PARTICULARITES DES TRANSFERTS THERMIQUES EN ECOULEMENTS ALTERNES A VITESSE MOYENNE NULLE

Philippe NIKA, Yannick BAILLY, François LANZETTA

CENTRE DE RECHERCHE SUR LES ECOULEMENTS, SURFACES ET TRANSFERTS
UMR CNRS 6000, Belfort (France)

Rezumat. *Lucrarea își propune să studieze fenomenele termice care apar între două plăci paralele infinite traversate de un fluid aflat în curgere oscilantă cu viteză medie nulă. Este prezentat un model ID, care este apoi adimensionalizat, cu indicarea parametrilor de scară relevanți. Este ales pentru ilustrare cazul particular al curgerii unui fluid incompresibil, pentru care este prezentată o analiză a particularităților transferului de căldură datorate lungimii plăcilor, respectiv deplasării fluidului. Sunt prezentate concluzii cu privire la dimensionarea schimbătoarelor de căldură ale mașinii Stirling sau de tip Pulse Tube.*

INTRODUCTION

La compréhension de la dynamique des écoulements et des transferts thermiques revêt une importance considérable dans le cas des écoulements alternés tels qu'on les rencontre dans les machines de Stirling ou les refroidisseurs à Tube à Gaz Pulsé. Les performances de ces machines sont en effet très dépendantes de la qualité du régénérateur et des échangeurs thermiques. En général, les échangeurs représentent la part la plus importante du coût d'une machine, soit avec le régénérateur plus de 60% de ce coût ; un bon dimensionnement est donc essentiel. En fait, le dimensionnement de tels échangeurs est mal connu en raison du caractère oscillant de l'écoulement du fluide et des difficultés tant expérimentales que théoriques qui en résultent. La plupart du temps, les concepteurs emploient des corrélations de transfert thermique comme l'équation (1):

$$\mathrm{Nu} = \frac{hD_h}{\lambda} = f\left(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}\right) \quad \text{avec } \mathrm{Re} = \frac{\rho U D_h}{\mu} \text{ et } \mathrm{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda} \tag{1}$$

et de frottement fluide comme l'équation (2):

$$C_f' = \frac{2\Delta p D_h}{\bar{\rho} U^2 L} = f(\mathrm{Re}) \tag{2}$$

basées sur le nombre de Reynolds classique Re et valables pour des écoulements permanents donc avec des conditions très éloignées de celles du fonctionnement réel des machines. En fait le nombre de Reynolds classique n'est pas forcément le critère convenable compte tenu de la vitesse variable U du fluide (qui devient même nulle).

Une autre remarque d'importance dans le cas des écoulements alternés concerne justement la validité des expressions habituelles des densités de flux thermique $\dot{Q}$ (éq. 3) exprimées au moyen d'un coefficient d'échange h ou du nombre de Nusselt Nu :

$$\dot{Q} = h\left(T_{paroi} - T_{fluide}\right) = \frac{\lambda \mathrm{Nu}}{D_h}\left(T_{paroi} - T_{fluide}\right) \tag{3}$$

La formulation linéaire adoptée éq. (3), sous entend que le flux thermique $\dot{Q}$ est échangé en même temps que la différence des températures $\left(T_{paroi} - T_{fluide}\right)$ c'est à dire sans déphasage ; ceci est faux lorsque les températures varient de façon périodique au cours du temps. La théorie de la thermoacoustique [1] donne des preuves supplémentaires de l'existence de ce déphasage, elle prévoit en effet le calcul d'un nombre de Nusselt sous forme complexe [2]. Le problème est d'ailleurs le même, à propos du coefficient de frottement C'_f, la variation de la contrainte pariétale n'étant pas en phase avec le gradient longitudinal de pression.

