

Introduction de quelques notions sur les transferts thermiques

par Jean-Claude PONCIN
Lycée Montesquieu - 72000 Le Mans
et Jean TAINÉ
École Centrale - 75000 Paris

L'objectif poursuivi dans les programmes de thermodynamique MP n'est pas de transférer en classes préparatoires des pans de programmes enseignés dans les écoles, mais de conforter la maîtrise des bilans (premier principe) par les élèves. Pour écrire un bilan thermique simple, un élève doit avoir assimilé, à un niveau élémentaire, les notions de flux radiatif, conductif, conductif couplé au phénomène de convection (modèle du coefficient de transfert thermique) en différenciant bien cette dernière notion du flux convectif, dont l'usage pratique est sans ambiguïté hors programme. En effet, les bilans thermiques ne sont appliqués, dans le programme MP, qu'à des systèmes fermés (tels qu'aucun flux macroscopique de masse n'apparaisse en aucun point des frontières de ces systèmes). Dans ces conditions, n'interviennent aux frontières d'un système que des flux conductifs et radiatifs mais jamais de flux convectif.

Ce bref article met l'accent sur quelques points nouvellement introduits dans le programme, dans l'esprit qui a animé les divers groupes qui ont rédigé ces programmes.

1. NOTION DE CONVECTION

1.1. Définition et généralités

Le mot convection tire son origine des mots latins cum (avec) et vectus (transporté).

Le **transfert convectif** est le transport d'une quantité physique, **lié à un transfert macroscopique de masse** au sein du système. Le point important différenciant ce mode de transfert du transfert conductif est donc le transport macroscopique de matière. Comme le transfert

convectif est lié à un mouvement, il est **défini par rapport à un référentiel** donné et de ce fait dépend du choix de ce référentiel.

Si on considère, par exemple, la **charge électrique massique** ρ_m , le transfert convectif associé est caractérisé par un **flux convectif : l'intensité** du courant de convection (expérience de Rowland). A **l'enthalpie massique** h_m est associé, de façon analogue, le **flux convectif thermique**. On peut définir, de la même façon, des flux convectifs associés au nombre de particules d'une espèce donnée par unité de masse ou à l'énergie cinétique massique d'un fluide.

1.2. Expression du flux convectif

Soit un écoulement (figure 1), caractérisé par une vitesse macroscopique \vec{v} , par rapport au référentiel (R). On va s'intéresser à différents flux traversant la surface $d\Sigma$ entourant le point M, surface immobile dans (R).

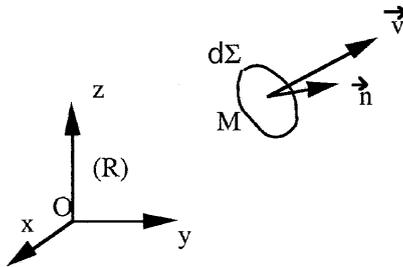


Figure 1

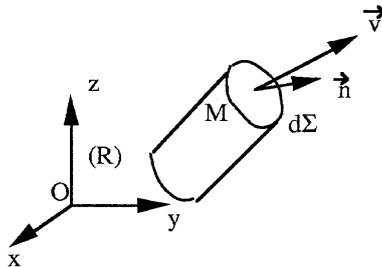


Figure 2

1.2.1. Flux de masse

La masse traversant $d\Sigma$ par unité de temps se trouve à l'intérieur du cylindre dessiné (figure 2) et de volume :

$$dV = \vec{v} d\Sigma \vec{n}$$

Si ρ désigne la masse volumique locale du fluide, on introduit le débit de masse dD à travers $d\Sigma$ par :

$$dD = \rho dV = \rho \vec{v} d\Sigma \vec{n}$$

D désigne le débit de masse : $D = \frac{dm}{dt}$ et on note dD le flux élémentaire (le caractère différentiel de cette grandeur provient du caractère différentiel de $d\Sigma$).

1.2.2. Flux de charge électrique

Un flux de charge électrique peut éventuellement être associé au flux de masse précédent : c'est l'intensité dI du courant de convection :

$$dI = \rho_m \rho \vec{v} d\Sigma \vec{n}$$

On remarque que l'intensité $I = \frac{dq}{dt}$ est analogue au débit de masse $D = \frac{dm}{dt}$. Dans l'expression de l'intensité, $\rho_m \rho$ désigne la charge volumique. Si on note $\vec{j} = \rho_m \rho \vec{v}$, vecteur densité de courant, on obtient classiquement :

$$dI = \vec{j} d\Sigma \vec{n}$$

1.2.3. Flux convectif thermique

Si h_m désigne l'enthalpie massique du fluide convecté, rapportée à une origine arbitraire, le flux convectif à travers la surface $d\Sigma$ (exprimé en W) s'écrit :

$$d\Phi^{cv} = h_m \rho \vec{v} d\Sigma \vec{n}$$

On peut associer à ce flux, comme on l'a fait pour le flux de charge électrique, un vecteur flux convectif :

$$\vec{q}_{cv} = h_m \rho \vec{v}$$

qui est l'analogie du vecteur densité de courant : $\vec{j} = \rho_m \rho \vec{v}$.

