Convection laminaire et convection turbulente

Laminar and turbulent convection

PAR G. RIBAUD

MEMBRE DE L'INSTITUT,
PROFESSEUR HONORAIRE A LA SORBONNE

L'étude de la convection de la chaleur nécessite l'étude préalable des lois d'écoulement du fluide. Deux types d'écoulement sont à envisager dans chaque cas concret, un écoulement laminaire dans lequel les filets gazeux s'écoulent parallèlement sans se mélanger et un écoulement turbulent dans lequel, en chaque point, à la vitesse d'ensemble se superposent des fluctuations aléatoires de vitesse à l'échelle macroscopique.

Il est toujours possible d'écrire l'équation de transmission de la chaleur au sein du fluide, jusqu'à la paroi, chaque fois que la loi d'écoulement est connue. Mais, en fait, la résolution de cette équation n'est possible que dans des cas simples physiquement définis : convection le long d'un plan ou d'un obstacle profilé, convection dans un conduit circulaire en régime dynamique établi. L'auteur donne les formules simples relatives à ces cas concrets.

En revanche, chaque fois que le régime d'écoulement n'est pas établi, les lois de vitesse très compliquées interdisent toute résolution mathématique rigoureuse de l'équation de la chaleur. On en est alors réduit à des simplifications assez grossières fixant les ordres de grandeur des échanges thermiques.

Le problème des obstacles non profilés est également abordé; ici encore le calcul est inopérant, faute de connaître les lois du sillage en aval de l'obstacle; l'expérience permet toutefois d'obtenir le graphique universel fixant les échanges thermiques.

A study of heat convection requires a preliminary study of the fluids laws of flow. Two types of flow must be expected in each all actual examples; laminar flow in which the gas stream-lines flow parallel to each other without mixing, and turbulent flow at each point of which the random velocity fluctuations are superimposed at macroscopic scale upon the lump velocity.

The equation of heat transfer within the fluid up to the bounding walls can be written whenever the flow characteristics are known. But in actual fact this equation can only be solved in simple cases which are defined physically such as: convection in a plane or on a streamlined obstacle or convection in a circular pipe with an established dynamic state. The author gives simple formulae connected with these actual examples.

On the other hand, whenever flow is not established, very complicated velocity laws make impossible any rigorous solution of the heat transfer equation. Rather sweeping simplifications which give the orders of magnitude of the thermic exchanges, then have to be made. The problem of nonstreamlined obstacles is also touched upon; for his once again calculations are of little use since the wake laws below the obstacle are unknown. Nevertheless the universal graph showing heat exchanges can be drawn from experience.

MESDAMES, MESSIEURS,

La Société Hydrotechnique a bien voulu me demander de vous faire, en une demi-heure, un exposé sur le problème de la convection de la chaleur. Je dois avouer que le sujet est extrêmement vaste et qu'il me sera impossible de l'aborder complètement. Ce que je voudrais, par contre, c'est vous donner les bases théoriques essentielles nécessaires aux techniciens ayant à

aborder les problèmes de transmission de chaleur dans le domaine de la convection.

Je tiens d'abord à rappeler les grandeurs fondamentales dont j'aurai à me servir au cours de cet exposé.

Grandeurs dynamiques

En premier lieu, la convection étant liée intimement à l'écoulement du fluide, il est néces-

saire de définir d'abord les constantes dynamiques de ce fluide. En dehors de la vitesse u en chaque point, il y a lieu de considérer la masse spécifique ρ et la viscosité μ du fluide, le rapport μ/ρ (viscosité cinématique) s'exprime par la notation ν . Par ailleurs, la nature de l'écoulement (laminaire ou turbulent) sera régie par un nombre sans dimensions, appelé nombre de Reynolds, défini par la relation :

$$R = \frac{u l \rho}{\mu} = \frac{u l}{\nu}$$

dans laquelle la grandeur l est une longueur caractéristique (parcours le long d'un plan, diamètre d'un conduit ou d'un obstacle, par exemple).

Grandeurs thermiques

En ce qui concerne les grandeurs calorifiques relatives au fluide, il y a lieu de considérer, d'une part la conductibilité thermique λ , d'autre part la chaleur spécifique C .

Nous aurons en outre à considérer le nombre sans dimensions (nombre de Prandtl-Stanton) dont l'expression est :

$$\mathcal{P} = \frac{C \mu}{\lambda}$$

nombre qui associe les propriétés thermiques et dynamiques du fluide.