Le développement d'une théorie du transfert thermique oscillant dans les échangeurs pour les fluides compressibles n'a pas encore vu le jour. Il est cependant possible de définir certaines règles de dimensionnement en extrapolant celles qui peuvent être établies pour des fluides quasi incompressibles (faible nombre de Mach M_ω) s'écoulant dans des conduits de géométries simples. Dans ce travail, une discussion concernant les particularités de l'échange thermique en écoulement alterné à vitesse moyenne nulle est menée pour le cas de plaques parallèles de longueur finie (hauteur infinie) en tenant compte du déplacement des particules de fluide. Des conclusions concernant le dimensionnement des échangeurs thermiques de machines Stirling ou de Tubes à Gaz Pulsé sont proposées.

EQUATIONS SIMPLIFIEES 1D DES ECOULEMENTS OSCILLANTS

Nous envisageons le cas de deux plaques d'épaisseur e_t infinies dans la direction z et distantes de e, la longueur est l_0, (voir figure1). Les parois solides ne

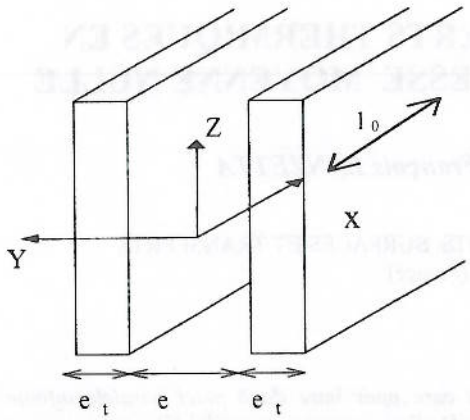

Fig. 1. Géométrie de base étudiée.

sont pas nécessairement à température uniforme ce qui engendre des phénomènes de couplage thermique entre le fluide en oscillation et les parois. Les évolutions spacio-temporelles de la température du fluide vont notamment dépendre de la valeur des coefficients de transfert thermique fluide/paroi ainsi que des phénomènes générés aux extrémités des plaques. Le rapport Λ_L du déplacement axial du fluide à la longueur des plaques joue un rôle prépondérant que nous allons explorer. Nous considérerons aussi dans ce travail que les propriétés thermophysiques du fluide et des matériaux sont indépendantes de la température. La formulation adimensionnelle des équations est décrite en rapportant chacune des grandeurs physiques à une grandeur caractéristique lui correspondant :

$$x^* = \frac{x}{l_0/2},\quad y^* = \frac{y}{e/2},\quad t^* = \omega t,$$
$$U^* = \frac{2u}{\omega\, disp},\quad p^* = \frac{p}{p_0},\quad T_g^* = \frac{T_g}{T_0}, \qquad (4)$$
$$T_t^* = \frac{T_t}{T_0},\quad \rho^* = \frac{\rho_g}{\rho_0}$$

Les groupes adimensionnels qui apparaissent dans le modèle (équations 5 à 10) sont décrits et commentés dans le Tableau 1.

Tableau 1

Nombres sans dimensions caractéristiques des écoulements oscillants

Définition des nombres	Nom, nombre	Signification
$\Lambda_L = \frac{disp}{l_0}$	Facteur de déplacement	Rapport du déplacement acoustique total à la longueur axiale. Important pour les effets d'extrémités si *disp* est grand devant l_0
$W_{om} = \sqrt{\frac{\rho_g \omega D_h^2}{4\mu}}$	Womerley/Stokes	Rapport du rayon hydraulique à l'épaisseur de diffusion visqueuse
$M_\omega = \frac{\omega\ disp}{\sqrt{p/\rho_g}}$	Mach	Rapport de la vitesse acoustique à la vitesse du son. Effets de la compressibilité à considérer si M_ω >0,1 non linéarité des phénomènes
$Fo = \sqrt{\frac{\lambda_t}{\rho_t c_t \omega\ r_h^2}}$	Fourier	Rapport de la longueur de diffusion thermique au rayon hydraulique du canal. S'il augmente, les oscillations de température sont perceptibles dans les parois
$Pr = \frac{c_g\ \mu}{\lambda_g}$	Prandtl	Ratio des longueurs de diffusion visqueuse et thermique
$\gamma = \frac{c_{pg}}{c_{vg}}$	Coefficient isentropique du gaz	Rapport des capacités calorifiques isobares et isochores du fluide
$\Lambda_e = \frac{2r_h}{l}$	Facteur de forme géométrique	Rapport du double du rayon hydraulique a la longueur axiale. Important pour les canaux « larges »
$R_\sigma = \frac{e_t}{2r_h}$		Rapport des épaisseurs parois/écoulement
$Nu_{ext} = \frac{D_{ext} h_{ext}}{\lambda_{g,ext}}$	Nusselt	Caractérise le transfert thermique externe par convection par rapport à la conduction

