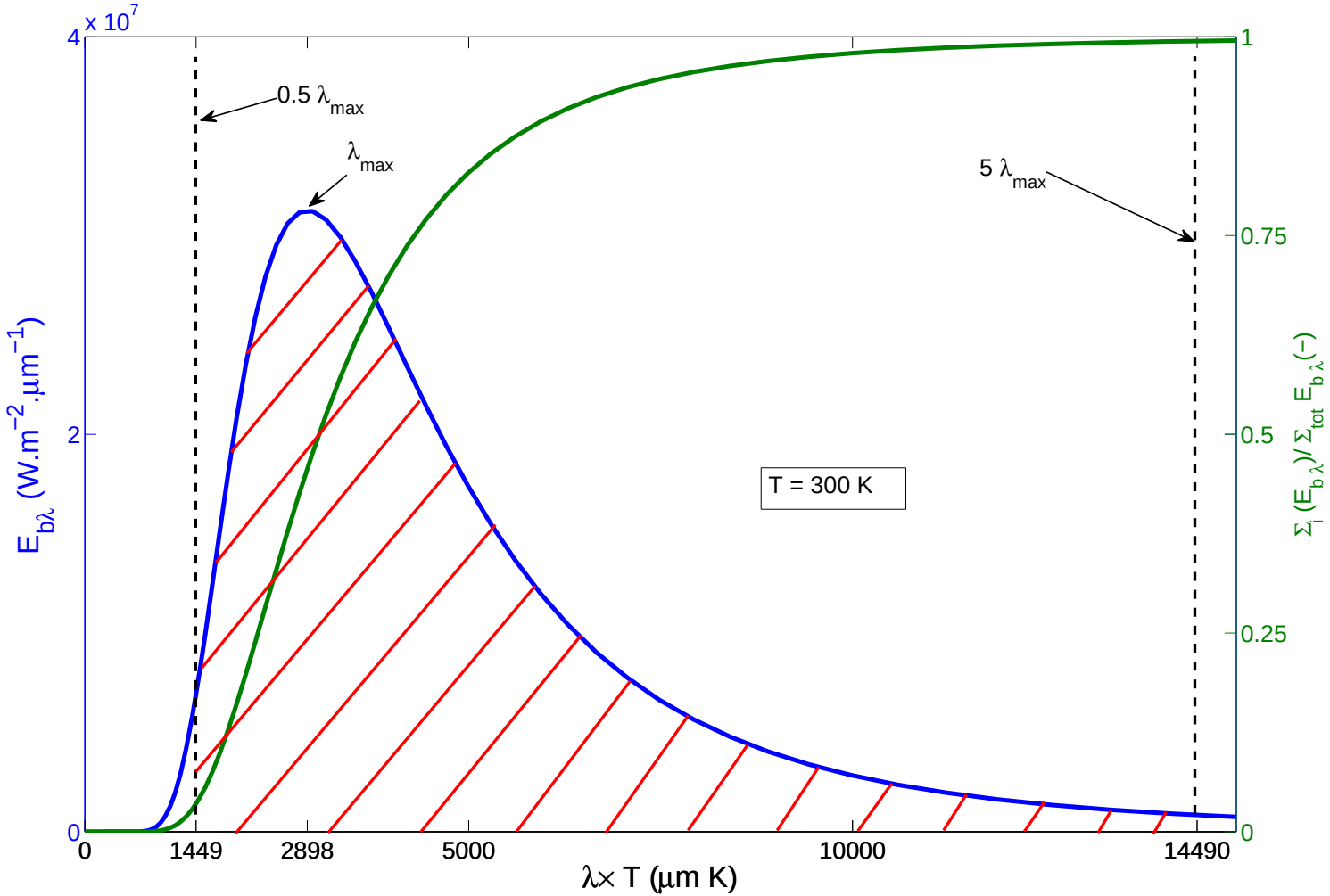
Le calcul de la fraction du corps noir pour la plage spectrale $[\lambda_1, \lambda_2]$ est obtenu par différence,

$$F_{\lambda_1 T - \lambda_2 T} = F_{0-\lambda_2 T} - F_{0-\lambda_1 T}$$

Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission : Fraction d'émittance

Si l'on intègre la loi de Planck dans le domaine spectral $[0, 5\lambda_{max} - 5\lambda_{max}]$, on peut montrer que l'on considère 96% du spectre total.