Coefficient de convection

Enfin, en ce qui concerne le transfert de chaleur entre le fluide et une surface donnée, nous utiliserons le coefficient de convection α défini comme étant le rapport entre la quantité de chaleur q gagnée ou perdue (par unité de temps, et par unité de surface), et l'écart de température entre fluide et surface.

Dans les théories de la convection on est amené à utiliser le nombre sans dimension $\mathcal{B} = \alpha l / \lambda$ (nombre de Biot-Nusselt dans lequel l est ici encore une longueur caractéristique choisie judicieusement dans chaque cas) ou encore l'autre nombre sans dimension $\mathcal{M} = \alpha / c \rho u_0$ (nombre de Margoulis).

Écoulement laminaire et turbulent

Dans un écoulement purement laminaire, les filets fluides ne se mélangent pas; les échanges de matière d'une couche à la couche voisine s'effectuent uniquement grâce à l'agitation moléculaire. Il en résulte, pour divers gaz, que le nom-

bre de Prandtl $C \mu / \lambda$ est voisin de l'unité. Pour les liquides non métalliques il peut aller de quelques unités (eau, alcools...) à quelques centaines d'unités pour les liquides visqueux (glycérine, huiles); quant aux liquides métalliques (mercure, métaux ou alliages fondus), leur nombre de Prandtl est de l'ordre de 0,1 à 0,01.

Dans un écoulement turbulent, les filets fluides ne conservent plus leur individualité mais se mélangent progressivement grâce à des tourbillons transportant des quantités macroscopiques de matière. Nous verrons plus loin dans quelles conditions s'amorce un tel écoulement turbulent.

Transfert de chaleur le long d'un plan en régime laminaire

Pour étudier ce problème, comme tous ceux qui suivront, il est indispensable de faire une étude préalable du phénomène d'écoulement. L'expérience montre que, lorsqu'un fluide s'écoule le long d'un plan Ox (fig. 1), il se forme

FIG. 1

le long de ce plan une couche limite OL dans laquelle la vitesse, nulle à la paroi, croît progressivement jusqu'à la valeur u_0 à la frontière de la couche limite.

La mise en équation du problème dynamique ne comporte aucune difficulté. En se limitant aux termes essentiels, si l'on considère le parallélépipède en hachures, on peut écrire que la perte de quantité de mouvement $\rho u (\partial u / \partial x)$ du fluide entre les plans x et $x + dx$, est égale à la résultante des forces de viscosité agissant sur les deux faces y et $y + dy$, résultante qui a pour valeur :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2},$$

de sorte que l'équation régissant l'écoulement s'écrit :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1)$$

La résolution de cette équation, effectuée avec le changement de variable $z = y/\sqrt{x}$, conduit aux résultats suivants. L'épaisseur de la couche limite δ est donnée par la relation :

$$\delta = 6 \sqrt{\frac{\nu x}{u_0}} \quad (2)$$

Quant à la distribution des vitesses dans l'épaisseur δ , elle peut, en première approximation, être représentée par la parabole AM d'équation :

$$\frac{u}{u_0} = \frac{2y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \quad (3)$$

Du point de vue thermique, prenons pour zéro la température du plan et appelons θ_0 la différence de température : fluide à l'infini-plan. Pour le parallélépipède en hachures, nous pouvons écrire que la quantité de chaleur entraînée par le fluide entre les plans x et $x + dx$ [$\rho C u (\partial T / \partial x)$] est égale à la quantité de chaleur $\partial / \partial y [\lambda (\partial T / \partial y)]$ accumulée entre y et $y + dy$ par la conduction thermique, d'où l'équation :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\lambda}{C \rho} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1 \text{ bis})$$

On remarque tout de suite la similitude entre les équations (1) et (1 bis); les coefficients de leurs seconds membres sont entre eux dans le rapport $(C \rho / \lambda) = \mathcal{P}$.