Dans un modèle physique à 1 dimension, deux aspects méritent considération :

- Les paramètres de l'écoulements sont moyennés sur la section de passage (ici, la direction y) et les équations sont alors exprimées en fonction des variables moyennes dans cette section.
- En conséquence, il faut introduire dans le modèle des coefficients de frottement et de transferts thermiques convectifs, à définir précisément par des corrélations adéquates.

Après moyennage des équations générales de l'écoulement suivant la direction « y » et en introduisant les grandeurs adimensionnelles éq. (4), on obtient :

- Equation moyenne de conservation de masse :

$$\frac{\partial \overline{\rho}^*}{\partial t^*} + \Lambda_L \frac{\partial \overline{\rho^* U^*}}{\partial x^*} = 0 \qquad (5)$$

- Equation moyenne de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \overline{\rho^* U^*}}{\partial t^*} + \Lambda_L \frac{\partial \left(\overline{\rho^* U^{*2}}\right)}{\partial x^*} = -\frac{4\Lambda_L}{M_\omega^2}\frac{\partial p^*}{\partial x^*} - \frac{C_f \,\mathrm{Re}}{8 W_{om}^2}\overline{U}^* \qquad (6)$$

Dans l'éq. (6), on a donc introduit le coefficient de frottement pariétal C_f qui s'exprime généralement par une formulation de la forme:

$$C_f = -\mu \frac{2\,\partial u / \partial y|_{paroi}}{\rho \overline{u}^2} = \frac{a}{\mathrm{Re}^c} + b \qquad (7)$$

a,b, sont des constantes dépendant de la géométrie, du type d'écoulement, etc.

- Equations moyennes de l'énergie pour le gaz et les parois :

Nous avons signalé qu'il existe un déphasage entre les flux thermiques et la différence des températures gaz/paroi et qu'il est plus rigoureux d'utiliser une notation dans le plan complexe, de manière à tenir compte des phases. On écrira donc pour les conditions de paroi, avec h le coefficient d'échange pris sous forme complexe [2,3]:

$$\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial y}\Big|_{e/2} = \lambda_t \frac{\partial T_t}{\partial y}\Big|_{e/2} = \Re[h]\left(\overline{T}_t - \overline{T}_g\right) + \frac{\Im[h]}{\omega}\frac{d\left(\overline{T}_t - \overline{T}_g\right)}{dt} \qquad (8)$$

Actuellement, le problème réside dans l' ignorance des expressions des coefficients complexes h (ou des nombres de Nusselt Nu) puisque peu d'études ont été consacrées à ce sujet. Les mêmes remarques pourraient d'ailleurs être faites en ce qui concerne le produit C_fRe, employé dans l'éq. (6) et qui devrait être, lui aussi, exprimé dans le plan complexe. La figure 2 représente les évolutions des nombres Nu et C_fRe obtenus à partir de la théorie thermoacoustique linéaire simplifiée d'écoulements entre deux plans parallèles [4,5].