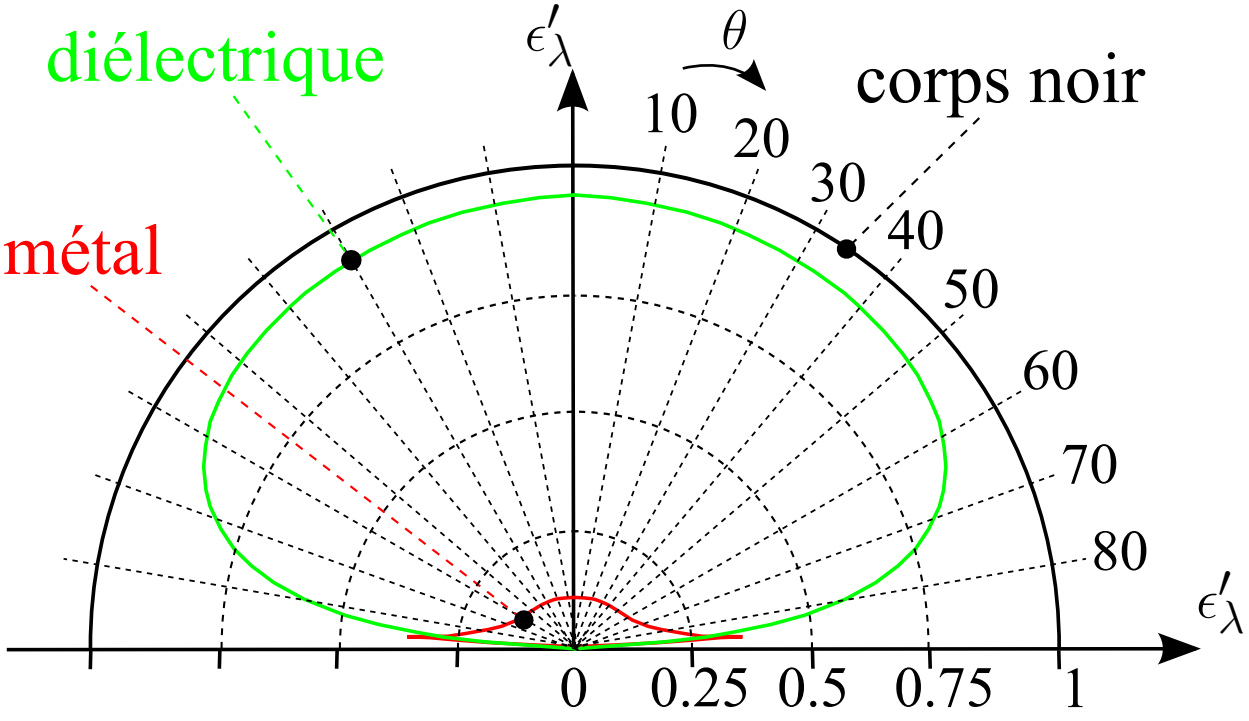
Les Bases en Rayonnement

Propriétés d'émission : Émissivité

L'émissivité traduit l'aptitude d'une surface opaque à la température T à émettre du rayonnement, à une longueur d'onde et dans une direction.

Précisément on parle d'émissivité spectrale directionnelle ϵ'_λ

L'émissivité spectrale directionnelle est le ratio de la luminance issue de la surface et de la luminance du corps noir à la même température.



$$\epsilon'_\lambda = \frac{I_\lambda(\hat{\Omega}, T)}{I_{b\lambda}(T)}$$

Les Bases en Rayonnement

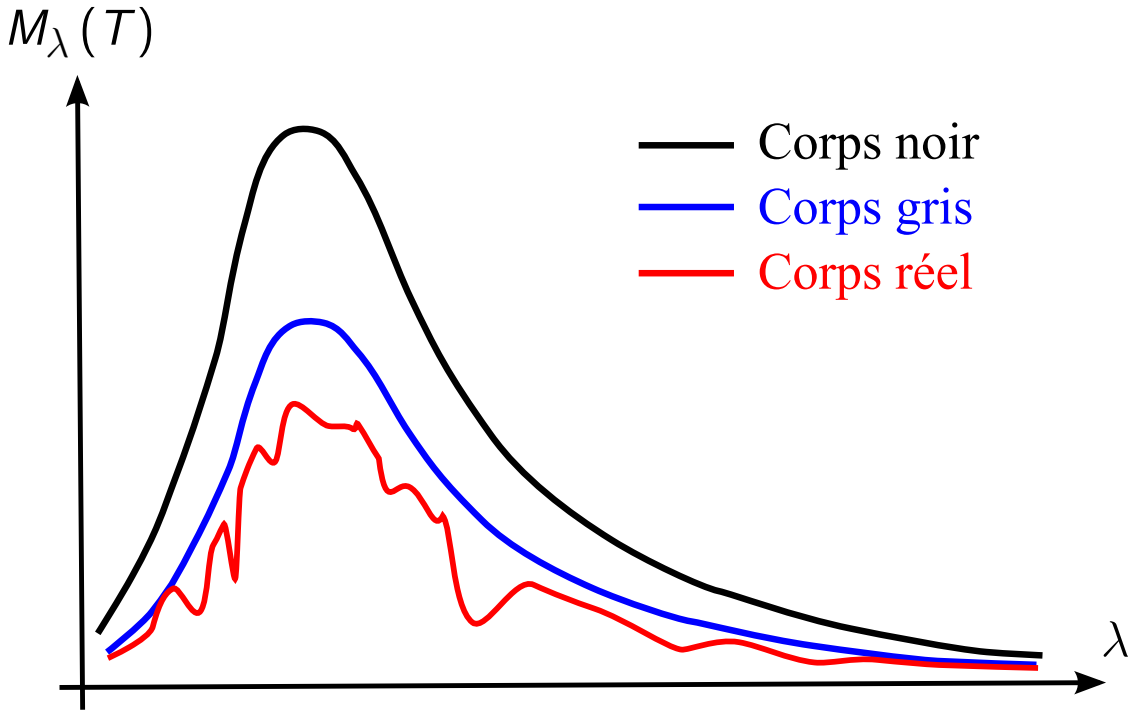
Propriétés d'émission : Émissivité

Dans le cas où l'émissivité est indépendante de la longueur d'onde, le matériau est dit "gris"

Les émissivités directionnelle et hémisphérique s'écrivent,

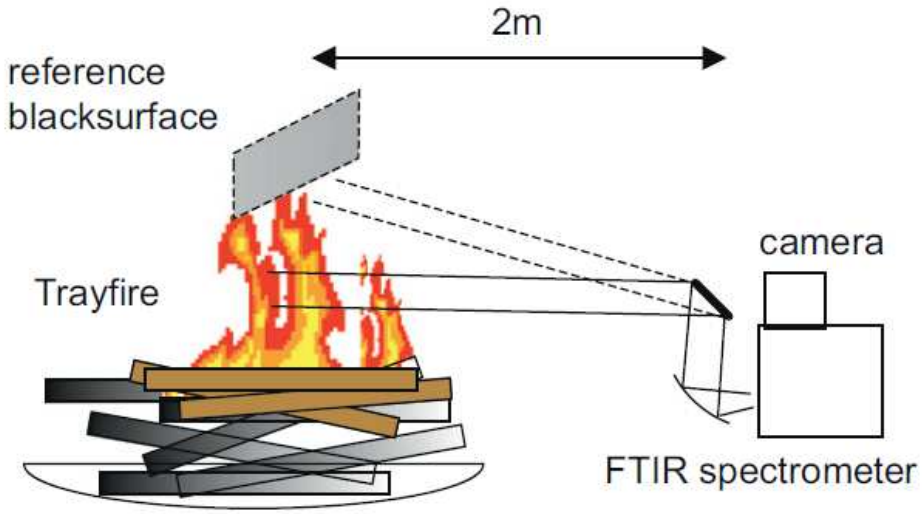
$$\epsilon' = \frac{I(\boldsymbol{\Omega}, T)}{I_b(T)}$$