Pour les gaz dont le nombre de Prandtl est voisin de l'unité, il y a similitude des profils des températures et des vitesses, de sorte que la répartition des températures dans la couche limite peut s'écrire :

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \quad (3 \text{ bis})$$

et la quantité de chaleur q amenée à la paroi par unité de surface et unité de temps au point d'abscisse x , va s'exprimer par :

$$q = \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{2\lambda}{\delta} T_0$$

et le coefficient de convection α_x par :

$$\alpha_x = \frac{q}{T_0} = \frac{2\lambda}{\delta} = \frac{\lambda}{3} \sqrt{\frac{u_0}{\nu x}} \quad (4)$$

Le coefficient moyen entre 0 et x a la valeur double. Si le nombre de Prandtl n'est pas égal à l'unité, on démontre aisément que la couche limite « thermique », analogue à la couche dynamique, a une épaisseur Δ reliée à δ par la relation :

$$\Delta = \delta \mathcal{P}^{1/3}$$

de sorte que le coefficient de convection s'écrit, dans le cas général :

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{3} \sqrt{\frac{u_0}{\nu x}} \mathcal{P}^{1/3} \quad \beta_x = \frac{\alpha_x x}{\lambda} = \frac{1}{3} \mathcal{R}_{u_0 x}^{1/2} \mathcal{P}^{1/3} \quad (4 \text{ bis})$$

Les formules précédentes ne sont valables que si l'écoulement reste laminaire. Si le parcours l le long du plan est suffisant, il finit par s'amorcer un régime turbulent dont le schéma est donné par la figure 2. Nous reviendrons plus loin sur ce régime qui s'amorce pour une valeur de $u_0 l / \nu$ voisine de 5.10^5 .

FIG. 2

Convection laminaire dans un conduit circulaire

Ici encore, il est nécessaire de bien préciser les phénomènes d'écoulement avant d'aborder le problème de la convection. Si un fluide pénètre dans un conduit avec la vitesse uniforme u_0 , il s'amorce, dès l'entrée, une couche limite O'L (fig. 3) qui finit par remplir totalement le conduit.

FIG. 3

Le parcours $OA = l$ nécessaire pour l'établissement du régime est tel que $l/d = 0,06 \mathcal{R} u_0 d$, d représentant le diamètre du conduit. Pour un nombre de Reynolds égal à 1.000, la longueur l nécessaire est égale à 60 fois le diamètre du conduit.

La vitesse sur l'axe, égale à u_0 à l'entrée, croît jusqu'à devenir égale à $2u_0$; la surface des vitesses, en régime dynamique établi, est un paraboloïde APA' dont la méridienne s'exprime par :

$$\frac{u}{2u_0} = 1 - \frac{y^2}{r^2} \quad (5)$$

La valeur moyenne de la vitesse dans une section est évidemment égale à u_0 .

Le calcul de l'échange par convection entre fluide et paroi n'a pu être effectué qu'à partir du moment où le régime dynamique est établi; envisageant ce cas, nous allons supposer que la paroi, initialement à la même température que le fluide, est portée brusquement à une température T_0 inférieure à celle du fluide; il revient d'ailleurs au même de considérer la paroi à la température zéro et le fluide initialement à la température T_0 .

La mise en équation du problème thermique ne comporte ici encore aucune difficulté. Si l'on considère le tore en hachures de la figure 3, la quantité de chaleur enlevée par le fluide a pour valeur $C_p u (\partial T / \partial x)$, elle doit être égale à celle laissée par la conduction $\lambda (\partial / \partial y) [2 \pi y (\partial T / \partial y)]$. La résolution assez délicate de l'équation ainsi obtenue conduit aux résultats suivants (fig. 4).

FIG. 4.

Le fluide conserve, sur l'axe, sa température initiale pendant un parcours suffisant pour que la couche limite thermique emplisse toute la section du conduit. Ce parcours l' est tel que :

$$\frac{l'}{d} = 0,05 \mathcal{R} \mathcal{T}$$

La température moyenne T_m du fluide, au bout de ce parcours, atteint la valeur $0,4 T_0$; après un parcours double, la valeur $0,2 T_0$; quand le régime thermique est établi, le coefficient de convection, rapporté à la température moyenne du fluide, prend l'expression simple :

$$\alpha = 3,66 \frac{\lambda}{d} \quad \text{ou} \quad \mathcal{B} = \frac{\alpha d}{\lambda} = 3,66 \quad (6)$$

ce qui revient, en fait, à dire que la quantité de chaleur cédée à la paroi ne dépend pas du diamètre du conduit, mais uniquement de la température moyenne du fluide.