Remarques (hors programme en MP) :

- on notera que la distinction entre u_m , énergie interne massique, et h_m , enthalpie massique, est académique pour un solide ou un liquide. Par contre, **la grandeur à prendre en compte** pour un gaz dilatable, même incompressible, donc ne subissant pas des transformations isovolumes, est h_m et non u_m ;
- aux paragraphes 1.2.2. et 1.2.3. on a considéré le transfert convectif de grandeurs **massiques** ρ_m et h_m ; en effet, dans un écoulement anisotherme la masse d'un élément de matière se conserve, ce qui n'est pas le cas de son volume ;
- il serait incorrect de considérer que le **flux convectif thermique** est un flux de chaleur (notion qui ne peut être définie de façon directe dans le cadre de la thermodynamique classique), c'est en fait un **flux d'enthalpie** ;
- on notera que le flux convectif est une notion totalement distincte du flux conductif pariétal intervenant au sein d'un gaz en écoulement et exprimé par la relation phénoménologique $h(T_p - T_0)$ (voir paragraphe 2), bien que ce dernier soit communément appelé, dans le jargon des ingénieurs, flux convectif !

2. INTRODUCTION PHYSIQUE DU COEFFICIENT DE TRANSFERT h

Le coefficient de transfert h (coefficient de transfert thermique, souvent appelé coefficient de transfert convectif ou coefficient de transfert thermique de surface) apparaît dans l'expression phénoménologique d'un flux conductif pariétal intervenant au sein d'un fluide en mouvement. Cette expression du flux conductif est nécessaire dans l'écriture de la condition à la limite thermique d'un système, baigné par un fluide et limité par cette paroi, si on s'intéresse au bilan de système. Nous envisagerons successivement dans ce paragraphe le principe d'un calcul exact (hors programme) du flux conductif considéré, puis introduirons le modèle du coefficient de transfert à partir d'un exemple simple, avant de procéder à une généralisation de cette approche.

2.1. Principe d'une approche exacte

Nous considérons un régime stationnaire dans des conditions où les flux radiatifs peuvent être négligés. En un point O de l'interface entre un solide et un fluide en mouvement (figure 3), on traduit :

- la *continuité de la température*,
- et la *continuité du flux d'énergie*, de nature conductive tant au sein du solide, de conductivité λ_S , que du fluide, de conductivité λ_F :

$$-\lambda_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial x} \right)_{x=0} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=0}$$

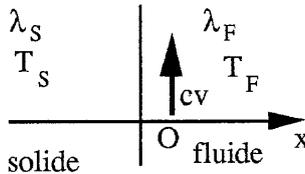


Figure 3

Toutefois, la difficulté est d'exprimer concrètement le flux conductif à la paroi au sein du fluide :

$$-\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=0}$$

En effet le champ de température $T_F(x, y, z)$ est étroitement couplé au champ de vitesse $\vec{v}(x, y, z)$ au sein du fluide. Le **flux d'énergie** échangée à la paroi est **de nature conductive** mais est **étroitement couplé au phénomène de convection** au sein du fluide, lequel est parallèle à la paroi au voisinage de celle-ci. De ce fait, ce flux est parfois appelé flux conducto-convectif. Le point important concernant ce flux d'énergie est donc qu'il résulte d'un **couplage** entre le phénomène de **conduction** qui est **transverse**¹ et le phénomène de **convection** qui est **longitudinal**, c'est-à-dire parallèle à l'écoulement.

1. Il existe aussi un phénomène de conduction longitudinal, mais il est négligeable dans la mesure où le gradient longitudinal de température est, du fait de la convection, négligeable devant le gradient transverse.

La solution exhaustive de ce problème, généralement numérique, consiste à résoudre de façon couplée, avec les conditions aux limites mécaniques et thermiques associées, les équations de conservation de la masse et de bilan de quantité de mouvement (principe fondamental) et d'énergie (premier principe généralisé en formulation enthalpique), écrites dans le cas d'un fluide déformable et souvent dilatable (gaz). Cette approche est de niveau Bac + 4 ou 5 (voir par exemple [1] et [2]), donc exclue en classe préparatoire.

En pratique le modèle phénoménologique du coefficient de transfert, introduit dans le paragraphe suivant, est généralement suffisant.

2.2. Introduction du coefficient de transfert à partir d'un exemple

Considérons comme *cas de référence* (figure 4) un fluide, de conductivité thermique supposée constante λ_F , fictivement au repos² entre deux plaques, parallèles, indéfinies et maintenues à des températures constantes T_1 et T_2 . Le profil de température au sein du fluide est alors linéaire et le flux échangé tant à la paroi 1 qu'à la paroi 2 a pour expression :

$$\begin{aligned}\varphi_1^{\text{cd}} &= -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=-L} = \lambda_F \left(\frac{T_1 - T_2}{2L} \right) \\ &= \varphi_2^{\text{cd}} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=L}\end{aligned}$$

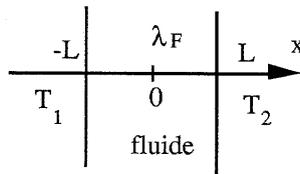


Figure 4

Considérons maintenant, à *titre d'exemple*, le cas essentiel dans les applications d'un écoulement turbulent entre les deux plaques précédentes. Par suite du brassage du fluide par les tourbillons au cœur de