$$\epsilon = \epsilon^{\cap} = \frac{M(T)}{M_b(T)}$$



Les Bases en Rayonnement

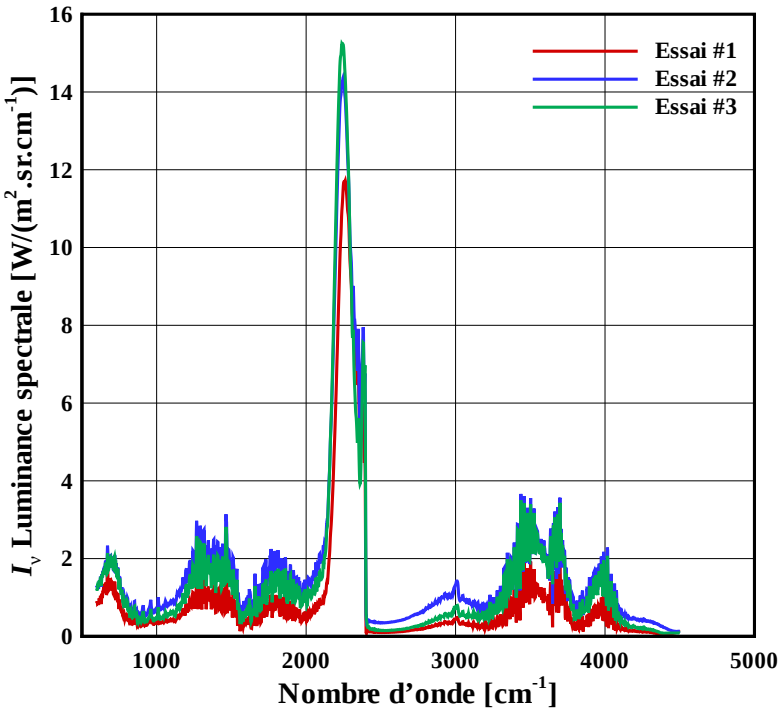
Exemple sur l'émission de flammes de végétation :



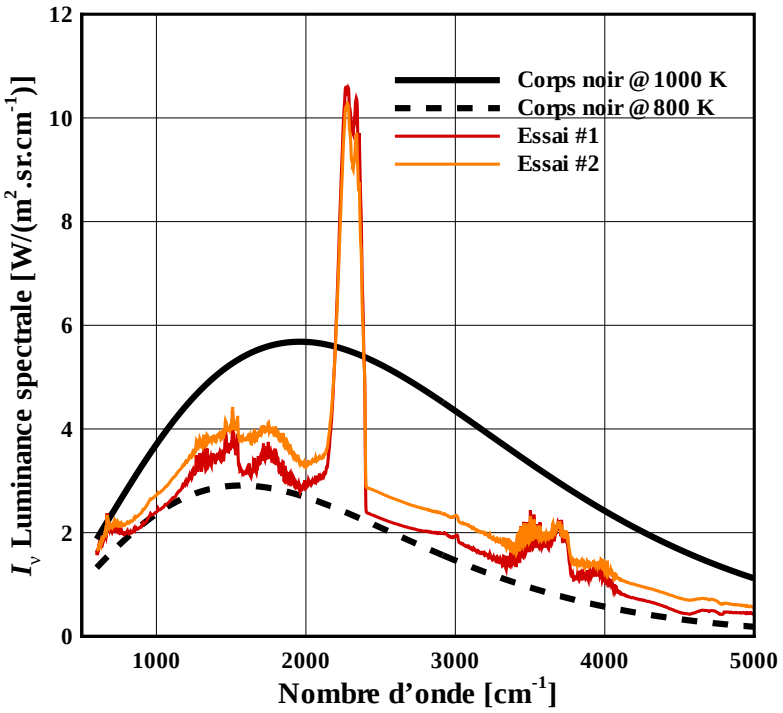
P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Collin, O. Séro-Guillaume, On the emission of radiation by flames and corresponding absorption by vegetation in forest fires, Fire Safety Journal, Volume 46, Issues 1–2, Pages 21-26, 2011.

Les Bases en Rayonnement

Exemple sur l'émission de flammes de végétation :