Au final, en négligeant la dissipation visqueuse, les équations des températures sont pour le fluide :

$$\left(\frac{\partial \overline{\rho^* T_g^*}}{\partial t^*} + \Lambda_L \frac{\partial \overline{\rho^* U^* T_g^*}}{\partial x^*}\right) = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{\partial p^*}{\partial t^*} + \frac{\gamma-1}{\gamma}\Lambda_L \overline{U}^* \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{4\,\mathrm{Pr}\,W_{om}^2}\left[\mathrm{Nu}_{R1}\left(\overline{T}_t^* - \overline{T}_g^*\right) + \mathrm{Nu}_{I1}\frac{d\left(\overline{T}_t^* - \overline{T}_g^*\right)}{dt^*}\right] \qquad (9)$$

Pour les parois et pour le cas d'un profil des températures symétrique dans l'épaisseur des plaques :

$$\frac{\partial \overline{T}_t^*}{\partial t^*} = \mathrm{Fo}^2 \Lambda_e^2 \frac{\partial^2 \overline{T}_t^*}{\partial x^{*2}} - \frac{Fo^2}{4 R_\sigma R_{TH}}\left[\mathrm{Nu}_{R1}\left(\overline{T}_t^* - \overline{T}_g^*\right) + \mathrm{Nu}_{I1}\frac{d\left(\overline{T}_t^* - \overline{T}_g^*\right)}{dt^*}\right] \qquad (10)$$

ECOULEMENT OSCILLANT QUASI IMCOMPRESSIBLE ENTRE DEUX PLANS PARALLELES PRESANTANT UN GRADIENT THERMIQUE IMPOSE

Evolution des températures du fluide

Dans le cas le plus général exposé précédemment (fluide compressible et conditions aux limites variables dans le temps) il n'est pas envisageable d'élaborer une solution analytique des équations (5, 6, 9, 10). Par contre, il est possible de résoudre le problème dans le cas d'un fluide peu compressible ($\rho^* = 1$), en mouvement oscillant entre deux plans parallèles infinis ayant une température de paroi imposée linéaire.

$$\overline{U}^* = \cos\, t^* \quad \text{et} \quad T_t^* = \frac{T_1 - T_{-1}}{2} x^* + \frac{T_1 + T_{-1}}{2} \qquad (11)$$

A partir de l'éq. (9), l'équation de l'énergie pour le fluide devient :

$$\left(1 + \frac{\mathrm{Nu}_{I1}}{4\,\mathrm{Pr}\,W_{om}^2}\right)\frac{\partial \overline{T_g^*}}{\partial t^*} + \Lambda_L \cos\, t^* \frac{\partial \overline{T_g^*}}{\partial x^*} + \frac{\mathrm{Nu}_{I1}}{4\,\mathrm{Pr}\,W_{om}^2}\overline{T}_g^* = \frac{1}{4\,\mathrm{Pr}\,W_{om}^2}\left[\mathrm{Nu}_{R1}\overline{T}_t^* + \mathrm{Nu}_{I1}\frac{d\left(\overline{T}_t^*\right)}{dt^*}\right] \qquad (12)$$

On effectue dans l'éq. (12) un changement de variable (passage d'une variable Eulérienne à une variable de type Lagrangienne) :

$$\xi = x^* - \lambda \sin t^* \tag{13}$$

En introduisant les deux paramètres suivants:

$$\lambda = \frac{4\,\mathrm{Pr}\,\mathrm{W}_{om}^2 \Lambda_L}{\mathrm{Nu}_{I1} + 4\,\mathrm{Pr}\,\mathrm{W}_{om}^2} \tag{14}$$

$$\beta = \frac{\mathrm{Nu}_{R1}}{\mathrm{Nu}_{I1} + 4\,\mathrm{Pr}\,\mathrm{W}_{om}^2} \tag{15}$$

On obtient l'équation :

$$\frac{\partial \overline{T_g^*}}{\partial t^*} + \beta \overline{T_g^*} = \beta \overline{T_t^*}\left(\xi + \lambda \sin t^*\right) \tag{16}$$