2. En fait, compte-tenu des conditions aux limites imposées à ce système, des mouvements de convection naturelle se développent au sein du fluide.

l'écoulement, on constate que la température moyennée sur un intervalle de temps grand devant les périodes caractéristiques des tourbillons est quasiment uniforme au cœur de l'écoulement et que cette zone uniforme s'étend d'autant plus près des parois que l'écoulement est plus turbulent. De plus, la vitesse du fluide est quasiment nulle au voisinage immédiat des parois, du fait de la viscosité de ce fluide : le transfert est alors purement conductif dans la couche immédiatement voisine de la paroi. Une image assez réaliste du champ de température moyenne est donnée sur la figure 5 : le champ de température ne varie en fait que dans des couches de faible épaisseur η et η' (une fraction de millimètre), au voisinage des parois. On peut alors écrire avec ce modèle simple :

$$\varphi_1^{cd} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=-L} = \lambda_F \left(\frac{T_1 - T_c}{\eta} \right)$$

$$\varphi_2^{cd} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{x=L} = \lambda_F \left(\frac{T_c - T_2}{\eta'} \right)$$

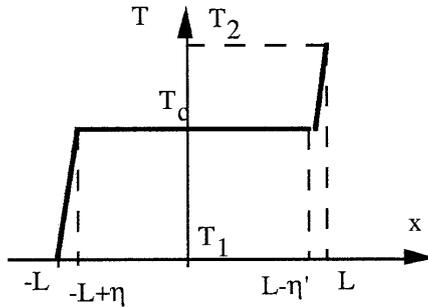


Figure 5

ce qui fait apparaître les quantités h et h' égales à λ_F/η et λ_F/η' respectivement, exprimées en $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et appelées coefficients de transfert thermique. Dans l'expression de h , λ caractérise le phénomène de conduction, tandis que η caractérise la convection (plus précisément la couche limite convective).

On obtient alors les expressions phénoménologiques suivantes :

$$\varphi_1^{cd} = h (T_1 - T_c) \quad \varphi_2^{cd} = h' (T_c - T_2)$$

En fait, à partir d'un modèle réaliste de turbulence et de l'approche esquissée dans le paragraphe 2.1, les quantités η et η' sont calculables directement (voir [2], par exemple). On peut tirer du modèle simple considéré ici les informations suivantes :

– h prend une valeur d'autant plus élevée que la conductivité thermique du fluide est élevée : on obtiendra de meilleurs transferts avec de l'eau liquide (λ de l'ordre du $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) qu'avec des gaz ($\lambda = \text{qq } 10^{-2} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) ; de ce point de vue un fluide caloporteur plus performant encore est constitué par un métal liquide, par exemple le sodium utilisé dans les réacteurs à neutrons rapides dont la technologie est beaucoup plus sophistiquée que celle des réacteurs classiques à eau pressurisée. *Autre expérience commune : mieux vaut refroidir un biberon dans l'eau que dans l'air !*

– si on compare les flux transférés en présence et en l'absence de convection, c'est-à-dire les résultats des deux modèles précédents, il apparaît que le gain en flux transféré à la paroi est de l'ordre de L/η , quantité qui prend des valeurs extrêmement élevées, en particulier dans le cas d'un écoulement turbulent, d'autant plus élevées que la vitesse du fluide est plus élevée. *Expérience commune : mieux vaut refroidir un biberon en l'agitant qu'en le posant sur une table !*

2.3. Généralisation

Le modèle du coefficient de transfert se généralise à tous les types de convection (forcée, naturelle, mixte) en régime laminaire ou turbulent, ce qui peut se justifier. Le calcul du coefficient de transfert, qui en théorie dépend du point de la surface considéré, est évidemment hors programme.

En pratique on ne considérera que des coefficients de transfert h uniformes et connus, associés à une température caractéristique du fluide T_c et une température de paroi T_p . L'expression particulière du flux conductif à prendre en compte dans un bilan est alors :

$$\varphi^{\text{cd}} = h (T_p - T_c)$$

Ce flux est couplé au phénomène de convection dans le fluide et

se substitue à $-\lambda_F \left(\frac{\partial T_F}{\partial x} \right)_{\text{paroi}}$.

Remarques :

- le signe figurant dans l'expression de ϕ^{cd} devant h dépend en fait du choix de l'axe Ox ;
- les ordres de grandeur des valeurs du coefficient de transfert h dépendent du type de convection considérée (naturelle ou forcée) et du régime d'écoulement (voir tableau).

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

Tableau : Ordres de grandeur du coefficient de transfert convectif.

3. NOTIONS ÉLÉMENTAIRES DE RAYONNEMENT THERMIQUE

3.1. Milieux transparents et opaques

On se limite à la propagation rectiligne de rayonnement dans un milieu d'indice égal à 1 (vide ou, en première approximation, gaz **hors des bandes d'absorption**, le programme limite la propagation du rayonnement à un milieu non absorbant). En pratique, on considère pour caractériser un rayonnement la longueur d'onde dans le vide λ_0 .