Contribution des flammes



Contribution des braises

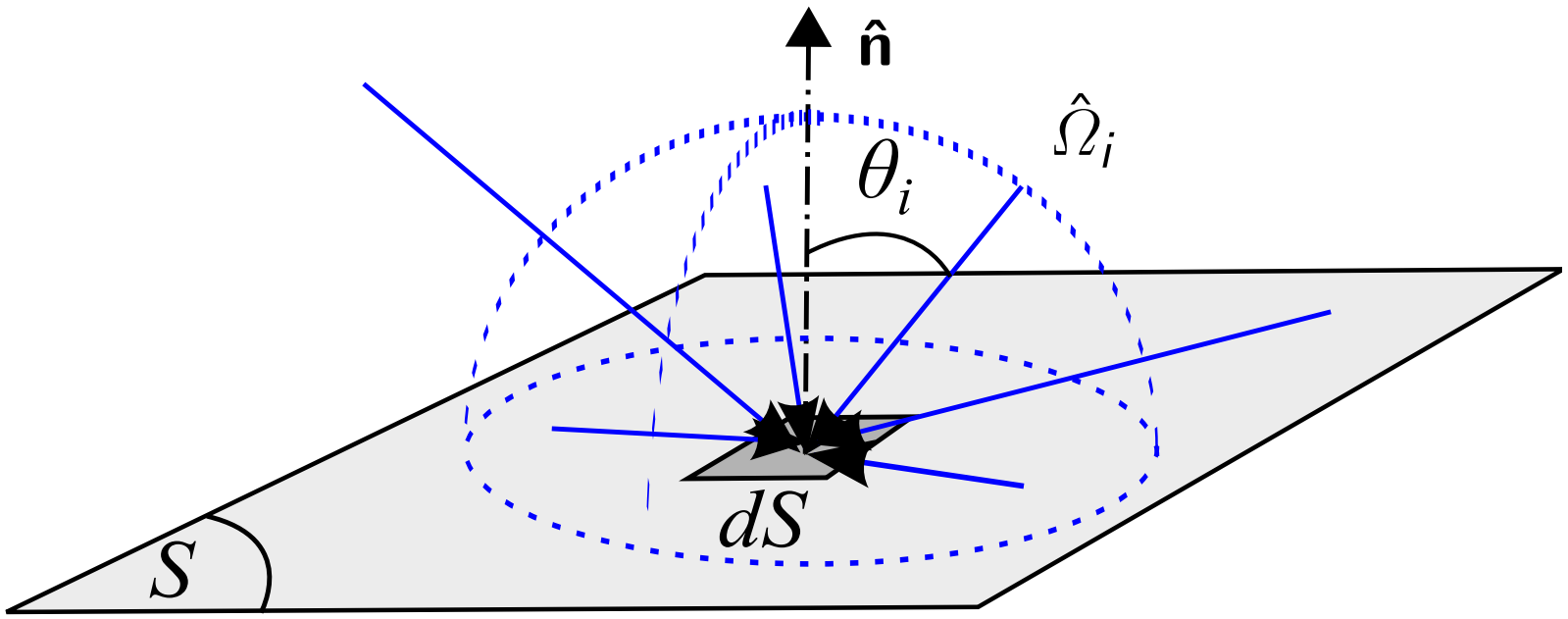
L'émission spectrale peut être beaucoup plus complexe que les modèles théoriques !

P. Boulet, G. Parent, Z. Acem, A. Collin, O. Séro-Guillaume, On the emission of radiation by flames and corresponding absorption by vegetation in forest fires, Fire Safety Journal, Volume 46, Issues 1–2, Pages 21-26, 2011.

Les Bases en Rayonnement

Nature directionnelle du rayonnement : Éclairement

L'éclairement est la quantité énergétique "réciproque" de l'émittance : c'est une densité de flux rayonné qui arrive sur un élément de surface d S en provenance de toutes les directions de l'espace

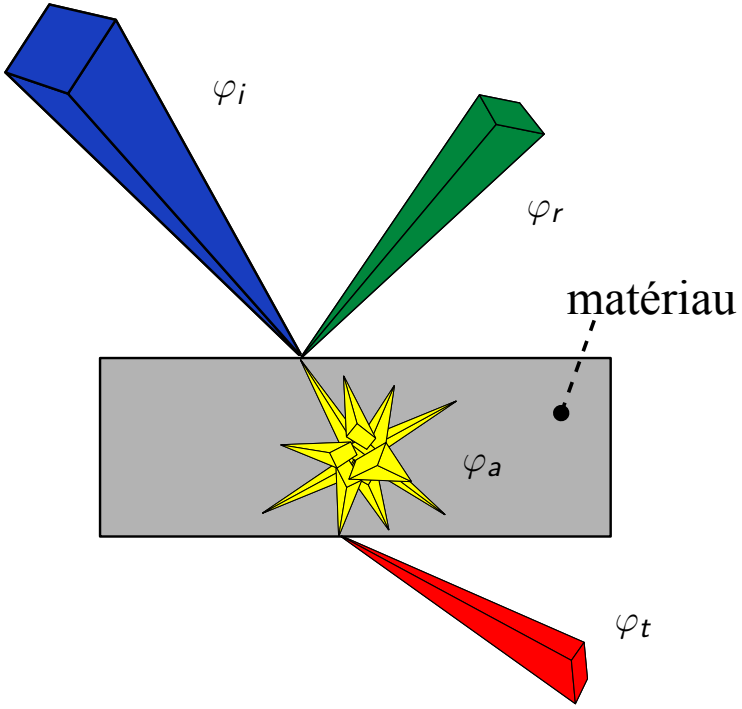


D'après la définition de la densité de flux,

$$H_\lambda = \int_{\boldsymbol{\Omega}_i \cdot \mathbf{n} < 0} I_\lambda \left(\boldsymbol{\Omega}_i\right) \cos\left(\theta_i\right) \mathrm{d}\, \Omega_i$$

Les Bases en Rayonnement

Interaction rayonnement matière. Une surface réceptrice sera caractérisée par **sa réflectivité, son absorptivité et sa transmittivité**, ou **sa réflectance, son absorbance et sa transmittance**.