Dont la solution générale est :

$$\begin{aligned} &\Delta_{rad}\left(t^*, x^*, x_0^*\right) + \frac{\lambda}{2}\Delta_{long}\cos\left(t^* - \varphi\right) = \\ &= e^{-\beta\left(t^* - t_{in}^*\right)}\left(\begin{array}{l} \Delta_{rad}\left(t^*, -1\right) + \\ \frac{\lambda}{2}\Delta_{long}\cos\left(t_{in}^* - \varphi\right) \end{array}\right) \end{aligned} \tag{17}$$

Avec les notations :

$$\cos\varphi = \frac{\beta}{1+\beta^2}\ ;\ \sin\varphi = \frac{1}{1+\beta^2} \tag{18}$$

$$\begin{aligned} \Delta_{rad} &= T_g^*\left(t^*, \xi\right) - T_t^*\left(x^*\right) \\ \Delta_{long} &= T_1^* - T_{-1}^* \end{aligned} \tag{19}$$

L'éq. (17) n'est valide que pour les particules entrant $x^* = -1$ en qui ne ressortent jamais en $x^* = 1$ et pour les temps $t^* \in \left[t_{in}^*, t_{out}^*\right]$.

$$t_{in}^* = \arcsin\left(-1 - \frac{\left(1 + x_0^*\right)}{\Lambda_L}\right) \tag{20}$$

$$t_{out}^* = 2t_0 + 2\pi - t_{in}^* \tag{21}$$

$$x^* = x_0^* + \Lambda_L\left(1 + \sin t^*\right) \tag{22}$$

Le même genre de raisonnement peut être fait pour les particules entrant en $x^* = 1$; les particules enfermées en permanence (cela dépend de Λ_L) sont très vite à la température de la paroi.

Les figures 3 montrent les profils de température obtenus au cours du temps dans le fluide, le long des plaques, pour des valeurs différentes du paramètre β, et trois valeurs de Λ_L correspondantes à des échangeurs courts ($\Lambda_L > 1$), adaptés ($\Lambda_L = 1$) ou longs ($\Lambda_L < 1$).

Le cas présenté (T_{-1}-T_1 = 0.5, Δ_{rad} = 0.25), considère l'hypothèse d'un gradient de température de paroi négatif, ce qui doit normalement être le cas dans un échangeur avec la température « d'entrée » en $x^* = -1$ supérieure à celle de la paroi. On constate, que les différences de température paroi-fluide diminuent plus vite pour les valeurs de β élevées. De plus, après l'inversion du sens de l'écoulement, il circule des particules de fluide, plus froides que la paroi, si bien que les échanges thermiques sont inversés et que le fluide se réchauffe : on peut comparer cela à un « effet régénérateur » de la paroi et il en résulte, en moyenne sur une période, un transfert thermique global moindre de/vers l'extérieur de l'échangeur.

Evaluation des quantités de chaleur échangées entre le fluide et les plaques

Seules les particules fluides susceptibles de passer aux deux extrémités des plaques peuvent échanger de la chaleur (globalement) avec les parois au cours de leur mouvement de va et vient, les particules « emprisonnées » n'ont pas d'effet thermique direct. Lorsqu'une particule située en x^* entre les plaques, progresse de la distance $\mathrm{d}x^* = \Lambda_L \cos t^* dt^*$ en un temps $\mathrm{d}t^*$, sa température change de sorte que l'écart de température varie de $\mathrm{d}\left(\Delta_{rad}\left(t^*, x^*, x_0^*\right)\right)$, dérivée de l'éq. (17). La quantité de chaleur échangée par une « cellule fluide» de masse $\mathrm{d}m = \rho S_{pass} \frac{l_0}{2} \mathrm{d}x_0^*$ entre les instants t_{in}^* et t_{out}^* de son temps de séjour sera donc (à condition qu'elle ne ressorte pas en $x^* = 1$, soit pour le cas typique $\Lambda_L \leq 1$) :