Le milieu de propagation est **transparent**, c'est-à-dire que tout **rayonnement incident se propage sans atténuation**, quelles que soient sa longueur d'onde et sa direction.

On se limite au cas de matériaux **opaques**, c'est-à-dire tels que **tout rayonnement incident (i) sur le matériau soit ou réfléchi ou absorbé**, et que l'absorption se produit sur une épaisseur η faible par rapport à une dimension d caractéristique du système : le phénomène d'absorption peut, dans ce cas, être considéré, en pratique, comme un phénomène superficiel (situation à rapprocher de la distribution des champs à la surface d'un conducteur).

3.2. Notions qualitatives d'absorption, de réflexion ou d'émission de rayonnement

Le **phénomène de réflexion (r)** ne se traduit par aucun échange macroscopique d'énergie entre le champ de rayonnement et le corps opaque. On notera que pour des matériaux réels (hormis des plaques de verre, peut-être) la réflexion ne suit pas les lois de Descartes : en effet, l'état de surface des matériaux est très loin d'être lisse à l'échelle de la longueur d'onde des rayonnements considérés (qq μm).

Le **phénomène d'absorption (a)** est une conversion d'énergie du champ de rayonnement (photons de fréquence $h\nu$) en énergie du système matériel (énergie de vibration d'un réseau cristallin sous forme de quanta appelés phonons ou énergie de vibration-rotation d'un liquide et énergie des électrons). L'énergie macroscopique ainsi apparue au sein du système matériel est soit diffusée par conduction thermique, soit convectée, si le système est hors d'équilibre.

Inversement, si un matériau est susceptible d'absorber du rayonnement, il est susceptible d'en émettre sur les mêmes plages de longueurs d'onde.

Le **phénomène d'émission (e)** est donc une conversion d'énergie du système matériel en énergie du champ de rayonnement. L'énergie macroscopique qui a ainsi disparu du système matériel se propage par rayonnement à travers le milieu transparent qui baigne le corps opaque (avant d'être absorbée par une autre paroi, opaque par exemple).

La situation envisagée est résumée sur la figure 6 sur laquelle on constate que le **rayonnement partant** d'une surface opaque (**p**) se compose d'un rayonnement réfléchi et d'un rayonnement émis.

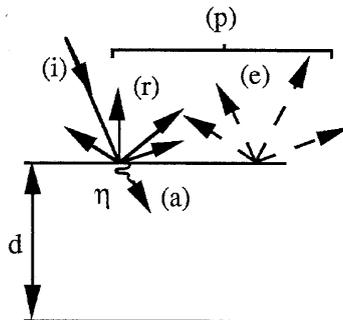


Figure 6

3.3. Flux hémisphériques et flux radiatif

A chaque type de rayonnement, on associe, en un point M, un **flux hémisphérique surfacique** à travers un élément de surface quelconque orienté par une normale \vec{n} . Ce flux, arithmétique par définition, est noté φ^k ($k = i$: incident, $k = r$: réfléchi, $k = a$: absorbé, $k = p$: partant et $k = e$: émis) et représente la puissance par unité de surface de l'élément dS transportée sur l'ensemble du spectre de longueurs d'onde et l'ensemble des directions de même orientation que la normale. Pour les rayonnements incident et absorbé sur un corps opaque, la normale à la paroi sera orientée vers l'intérieur de ce corps, pour les rayonnements réfléchi, partant et émis, la normale sera orientée vers l'extérieur. Les relations de conservation de l'énergie du champ de rayonnement conduisent à :

$$\varphi^i = \varphi^r + \varphi^a \quad \text{et} \quad \varphi^p = \varphi^r + \varphi^e$$

Dès lors que le sens d'un axe Ox a été choisi, ici vers l'extérieur du corps opaque, le **flux radiatif surfacique** à la paroi du corps opaque est, de façon évidente, donné par la **relation algébrique** :

$$\varphi^R = \varphi^p - \varphi^i = \varphi^e - \varphi^a$$

Les conventions de signe adoptées pour ce flux sont les mêmes que pour le flux conductif.

Si on s'intéresse à des flux surfaciques hémisphériques incident, absorbé, réfléchi, partant ou émis, relatifs à un intervalle spectral arbitrairement petit $[\lambda, \lambda + d\lambda]$, appelés **flux hémisphériques monochromatiques**, et notés $d\varphi_\lambda^k$, on peut écrire avec des notations évidentes :

$$d\varphi_\lambda^p = d\varphi_\lambda^r + d\varphi_\lambda^e \quad \text{et} \quad d\varphi_\lambda^i = d\varphi_\lambda^r + d\varphi_\lambda^a$$

et introduire le flux radiatif monochromatique surfacique :

$$d\varphi_\lambda^R = d\varphi_\lambda^p - d\varphi_\lambda^i = d\varphi_\lambda^e - d\varphi_\lambda^a$$

Remarque : Le flux radiatif correspond à une intégration sur toutes les directions de l'espace (sur un angle solide de 4π) alors que les flux correspondent à une intégration sur toutes les directions du demi-espace (correspondant à un angle solide de 2π).