Dans la zone d'établissement du régime thermique, le coefficient de convection a une valeur plus élevée que celle donnée par la formule (6);

on trouvera ci-dessous le résultat du calcul rigoureux :

$x/d \mathcal{R} \mathcal{T}$	0,001	0,002	0,005	0,01	0,02	0,04	0,05	→
$\mathcal{B}$	10,6	8,4	6,2	4,9	4,2	3,8	3,66	→

Nous insistons à nouveau sur le fait que les résultats précédents ne sont valables que si le régime dynamique est établi; on ne possède aucune donnée sur le cas où les régimes dynamique et thermique s'établissent simultanément.

Il nous paraît utile d'ailleurs de revenir sur cette question. L'établissement du régime dynamique nécessite un parcours $l/d = 0,06 \mathcal{R}$; celui du régime thermique $l'/d = 0,05 \mathcal{R} \mathcal{T}$. Si l'on a affaire à un gaz, pour lequel $\mathcal{T}$ est voisin de 1, les régimes dynamique et thermique s'établissent après des parcours très voisins; il n'en est plus de même pour une huile dont le nombre de Prandtl peut dépasser 1.000; la longueur d'établissement du régime thermique est alors 1.000 fois plus grande que celle du régime dynamique. Pour un Reynolds égal à 200, le régime dynamique est établi au bout de 12 diamètres; le régime thermique nécessite 12.000 diamètres. Pratiquement, dans les réchauffeurs d'huile le régime thermique n'est jamais établi et l'adoption, pour α , de la formule (6) conduirait à des valeurs nettement trop faibles, comme l'indique le tableau précédent.

Écoulement turbulent dans un conduit

Si, dans un conduit, le nombre de Reynolds est supérieur à une valeur critique voisine de 2.000, l'écoulement cesse d'être laminaire. Comme dans le cas du plan, la couche limite laminaire qui s'amorce à l'entrée tend à devenir turbulente et, après un parcours suffisant, la zone turbulente gagne l'axe du conduit (fig. 5). Le parcours l né-

FIG. 5

cessaire à l'établissement du régime dynamique a pour expression :

$$\frac{l}{d} = 0,8 \mathcal{R}^{1/4}$$

Pour un Reynolds égal à 10.000, ce parcours est égal à 8 diamètres.

Nous n'envisagerons pour l'instant que la zone de régime dynamique établi. La courbe des vitesses dans une section droite a l'aspect donné par la figure 6. Au voisinage immédiat de la paroi, la vitesse varie linéairement dans la sous-couche laminaire; dans la couche suivante appelée zone de transition, la viscosité habituelle et la turbulence se superposent; enfin dans la zone centrale on a une turbulence pure pour laquelle la loi de vitesses peut s'écrire approximativement : $u/u_0 = (y/r)^{1/7}$.

Dans la zone turbulente, le calcul de la convection est extrêmement facile. Je vous en donne les éléments essentiels basés sur le raisonnement suivant. Dans un écoulement turbulent, en un point nous avons une certaine vitesse d'ensemble que j'appellerai u , mais en ce point existent des fluctuations de vitesse, c'est-à-dire des vitesses désordonnées qui n'obéissent à aucune loi, qui sont purement accidentelles et que l'on peut, en réalité, représenter par une vitesse fluctuante u' dirigée dans le sens de l'écoulement et une vitesse également aléatoire v' dirigée dans le sens perpendiculaire au mouvement d'ensemble. La vitesse v' , transportant de la matière d'une tranche y où la vitesse est u et la température T à la tranche voisine $y + dy$, où la vitesse et la température ont respectivement pour valeurs $u + du$ et $T + dT$, transporte dans cette tranche à la fois de la quantité de mouvement, proportionnelle à la masse m transportée et à du , et de la chaleur, proportionnelle à mC et à dT , de sorte que si l'on écrit le frottement unitaire local f par la relation $f = \mu' (du/dy)$, la quantité de chaleur Q traversant l'unité de surface s'écrira $Q = \mu' C (dT/dy)$ (raisonnement d'analogie de Reynolds), d'où la relation suivante :

$$\frac{dT/dy}{du/dy} = \frac{Q}{fC} \quad (7)$$

Si l'on néglige la sous-couche laminaire et si T_0 et u_0 sont la température et la vitesse sur l'axe, on a $T_0/u_0 = Q/fC$ et le coefficient de convection s'écrit :

$$\alpha_0 = \frac{Q}{T_0} = \frac{fC}{u_0} \text{ (formule de Reynolds-Stanton); } \quad (8)$$

ou, en explicitant le coefficient de frottement :

$$C_f = \frac{f}{(1/2) \rho u_0^2} \quad (8 \text{ bis})$$

$$\mathcal{N}_0 = \frac{\alpha_0}{C_f u_0} = \frac{C_f}{2} \quad (9)$$

relation qui met en relief le lien intime entre le frottement et la convection.