$$\begin{aligned} Q = &- \int_{x_0^* = -2\Lambda_L - 1}^{x_0^* = -1} \int_{t_{in}^*}^{t_{out}^*} \rho c S_{pass} \Delta_{rad}\left(t_{in}^*, -1, x_0^*\right) \times \frac{L}{2} T_0 \beta\ e^{-\beta\left(t^* - t_{in}^*\right)} \mathrm{d}t^* \mathrm{d}x_0^* + \\ &+ \rho c S_{pass} \frac{L}{2} \Delta_{long} \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \tag{23}$$

$$\int_{x_0^* = -2\Lambda_L - 1}^{x_0^* = -1} \int_{t_{in}^*}^{\pi - t_{in}^*} \left(\begin{array}{l} -\beta e^{-\beta\left(t^* - t_{in}^*\right)} \cos\left(t_{in}^* - \varphi\right) \\ +\sin\left(t_{in}^* - \varphi\right) \end{array}\right) \mathrm{d}t^* \mathrm{d}x_0^*$$

En effectuant la double intégration, pour les différentes positions d'origine et déplacements des particules (calculs longs et non reportés ici), on obtient finalement l'expression:

$$\begin{aligned} Q &= \rho c S_{pass} \frac{L}{2} T_0 \Delta_{rad(-1)} Corr_1 - \\ &- \rho c S_{pass} \frac{L}{2} T_0 \frac{\lambda}{2} \Delta_{long} Corr_2 \end{aligned} \tag{24}$$

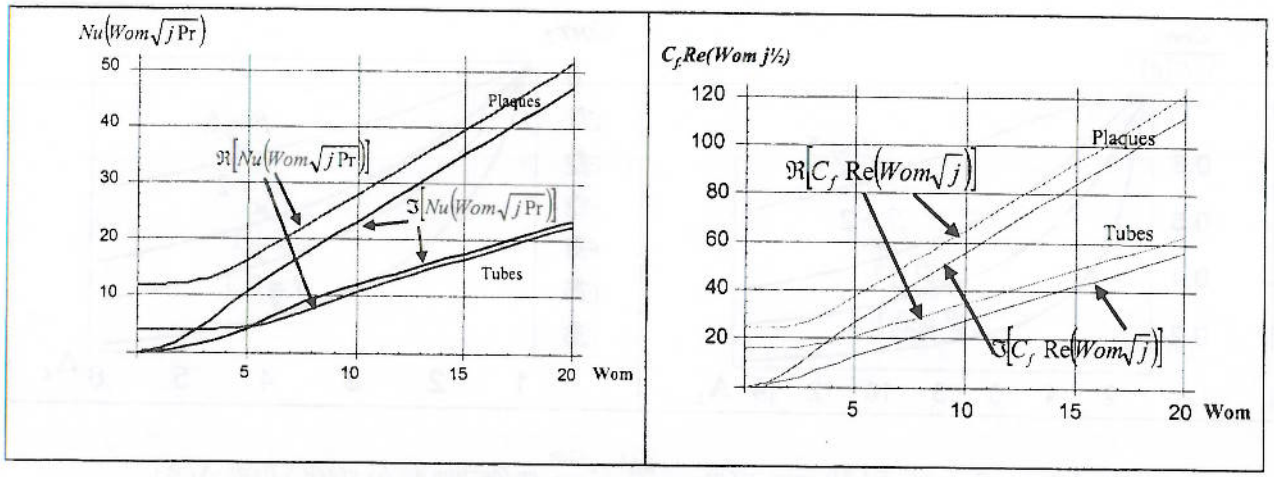

Fig. 2. Evolutions du coefficient de frottement C_f *et du nombre de Nusselt* Nu *complexes en fonction du nombre de Womersley* W_{om} *, pour des tubes circulaires ou des plaques.*