3.4. Rayonnement d'équilibre

L'équilibre thermodynamique parfait d'un système, caractérisé par la seule donnée de la température thermodynamique T (en K), requiert l'équilibre du système matériel, l'équilibre du champ de rayonnement et l'équilibre mutuel du système matériel et du champ de rayonnement. Nous introduisons le rayonnement d'équilibre à partir d'une formulation particulière de la loi de Planck, adaptée aux objectifs de programme MP.

3.4.1. Loi de Planck (rayonnement d'équilibre)

La loi de Planck se démontre à partir de principes très généraux de physique statistique (totalement hors programme). **Cette démonstration ne repose que sur la notion d'équilibre thermique du système**, caractérisée par l'uniformité de la température thermodynamique T dans le système (ou de la température statistique $\beta = 1/kT$) et s'applique en fait dès que le milieu est en équilibre radiatif. Compte tenu des limitations strictes (et nécessaires) du programme MP, la formulation considérée ici est une formulation en flux hémisphérique, qui évite le recours à la notion directionnelle de luminance. La plupart des auteurs appelle classiquement la loi de Planck, loi du corps noir, ce qui dans les applications concrètes de transfert thermique pose un problème. Le principe de réalisation pratique d'un «**corps noir**» de laboratoire sera discuté ultérieurement et nous conduira directement à la notion d'équilibre ! Mieux vaut, de notre point de vue, ne pas suivre la tradition et s'appuyer sur une notion physique fondamentale : **l'équilibre**. Nous adopterons la formulation suivante :

Au sein d'un milieu d'indice unité à l'équilibre à la température T, le flux hémisphérique monochromatique surfacique incident sur un élément de surface quelconque autour d'un point de M ou le flux hémisphérique surfacique partant de cet élément vérifie la relation :

$$d\phi_{\lambda}^o = 2 \pi h c_0^2 \lambda_0^{-5} / \left[\exp (h c_0/k \lambda_0 T) - 1 \right] d\lambda$$

Le rayonnement d'équilibre est en tout point du milieu isotrope et uniforme.

L'expression précédente ne dépend, d'une part, que des constantes universelles de Planck h (= 6,626 10⁻³⁴ J.s), de Boltzmann k (= 1,380510⁻²³ J.K⁻¹) et de la célérité du rayonnement dans le vide

c_0 ($= 2,99776 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$) et, d'autre part, que de la température thermodynamique T et de la longueur d'onde.

On remarquera immédiatement que le flux radiatif monochromatique surfacique $d\phi_\lambda^R(M)$, en M , à travers un élément de surface quelconque, égal à la différence des flux correspondants incident sur cet élément et partant de cet élément, est évidemment nul à l'équilibre ; on retrouve évidemment qu'à l'équilibre radiatif le flux radiatif total, obtenu par intégration sur tout le spectre, est nul en tout point.

3.4.2. Loi du déplacement de Wien (1880)

Une étude élémentaire de la fonction $d\phi_\lambda^0/d\lambda$ montre que celle-ci passe par un maximum pour une longueur d'onde λ_m , ne dépendant que de la température T (en K), par la relation approchée :

$$\lambda_m T = 2897,8 \text{ } \mu\text{m.K}$$

valeur arrondie à 3000 $\mu\text{m.K}$, en pratique.

Ceci est la loi de déplacement de Wien. D'où le tracé de $\frac{d\phi_\lambda^0}{d\lambda}$ en fonction de λ , à T donnée.

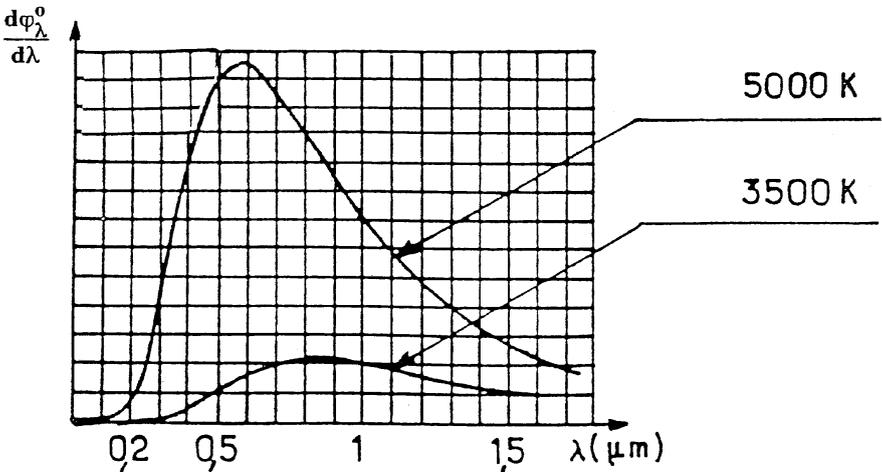


Figure 7

3.4.3. Loi de Stefan

L'expression des flux surfaciques incident et partant totaux, à l'équilibre, est obtenue par intégration de l'expression $d\phi_\lambda^0$ sur tout le spectre de longueurs d'onde :

$$\phi^{i0} = \phi^{p0} = \sigma T^4 \quad \text{avec} \quad \sigma = (2 \pi^5 / 15) k^4 / (c_0^2 h^3)$$

où σ désigne la **constante de Stefan**, qui vaut $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$. Le flux surfacique incident total d'équilibre est représenté par l'aire sous la courbe représentant la fonction $d\phi_\lambda^0/d\lambda$.