Dans le calcul précédent, nous n'avons pas tenu compte de la sous-couche laminaire et de la zone de transition. Pour les nombres de Prandtl supérieurs à l'unité, le calcul montre que les formules (8) et (9) doivent être remplacées par les suivantes :

$$\alpha_0 = \frac{fC/u_0}{1 + (u''/u_0) (\mathcal{P}^{2/3} - 1)} \quad (8 \text{ bis})$$

$$\mathcal{N}_0 = \frac{C_f/2}{1 + (u''/u_0) (\mathcal{P}^{2/3} - 1)} \quad (9 \text{ bis})$$

u'' représentant la vitesse au milieu de la zone de transition.

Pour des nombres de Prandtl voisins de l'unité (cas des gaz), la formule (8 bis) se confond avec (8); pour des nombres de Prandtl élevés (huiles), le terme en $\mathcal{P}$ au dénominateur prend une valeur prépondérante. Quant à la courbe des températures, pour les gaz elle se confond pratiquement avec la courbe des vitesses, pour les liquides elle se trouve de plus en plus au-dessus de la courbe des vitesses (fig. 6) et, pour une

FIG. 6

huile, la chute de température s'effectue presque uniquement dans l'épaisseur de la sous-couche laminaire. Les métaux fondus, dont le nombre de Prandtl est nettement inférieur à l'unité, ont au contraire une courbe de température tout entière au-dessous de celle des vitesses; à la limite pour $\mathcal{P} = 0$, elle tend vers une parabole et la chute de température dans la zone de transition reste faible par rapport à celle du noyau turbulent; le calcul conduit, dans ce cas, à une expression différente de 8 bis.

Bien entendu, les formules précédentes ne sont applicables que si les régimes dynamique et thermique sont établis; nous reviendrons sur la question dans un instant.

Cas du plan en régime turbulent

Nous avons vu (fig. 2) qu'après un parcours suffisant le long d'un plan, l'écoulement devient turbulent. La répartition des vitesses prend alors le même aspect que dans le cas du conduit (fig. 6) et l'on est amené à adopter une formule analogue à (9 bis) et qui s'écrit :

$$\frac{\alpha_w}{C_\varphi u_0} = \frac{0,029 \mathcal{R}^{-0,20}}{1 + (u''/u_0) (\mathcal{R}^{2/3} - 1)} \quad (9 \text{ ter})$$

En pratique, cette formule conduit à un coefficient de convection moyen α_m qui, avec une approximation suffisante, peut s'écrire :

$$\frac{\alpha_m}{C_\varphi u_0} = \frac{0,0017}{1 + (u''/u_0) (\mathcal{R}^{2/3} - 1)} \quad (10)$$

Le dénominateur des diverses expressions précédentes, qui fait intervenir $\mathcal{R}$, montre que, toutes choses égales, si l'on passe d'un gaz ($\mathcal{R} = 1$), à l'eau ($\mathcal{R} = 8$) et à une huile ($\mathcal{R} = 125$), ce dénominateur passe de 1 à 3 et à 18.

Cas où les régimes dynamique et thermique ne sont pas établis dans un conduit

Nous avons fait remarquer plus haut que les formules relatives au conduit supposent les régimes dynamique et thermique préalablement établis. Le problème de la convection à partir de l'entrée d'un conduit est fort compliqué en raison du fait que les parcours nécessaires à l'établissement des deux régimes peuvent être très différents, en particulier, comme nous l'avons vu, pour les liquides visqueux.

Un calcul approché ne peut être effectué que dans le cas des gaz où ces deux parcours l sont les mêmes et tels que $l/d = 0,08 \mathcal{R}^{0,25}$.

Un tel calcul revient, en fait, à traiter la partie d'entrée du conduit comme étant assimilable au cas du plan; le coefficient de convection, théoriquement infini au bord d'attaque, décroît pour tendre vers la valeur du régime au bout du parcours l . Pour un parcours égal à $l/8$, le coefficient moyen est 40 % plus élevé que le coefficient limite; pour de très faibles parcours, comme ceux qui se présentent dans les « convecteurs » d'auto ou d'avion, ce coefficient moyen peut devenir supérieur à trois fois le coefficient limite.