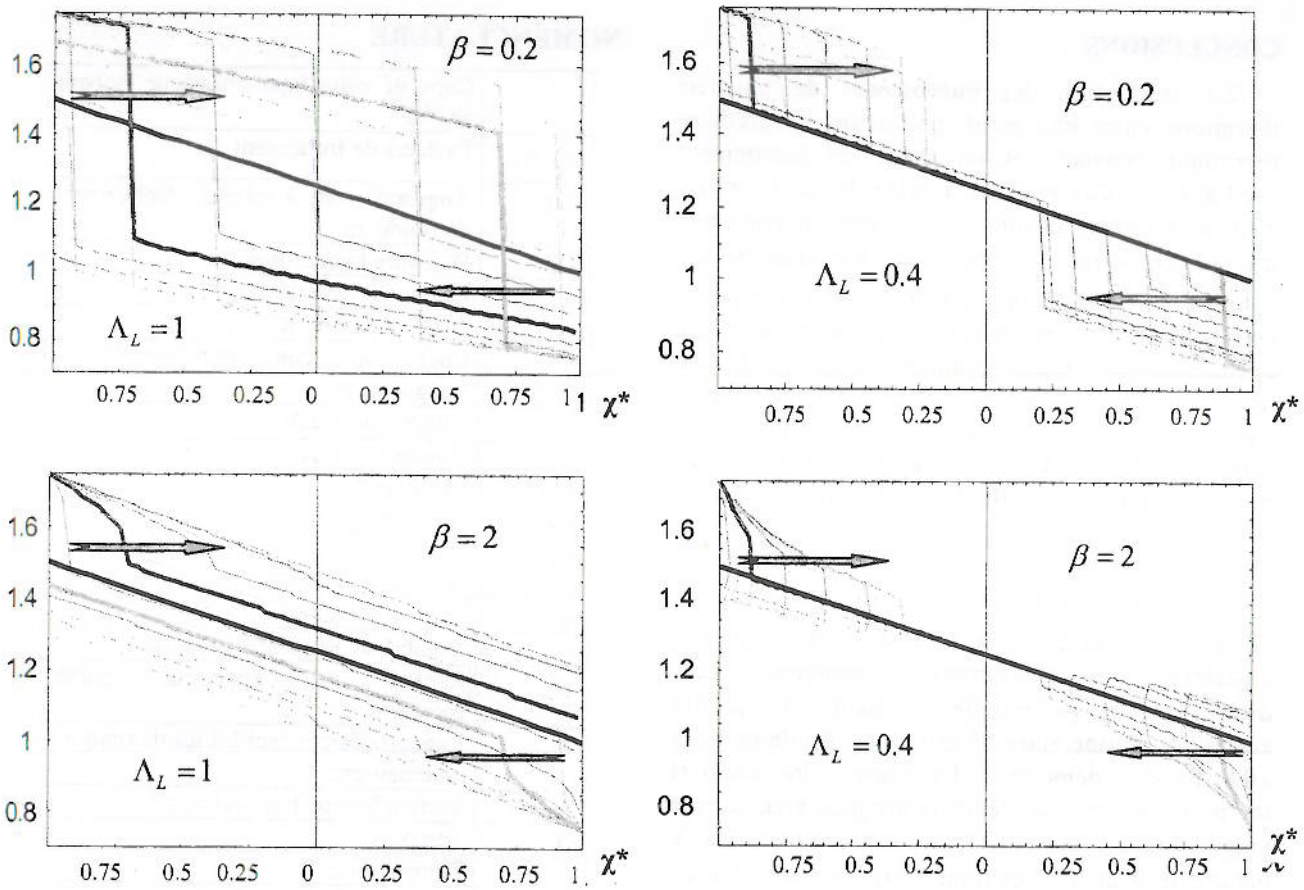

Fig. 3. *Représentation des profils de température selon la longueur* l_0 *et suivant* β*, cas* $\Delta_{rad(-1)} = 0.25$ *et* $\Delta_{long} = 0.5$ *(Trait épais : température de la paroi).*