3.4.4. Étendue spectrale d'une source à l'équilibre

Une remarque fondamentale en pratique est que les contributions des domaines spectraux $\lambda < \lambda_m/2$ et $\lambda > 8 \lambda_m$ ne représentent chacune que 1 % de l'aire totale. En d'autres termes, **au domaine spectral** $[\lambda_m/2 (T), 8 \lambda_m (T)]$ **correspond 98 % du flux surfacique incident total d'équilibre** : ce domaine est l'étendue spectrale pratique de la source.

Exemples :

- milieu à l'équilibre à $T = 300 \text{ K}$: $\lambda_m (300 \text{ K}) = 10 \mu\text{m}$; étendue spectrale : [5 à 80 μm] ;
- milieu à l'équilibre à $T = 1500 \text{ K}$: $\lambda_m (1500 \text{ K}) = 2 \mu\text{m}$; étendue spectrale : [1 à 16 μm] ;
- milieu à l'équilibre à $T = 5700 \text{ K}$: $\lambda_m (5700 \text{ K}) = 0,53 \mu\text{m}$; étendue spectrale : [0,26 à 4,2 μm].

Il se trouve que, très fortuitement, la composition spectrale du rayonnement solaire au-dessus de l'atmosphère est très proche de celle du rayonnement d'équilibre à 5700 K ! Dans ces conditions, le dernier exemple cité est relatif à la composition spectrale du rayonnement solaire arrivant sur la terre. Les étoiles les plus chaudes émettent un rayonnement visible dans le bleu alors que les moins chaudes émettent dans le rouge. De même, la température 2,72 K associée au rayonnement cosmique fossile correspond à un rayonnement caractérisé par $\lambda_m (2,72 \text{ K}) \approx 1 \text{ mm}$.

3.5. Propriétés d'un matériau très particulier : un corps noir

Sauf spécification contraire, **nous ne considérons plus dans ce qui suit une situation d'équilibre.**

3.5.1. Définition d'un corps noir

Un **corps noir** est un corps opaque qui absorbe tout rayonnement incident, quelles que soient la direction et la longueur d'onde considérées :

$$\varphi^{aCN} = \varphi^i$$

Historiquement un tel matériau était constitué en pratique par un *dépôt de noir de fumée*, assimilable dans le domaine visible à un corps noir, d'où l'appellation de cette notion, (qui, notons le est pédagogiquement ambiguë : le terme **absorbeur intégral** serait préférable).

3.5.2. Conséquence : flux émis par un corps noir isotherme

Une conséquence immédiate de la définition d'un corps noir est, **dans le cas particulier d'une situation d'équilibre de l'ensemble du système contenant le corps noir :**

$$\varphi^{RCN} = 0, \quad \text{soit : } \varphi^{eCN} = \varphi^{aCN} = \varphi^{io} = \sigma T^4$$

Comme le flux hémisphérique total incident à l'équilibre est égal au flux partant à l'équilibre, **le flux hémisphérique total émis par un corps noir à l'équilibre à la température T est égal au flux partant d'un corps opaque à l'équilibre à la température T.**

La relation précédente, établie à l'équilibre, est immédiatement **généralisée au cas d'un corps noir localement isotherme à la température T, mais en déséquilibre avec son environnement**, c'est-à-dire, par exemple, échangeant de l'énergie avec d'autres corps opaques caractérisés par des températures différentes à travers un milieu transparent d'indice 1. En effet, postuler l'isothermie locale du corps noir à la température T revient à considérer que le système matériel (les couches superficielles du matériau qui suffisent à le rendre opaque) est localement infiniment voisin d'un état d'équilibre tangent, état qu'on qualifie d'équilibre thermodynamique local (ETL). Or c'est le seul état physique interne du système (état de l'ensemble des phonons, des molécules et des électrons) qui est responsable du phénomène élémentaire d'émission spontanée qui seul conduit au flux émis. L'émission spontanée est, en effet, indépendante du champ de rayonnement excitateur (contrairement à l'émission induite et à l'ab-

sorption) : dans ces conditions, le flux surfacique émis par un élément de corps opaque de température locale T est le même hors d'équilibre (quand il reçoit un rayonnement incident en déséquilibre avec lui-même). La relation précédente se généralise donc hors d'équilibre, pour un élément de corps noir à l'ETL, à la température T :

$$\varphi^e \text{ CN} = \sigma T^4$$

3.5.3. Rayonnement solaire et rayonnement terrestre

Il n'existe aucun corps qui réponde sur tout le spectre de longueurs d'onde à la définition du corps noir. On trouve des corps qui s'approchent plus ou moins du corps noir dans une plage de longueurs d'onde, correspondant à l'étendue spectrale d'une source à une température donnée. Un bon exemple de corps noir dans l'infrarouge (au-delà de $3 \mu\text{m}$) est fourni par le plâtre blanc ! A quelques pour-cent près, il absorbe tout rayonnement thermique d'une source à température ambiante (domaine 5 à $80 \mu\text{m}$) : il n'en va pas de même pour le rayonnement solaire ! Le verre à vitre a des propriétés également voisine de celles d'un corps noir pour une source à 300 K , mais celle d'un corps quasiment transparent pour le rayonnement solaire !