La conservation de l'énergie stipule :

$$\varphi_r + \varphi_a + \varphi_t = \varphi_i$$

$$\frac{\varphi_r}{\varphi_i} + \frac{\varphi_a}{\varphi_i} + \frac{\varphi_t}{\varphi_i} = 1$$

$$\rho + \alpha + \tau = 1$$

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1$$

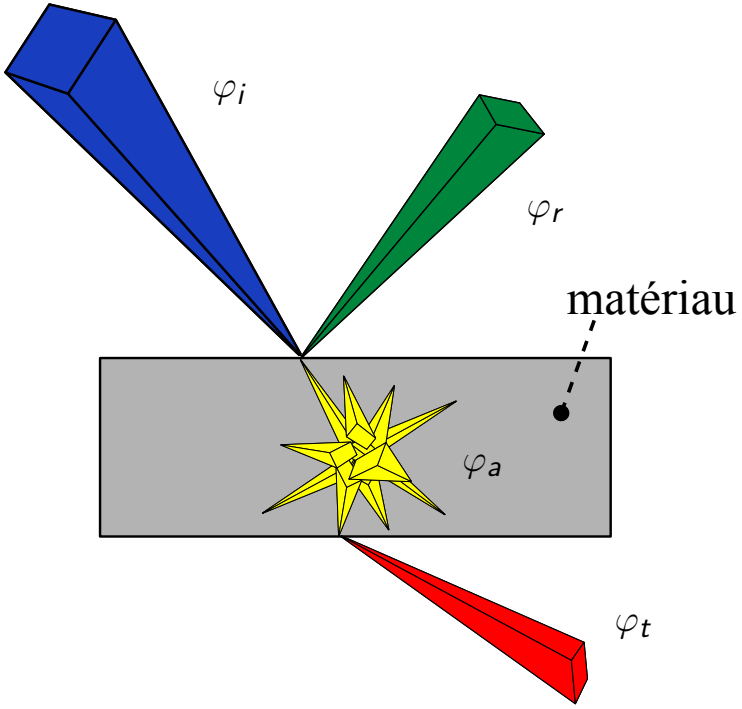
Loi de Kirchhoff

$$\alpha'_\lambda = \epsilon'_\lambda$$

Si $\tau = 0$, on parle d'un milieu opaque.
Si $\tau = 1$, on parle d'une surface transparente.

Les Bases en Rayonnement

Interaction rayonnement matière. Une surface réceptrice sera caractérisée par **sa réflectivité, son absorptivité et sa transmittivité**, ou **sa réflectance, son absorbance et sa transmittance**.



La conservation de l'énergie stipule :

$$\varphi_r + \varphi_a + \varphi_t = \varphi_i$$

$$\frac{\varphi_r}{\varphi_i} + \frac{\varphi_a}{\varphi_i} + \frac{\varphi_t}{\varphi_i} = 1$$

$$\rho + \alpha + \tau = 1$$

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1$$

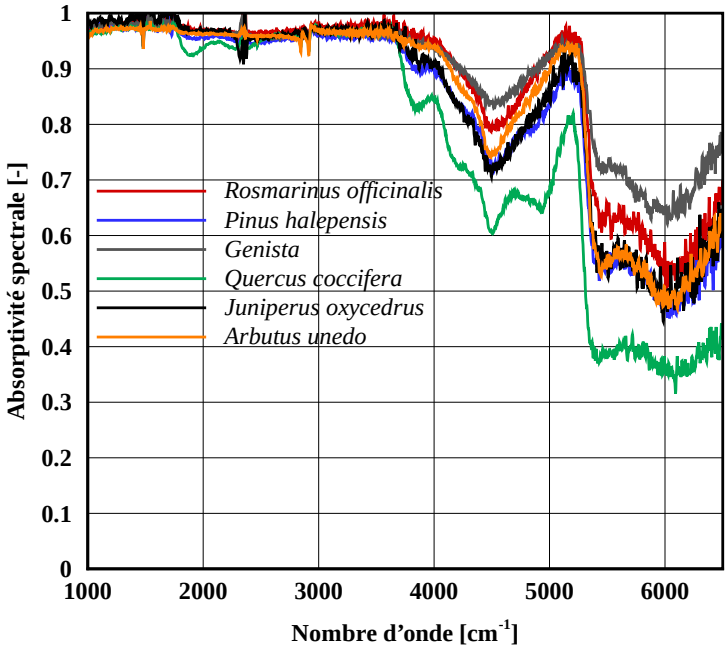
Loi de Kirchhoff

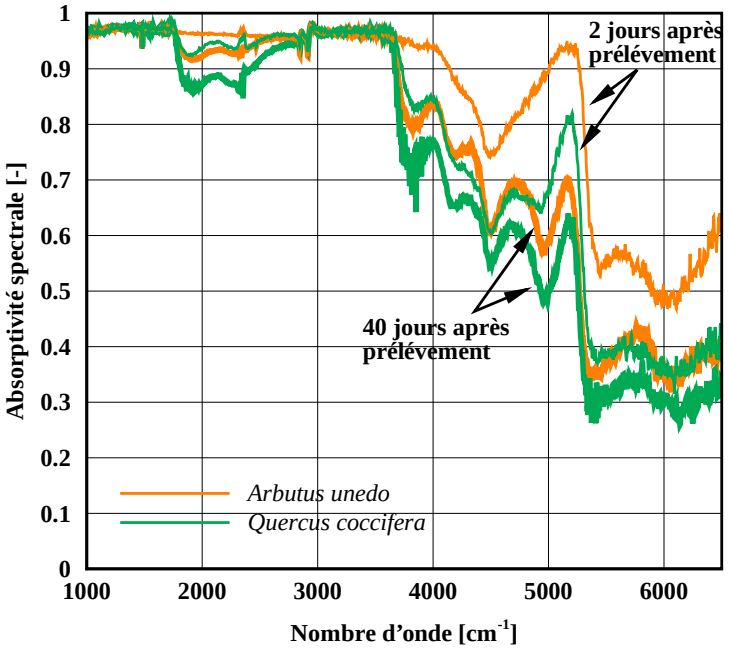
$$\alpha'_\lambda = \epsilon'_\lambda$$

Si $\tau = 0$, on parle d'un milieu opaque.
Si $\tau = 1$, on parle d'une surface transparente.