Obstacles normaux au courant fluide

Le cas le plus classique est celui d'un cylindre circulaire de diamètre d dont l'axe est normal à la vitesse u_0 du fluide à l'infini.

Si le nombre de Reynolds $\mathcal{R} = u_0 d / \nu$ est in-

férieur à 4, il se forme, à partir du point d'arrêt A et jusqu'au point de fuite F (fig. 7 a) une couche limite laminaire et l'on a une assez bonne approximation en appliquant à cette couche la formule du plan, ce qui conduit à l'expression :

$$\frac{\alpha_m d}{\lambda} = 0,53 \mathcal{R}^{1/2} \mathcal{P}^{1/3} \quad (11)$$

c)
($R = 20\,000 \text{ à } 400\,000$)

FIG. 7

Ce mode de calcul est d'ailleurs valable pour tout corps profilé dans lequel il n'y a pas décollement de la couche limite.

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 4, il se produit un décollement de la couche limite avec, à l'arrière du cylindre, un sillage dont l'aspect varie avec $\mathcal{R}$; sur les figures 7 b et 7 c, l'écoulement avant reste laminaire jusqu'au point de décollement D de la couche limite; sur la figure 7 d, l'écoulement cesse d'être laminaire à partir du point de transition T et le décollement se produit en D.

Les calculs, donnés plus haut, restent valables jusqu'au point de décollement mais cessent de l'être dans le sillage.

La seule ressource est de faire appel au nombreux bagage expérimental obtenu avec des diamètres allant de quelques microns à plusieurs dizaines de centimètres. Au voisinage d'un Rey-

nolds déterminé on peut exprimer le nombre de Biot-Nusselt par une formule de la forme :

$$\beta_m = \frac{\alpha_m d}{\lambda} = A R^n \mathcal{Q}^{1/3}$$

mais le nombre A et l'exposant n varient avec R : n varie de 0,33 à 0,80 lorsque R varie de 0,1 à 400.000; pour obtenir une représentation valable pour tous les fluides allant des gaz aux

FIG. 8

huiles, il est infiniment préférable de tracer la courbe qui donne $\log \beta_m / \mathcal{Q}^{1/3}$ en fonction de $\log R$ (fig. 8). On voit que la pente de cette courbe, c'est-à-dire l'exposant n , varie de façon continue avec R .

Je m'excuse d'avoir été un peu long et d'avoir dépassé l'horaire prévu, mais j'ai droit à quelques excuses de votre part; étant donné l'ampleur du sujet, je n'ai pu que l'effleurer et vous en apporter les éléments essentiels.

Ce sur quoi je voudrais revenir, c'est sur le fait que lorsqu'on n'est pas averti des problèmes de convection et que l'on cherche dans les formulaires ou dans les ouvrages techniques, on trouve des formules très simples; mais le danger est que trois fois sur quatre, pour ne pas dire neuf fois sur dix, ces formules ne sont pas rigoureusement applicables parce que le régime thermique ou le régime dynamique ne sont pas établis.

Ceci revient à dire que le thermicien, appelé à résoudre des problèmes de convection, doit commencer par faire de la mécanique des fluides s'il veut éviter de commettre de grossières erreurs.

DISCUSSION

Président : M. BAUMGARTNER

M. le Président remercie M. le Professeur RIBAUD et ouvre la discussion.

Après avoir signalé un lapsus qui s'était glissé dans l'exposé, M. ACLOQUE, considérant que, pendant les périodes de régime transitoire, on bénéficie, aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent, d'une augmentation considérable du coefficient de transfert de chaleur, demande si l'on pourrait concevoir un régime d'écoulement *pulsé* dans lequel les périodes transitoires seraient seules existantes ou, tout au moins constitueraient l'essentiel du régime.

M. RIBAUD répond que, dans le cas général, si on veut augmenter la convection, on augmente parallèlement le frottement. C'est valable pour des échangeurs comme pour des écoulements dans des conduites, ou le long de plans, ou dans des faisceaux d'ailettes, par exemple. On peut effectivement gagner beaucoup au point de vue convection en mettant des obstacles sur le parcours, mais c'est au détriment de la perte de charge et, comme cette perte de charge dans beaucoup de cas joue un rôle essentiel, en pratique on est obligé de chercher un compromis.