On aura ici remarqué que les étendues spectrales des rayonnements solaires et d'origine terrestre sont disjointes ; il est tout à fait possible en restant dans le cadre du programme d'utiliser cette propriété sur divers matériaux, corps noirs ou transparents, suivant le domaine spectral considéré, et de construire une assez grande variété de problèmes.

3.5.4. Calcul du flux radiatif à la paroi d'un corps noir dans deux cas d'intérêt pratique

– Flux radiatif à la paroi d'un corps noir de température T , recevant un flux incident connu φ^i :

$$\varphi^R = \varphi^e - \varphi^a = \sigma T^4 - \varphi^i$$

Notons, à titre d'exemple, que ce flux incident peut être un flux solaire (environ 1400 W.m^{-2} au-dessus de l'atmosphère, 200 à 500 W.m^{-2} en moyenne journalière au sol) ; dans ce type de problème, ne pas oublier le flux émis par l'atmosphère incident sur le sol (environ $0,8 \sigma T_a^4$, si T_a est la température caractéristique de l'atmosphère, le

facteur 0,8 est dû à la présence d'une fenêtre de transparence de l'atmosphère, grossièrement entre 9 et 12 μm), etc.

– **Flux radiatif à la paroi d'un corps noir convexe isotherme (de température T), de petite dimension, dans une enceinte quelconque fermée et isotherme, de température T_e :**

$$\varphi^R = \varphi^e - \varphi^a = \sigma T^4 - \sigma T_e^4$$

On est ramené au problème précédent. Le flux incident a une expression très simple dans ce cas : en l'absence du corps noir, **il existe partout un rayonnement d'équilibre à la température T_e** . Le corps noir perturbe très faiblement ce rayonnement d'équilibre par le rayonnement qu'il émet et celui qu'il absorbe (à cause de sa faible dimension). D'autre part, comme le corps noir est convexe, il ne reçoit que le rayonnement extérieur. Dans ces conditions, le flux surfacique hémisphérique incident sur le corps noir est σT_e^4 . Ce cas correspond au cas classique d'un objet placé dans une pièce à l'équilibre au loin à une température T_e . On remarquera qu'il n'est absolument pas nécessaire de supposer que les parois de la pièce sont des corps noirs pour obtenir le résultat précédent : si la galerie des glaces à Versailles, fenêtres fermées, est supposée isotherme, le rayonnement incident sur tout objet interne à la galerie est un rayonnement d'équilibre ; si cet objet est un corps noir (un morceau de plâtre, en excellente approximation) l'expression précédente s'applique à lui.

3.5.5. Principe de réalisation d'un « corps noir » de laboratoire

Il est essentiel de disposer d'étalons de flux radiatifs pour des applications métrologiques. L'idée la plus simple consiste à trouver un matériau réel qui soit avec une précision donnée un absorbeur intégral (quelle que soit la direction et la fréquence d'un rayonnement incident) et à le maintenir, au moins localement, à température uniforme T. Hélas, ce matériau providentiel n'existe pas, tout au moins correspondant à la précision métrologique souhaitée.

Une idée détournée consiste à percer un orifice de surface dS , arbitrairement petit, à travers la paroi d'une enceinte. Un rayonnement pénétrant cet orifice avec une incidence quelconque n'a aucune chance d'en sortir : c'est donc un absorbeur intégral ! (Le même raisonnement s'applique on le notera aux espaces intersidéraux). Mais il est indispen-

sable pour que le rayonnement issu de l'orifice soit celui d'un corps noir isotherme que :

- l'enceinte soit rigoureusement isotherme,
- que le rayonnement incident par l'orifice ne perturbe pas le rayonnement dans l'enceinte.

En clair il faut et il suffit de réaliser un four strictement isotherme ou à l'équilibre, ce qui n'est pas technologiquement aisé (les fours à caloducs sont une bonne solution). **Réaliser un «corps noir» de laboratoire revient à construire un système à l'équilibre thermique, dans lequel règne un rayonnement d'équilibre** et dont les pertes par «émission» (sortie par l'orifice) et les gains par «absorption» (entrée par l'orifice) ne perturbent pas le champ de rayonnement ; ce qu'il fallait démontrer !

3.6. Équilibre radiatif et déséquilibre thermique (exercice)

L'énoncé de l'exercice suivant est destiné à montrer qu'un équilibre radiatif peut coexister avec un important déséquilibre thermique. Une grande variété de problèmes, de natures très différentes, qui reposent concrètement sur la notion de rayonnement d'équilibre peuvent être construits.

Considérons un thermocouple, de diamètre d égal à 1 mm, destiné à mesurer la température locale d'un fluide transparent en écoulement turbulent dans une conduite métallique de diamètre D égal à 0,2 m. La paroi de la conduite, opaque et partiellement réfléchissante, est, dans la zone du thermocouple, à température uniforme T_p égale à 200°C. La température moyenne du fluide varie de T_p , à la paroi, à T_c égale à 800 K dans tout le cœur de l'écoulement, où est placé le thermocouple. Le coefficient de transfert thermique h à la paroi du thermocouple vaut $100 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Le thermocouple est un corps noir (le programme l'impose !). Quelle température T_{th} indique-t-il ? Conclure.