Les Bases en Rayonnement

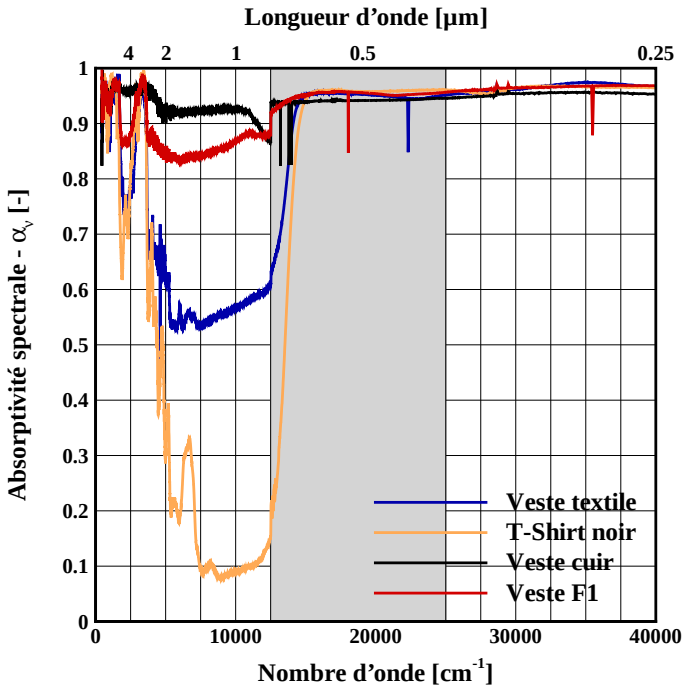
Exemple d'absorptivités spectrales de structures végétales :





B. Monod, A. Collin, G. Parent, P. Boulet, Infrared radiative properties of vegetation involved in forest fires, Fire Safety Journal, Volume 44, Issue 1, Pages 88-95, 2009.

Exemple d'absorptivités spectrales de tenues d'intervention :



A. Collin, A. Marchand, A. Kadi, Z. Acem, P. Boulet, J. Pageaux, S. Pinson, M. Lepelletier, Y. Van Waelfelghem, F. Magnolini, H. Charette, Study on visible–IR radiative properties of personal protective clothings for firefighting, Fire Safety Journal, Volume 71, Pages 9-19, 2015.

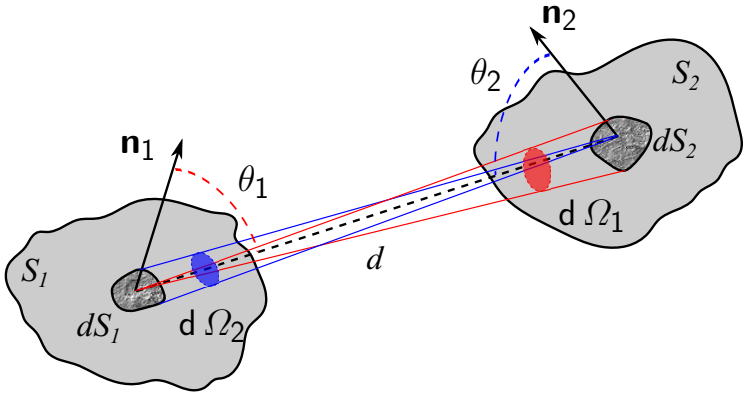
Les Bases en Rayonnement

Premiers modèles simples : Échanges radiatifs entre surfaces noires, à travers un milieu transparent

On définit le **"flux net"** échangé entre deux surfaces S_1 et S_2 comme la différence entre le flux "quittant" S_1 et allant vers S_2 moins le flux "arrivant" de S_2 sur S_1

$$\Phi_{12\,net} = \Phi_{12} - \Phi_{21}$$

Avec l'émittance du corps noir et des facteurs de formes associés on obtient,



$$\begin{aligned}\Phi_{12\,net} &= S_1 F_{12} \sigma \left(T_1^4 - T_2^4\right) \\ &= S_2 F_{21} \sigma \left(T_1^4 - T_2^4\right)\end{aligned}$$

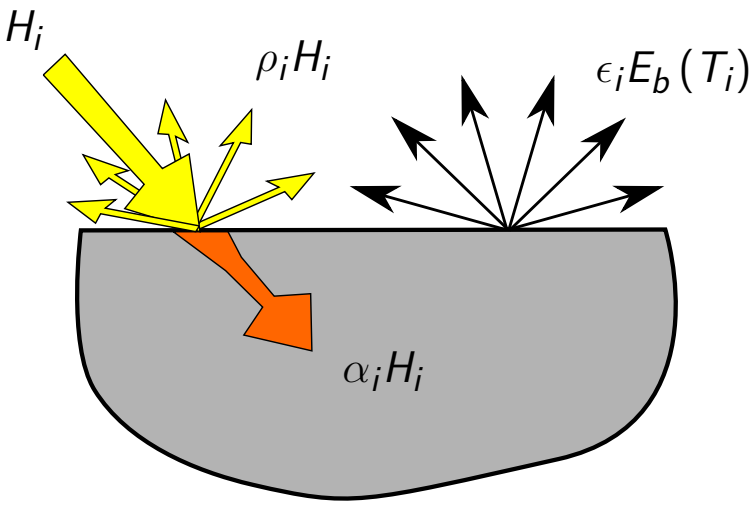
Définition du facteur de forme,

$$F_{12} = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\cos(\theta_1)\cos(\theta_2)\,\mathrm{d}\,S_2\,\mathrm{d}\,S_1}{\pi d^2}$$

Les Bases en Rayonnement

Premiers modèles simples : Échanges radiatifs entre surfaces grises, à travers un milieu transparent

Pour une surface grise et diffusante, notée (S_i), la radiosité J_i correspond à la densité surfacique de flux rayonnée par la surface à la température T_i, soumise à l'éclairement H_i.