Éléments de réponse

Le gaz est transparent, donc le thermocouple n'échange de flux radiatif qu'avec la paroi localement isotherme de la conduite. En d'autres termes, le rayonnement incident sur le thermocouple n'est pas influencé par le champ de température dans le gaz : on retrouve les hypothèses du paragraphe 3.5.4., deuxième alinéa. C'est un rayonnement d'équilibre à la température de la paroi de la conduite !

En régime stationnaire, le flux total d'énergie à travers l'ensemble de la paroi du thermocouple est nul. Si on néglige les échanges par conduction à travers la section droite terminale du thermocouple avec la pièce qui le supporte, et si on considère uniformes les distributions des flux conductif et radiatif sur la surface latérale du thermocouple, il vient :

$$h(T_c - T_{th}) + \varphi^a - \varphi^e = 0$$

$$\varphi^a = \varphi^i = \sigma T_p^4$$

$$\varphi^e = \sigma T_{th}^4$$

Du bilan élémentaire, il sort : $T_{th} = 696 \text{ K}$!

Il est clair qu'il convient de protéger le thermocouple des effets radiatifs dus à la paroi ; cela se fait généralement en disposant un écran autour du thermocouple, écran dont la température va s'approcher de celle du gaz. L'effet par voie radiative de l'écran sur le thermocouple sera bien moindre que l'effet correspondant de la conduite, mais l'écran perturbe aussi par sa présence l'écoulement et le champ de température du gaz !

4. CONDITIONS AUX LIMITES À LA PAROI D'UN CORPS OPAQUE

On se limitera à deux cas classiques simples :

I - Un solide opaque, corps noir, de conductivités λ_S , en contact parfait en 0 avec un solide transparent de conductivité λ'_S (figure 8) :

$$-\lambda_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial x} \right)_{x=0} = -\lambda'_S \left(\frac{\partial T'_S}{\partial x} \right)_{x=0} + \varphi^R$$

avec

$$\varphi^R = \varphi^e - \varphi^i$$

soit :

$$\varphi^R = \sigma T_S^4(0) - \varphi^i$$

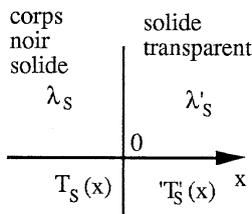


Figure 8

2 - Un solide opaque, corps noir, de conductivités λ_S , en contact en 0 avec un fluide transparent de température caractéristique, au loin, T_C (figure 9) ; le coefficient de transfert thermique à la paroi est h :

$$-\lambda_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial x} \right)_{x=0} = h (T_S(0) - T_C) + \varphi^R$$

avec $\varphi^R = \varphi^e - \varphi^i$

soit : $\varphi^R = \sigma T_S^4(0) - \varphi^i$

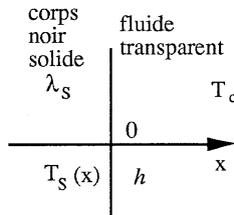


Figure 9

BIBLIOGRAPHIE

Les ouvrages cités ici ne représentent que quelques pistes : une bibliographie beaucoup plus complète peut être trouvée dans chacun d'eux. Ils s'adressent à des publics identifiés : aucun ouvrage ne correspond aux objectifs des classes préparatoires, qui ne sont pas, rappelons-le, de reprendre des parties de programmes enseignés dans les écoles. Les auteurs des ouvrages qui suivent ont été confrontés au difficile dilemme de terminologie suivant :

– *ou respecter le vocabulaire en usage dans le milieu technique des ingénieurs, de façon à rendre également l'ouvrage directement accessible à des praticiens, ce qui est un objectif impérieux de formation permanente,*

– *ou partir du point de vue du physicien et utiliser une terminologie cohérente avec l'ensemble des branches de la physique, avec l'idée à la fois naïve dans l'immédiat et peut-être fructueuse à terme de faire évoluer le vocabulaire des praticiens : c'est le choix qui a évidemment présidé à la rédaction du programme de classes préparatoires MP.*

Les différents auteurs ont apporté des solutions différentes à ce dilemme.

La terminologie utilisée dans le présent article est à la fois conforme à l'esprit et à la lettre du programme et identique à celle de la référence [2].

- [1] S. WHITAKER : «*Fundamental Principles of Heat Transfer*», Pergamon Press, (master), (1977).
- [2] J. TAINE et J.-P. PETIT : «*Transferts Thermiques*», Dunod (deuxième édition, janvier 1995), (École Centrale Paris ; cours de première et deuxième années : tronc commun généraliste).
- [3] J.-F. SACADURA (coordonnateur) : «*Initiation aux Transferts Thermiques*», CAST, (INSA de Lyon), (1976).
- [4] J. MARTINET : «*Éléments de Thermocinétique, Lavoisier*», (ENSMA de Poitiers), (1989).

REMERCIEMENTS

Les auteurs tiennent à remercier M. l'Inspecteur Général Hubert GIÉ pour ses suggestions et les améliorations qu'il a bien voulu apporter à cet article.