Ici, les surfaces sont opaques et vérifient,

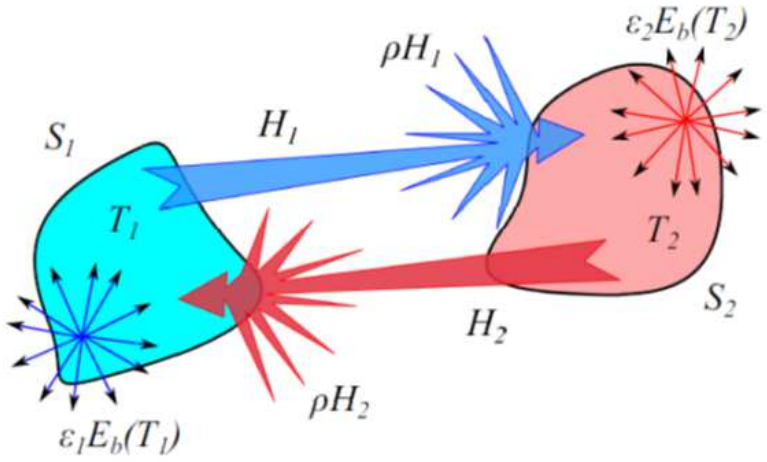
$$\left.\begin{array}{c}\alpha_i + \rho_i = 1 \\ \epsilon_i = \alpha_i\end{array}\right\} \Longrightarrow \rho_i = 1 - \epsilon_i$$

La radiosité de la surface (S_i) se définit par,

$$\begin{aligned} J_i &= \varphi_{i\,\text{émis}} + \varphi_{i\,\text{réfléchi}} \\ &= \epsilon_i E_b(T_i) + \rho H_i \\ &= \epsilon_i E_b(T_i) + (1 - \epsilon_i) H_i \end{aligned}$$

Les Bases en Rayonnement

Premiers modèles simples : Échanges radiatifs entre surfaces grises, à travers un milieu transparent



Le flux net échangé entre S_1 et S_2 de radiosités J_1 et J_2 s'écrit,

$$\Phi_{12\,net} = J_1 S_1 F_{12} - J_2 S_2 F_{21} = S_1 F_{12}\,(J_1 - J_2)$$

Ou encore, $\Phi_{12\,net} = \dfrac{S_1}{\left[\frac{1}{F_{12}} + \frac{1-\epsilon_1}{\epsilon_1} + \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_2}\frac{S_1}{S_2}\right]}\,[M_b(T_1) - M_b(T_2)]$

On définit le facteur de forme gris : $\Phi_{12\,net} = S_1 \mathcal{F}_{12}\,[M_b(T_1 - M_b(T_2)]$

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Atténuation par absorption. La luminance peut être progressivement atténuée par absorption le long du trajet optique du rayonnement dans le milieu.

La propriété fondamentale du milieu pour caractériser sa capacité à absorber est $\kappa_{a\nu}$ (m^{-1}), le *coefficient spectral d'absorption*.

L'inverse ($1/\kappa_{a\nu}$) est aussi appelé le *libre parcours moyen*.

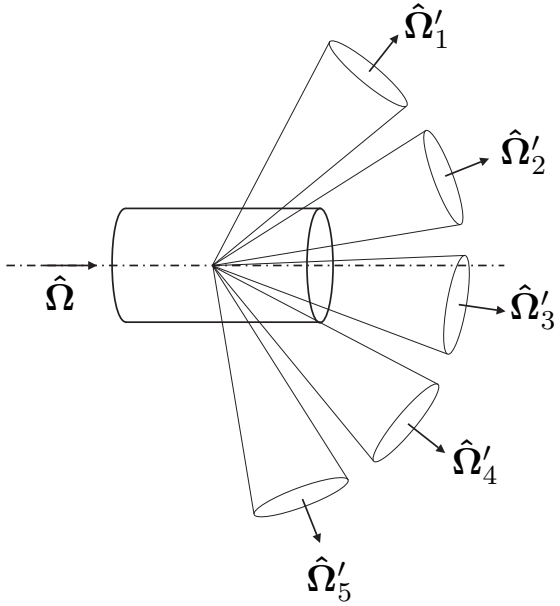
La variation de la luminance le long d'un trajet $\mathrm{d}\,s$ s'écrit :

$$\mathrm{d}\,I_\nu(s,\hat{\Omega}) = -\kappa_{a\nu}(s,\hat{\Omega})I_\nu(s,\hat{\Omega})\,\mathrm{d}\,s$$

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Atténuation par diffusion. L'interaction avec le milieu peut également provoquer une déviation du rayonnement, provoquant une atténuation de la luminance par diffusion ("scattering" en anglais).



La propriété fondamentale du milieu pour caractériser sa capacité à diffuser est $\kappa_{d\nu}$ (m^{-1}), le *coefficient spectral de diffusion*.

L'inverse $(1/\kappa_{d\nu})$ est aussi une forme de *libre parcours moyen*.

La variation de la luminance le long d'un trajet $\mathrm{d}s$ s'écrit :

$$\mathrm{d}\, I_\nu(s, \hat{\Omega}) = -\kappa_{d\nu}(s, \hat{\Omega}) I_\nu(s, \hat{\Omega})\, \mathrm{d}\, s$$

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Renforcement par émission. Si le milieu émet lui-même du rayonnement, il contribue au renforcement de la luminance par *émission propre*, en fonction de sa température et de sa capacité à émettre.

La propriété d'émission caractéristique est $\kappa_{a\nu}$ (m^{-1}), le *coefficient spectral d'absorption* (csqs de la loi de Kirchhoff).

L'augmentation correspondante de la luminance le long d'un trajet $\mathrm{d}s$ s'écrit :

$$\mathrm{d}\, I_\nu(s, \hat{\Omega}) = \kappa_{a\nu}(s, \hat{\Omega}) I_{b\nu}(T(s))\, \mathrm{d}\, s$$

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Renforcement par diffusion - 1. Le mécanisme de diffusion peut également contribuer au renforcement de la luminance dans la direction $\hat{\Omega}$, en déviant une part de la luminance reçue en provenance d'une direction $\hat{\Omega}'$.

La grandeur caractéristique est à nouveau $\kappa_{d\nu}$ (m^{-1}), ainsi qu'une propriété qui traduit la probabilité que le rayonnement soit diffusé dans la direction qui nous concerne $\hat{\Omega}$: la fonction de phase $P_\nu(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega})$.

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Renforcement par diffusion - 2.

La part diffusée est :

$$\frac{1}{4\pi} P_\nu(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega})\, \mathrm{d}\, \Omega$$

L'intégration sur 4π sr redonne bien une somme égale à 1 :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} P_\nu(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega})\, \mathrm{d}\, \Omega' = 1$$

Le renforcement de la luminance le long d'un trajet $\mathrm{d}\, s$ s'écrit alors :

$$\mathrm{d}\, I_\nu(s, \hat{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} \kappa_{d\nu}(s, \hat{\Omega}') P_\nu(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) I_\nu(s, \hat{\Omega}')\, \mathrm{d}\, \Omega'\, \mathrm{d}\, s$$

Les Bases en Rayonnement

Cas plus compliqués : vers l'Équation du Transfert Radiatif

Bilan sur la part d'énergie radiative

$$\frac{\mathrm{d}\, I_\nu(s,\hat{\Omega})}{\mathrm{d}\, s} = \underbrace{-\kappa_{a\nu} I_\nu(s,\hat{\Omega})}_{\text{Pertes par absorption}} - \underbrace{\kappa_{d\nu} I_\nu(s,\hat{\Omega})}_{\text{Pertes par diffusion}}$$
$$+ \underbrace{\kappa_{a\nu} I_{b\nu}(T(s))}_{\text{Émission propre}} + \underbrace{\frac{1}{4\pi}\int_{\Omega'=4\pi} \kappa_{d\nu} P_\nu(\hat{\Omega}' \to \hat{\Omega}) I_\nu(s,\hat{\Omega}')\,\mathrm{d}\,\Omega'}_{\text{Renforcement par diffusion}}$$

Cas des frontières noires : $\epsilon_\nu = 1$ et donc $I_\nu(s_p,\hat{\Omega}) = I_{b\nu}(T(s_p))$

Conditions aux limites types pour frontières opaques à propriétés diffuses :

$$I_\nu(s_p,\hat{\Omega}) = \epsilon_\nu I_{b\nu}(T(s_p)) + \frac{1-\epsilon_\nu}{\pi}\int_{\hat{\Omega}'\cdot\hat{n}<0} I_\nu(s_p,\hat{\Omega}')|\hat{\Omega}'\cdot\hat{n}|\,\mathrm{d}\,\Omega'$$

Les Bases en Rayonnement

Quelles précautions pour l'ETR ?

- Discrétisation spectrale (modèle LBL, SNB, cK, ...) ;
- Discrétisation angulaire (attention aux effets de rayons, à la diffusion numérique).

Quelles méthodes de résolution de l'ETR ?

- Solutions exactes ... pour les cas 1D homogènes simplifiés ;
- Solutions approchées ... faciles à implémenter mais +/- valables et restreintes à des situations asymptotiques (exemples : *Approximation de Rosseland* pour des milieux épais, décomposition en harmoniques sphériques type P_1 ou P_N) ;
- Méthodes basées sur une discrétisation angulaire (méthode deux flux, MOD, MVF) ... potentiellement plutôt précises, mais plus coûteuses ;
- Méthodes de Monte Carlo ("la référence") ... les plus précises, mais très coûteuses !.

Équation De La Chaleur

La densité de flux radiatif spectral est obtenue par intégration de la luminance :

$$\vec{\varphi}_\nu^{\text{rad}}(s) = \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(s,\hat{\Omega})\hat{\Omega}\,\mathrm{d}\,\Omega$$

La densité de flux total est donc :

$$\vec{\varphi}^{\text{rad}}(s) = \int_\nu \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(s,\hat{\Omega})\hat{\Omega}\,\mathrm{d}\,\Omega\,\mathrm{d}\,\nu$$

Divergence du flux radiatif :

$$\begin{aligned}
\mathrm{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{rad}}\right) &= \vec{\nabla}\cdot\int_\nu \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(s,\hat{\Omega})\hat{\Omega}\mathrm{d}\Omega\,\mathrm{d}\,\nu \\
&= \int_\nu \kappa_{a\nu}\left[4\pi I_{b\nu}(T) - \int_{\Omega=4\pi} I_\nu(s,\hat{\Omega})\mathrm{d}\Omega\right]\mathrm{d}\,\nu
\end{aligned}$$

Équation De La Chaleur

Le bilan d'énergie est :

$$\rho \frac{\mathrm{D} C_p T}{\mathrm{D} t} = -\operatorname{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{Fourier}} + \vec{\varphi}^{\text{rad}}\right) - p \operatorname{div} \vec{V} + \bar{\Phi} + P$$

où $\bar{\Phi}$ est la fonction de dissipation visqueuse,

$$\bar{\Phi} = -\frac{2}{3}\mu \left(\operatorname{div}\left(\vec{V}\right)\right)^2 + 2\mu\epsilon_{ij}\frac{\partial V_i}{\partial x_j}$$

$\vec{\varphi}^{\text{Fourier}}$ la densité de flux conductif,

$$\vec{\varphi}^{\text{Fourier}} = -\lambda \overrightarrow{\operatorname{grad}}\,(T)$$

$\vec{\varphi}^{\text{rad}}$ la densité de flux radiative avec,

$$\operatorname{div}\left(\vec{\varphi}^{\text{rad}}\right) = \int_{\nu} \kappa_{a\nu} \left[4\pi I_{b\nu}\,(T) - \int_{\Omega=4\pi} I_{\nu}(s, \hat{\Omega}) \mathrm{d}\Omega\right] \mathrm{d}\,\nu$$

TRANSFERTS DE CHALEUR DANS L'INCENDIE (II)

Anthony COLLIN / Rabah MEHADDI
anthony.collin@univ-lorraine.fr

LEMTA/Polytech Nancy - Université de Lorraine

ESIA 2022, La Londe les Maures, 30 mai 2022