Les figures 4 représentent les évolutions des deux corrections de l'éq. (24). Le terme $Corr_1$ tend vers la valeur $\Lambda_L F_1(\beta)$ pour $\Lambda_L = 1$, sinon il reste toujours plus faible et d'autant plus que Λ_L augmente et que β est petit (soit W_{om} grand) : même avec un échangeur « isotherme $\Delta_{long} = 0$ », l'échange thermique n'est pas total s'il est trop court. En fonction du signe de la différence des températures gaz/plaque en $x^* = -1$, le terme $Corr_2$ rajoute de la chaleur au fluide si $T_1 > T_{-1}$ sinon, il intervient comme un retrait supplémentaire de chaleur, ici encore les phénomènes sont amplifiés pour les plus faibles valeurs de β.

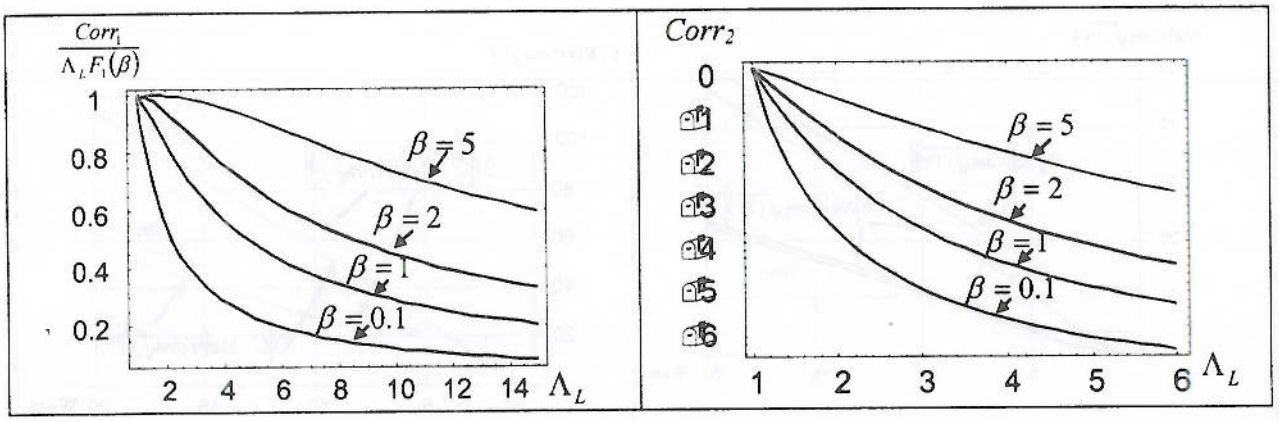

Fig. 4. Terme $Corr_1/(\Lambda_L F_1(\beta))$ *avec* $F_1(\beta) = \frac{1+8\beta^2 - e^{-2\beta\pi}}{1+4\beta^2}$ *en fonction de* Λ_L *et selon* β *cas* $\Lambda_L \geq 1$.

Terme $Corr_2$ *en fonction de* Λ_L *et selon* β, *cas* $\Lambda_L \geq 1$.

CONCLUSIONS

La description des phénomènes de transfert thermique entre une paroi, présentant un gradient thermique constant, et un fluide en écoulement oscillant a pu être engagée à partir du cas simplifié d'un écoulement incompressible avec température d'entrée constante. Le rapport du déplacement Λ_L, le nombre W_{om} et le nombre Pr prennent une place prépondérante. La modélisation introduit la notion de nombre de Nusselt complexe (Fig. 2) afin de tenir compte de l'existence d'une phase entre transfert thermique et écarts de température. Nous avons pu établir l'expression analytique (éq. 17) des écarts de température fluide/plaque en fonction du temps et en variable Lagrangienne (c'est à dire en suivant les particules fluides), et montrer l'importance des paramètres Λ_L et β qui est lié au nombre de Nusselt complexe (éq. 14,15) et qui caractérise les échanges thermiques. Une décroissance exponentielle de paramètre β des écarts de température d'extrémité fluide-paroi a ainsi pu être démontrée. La phase entre transfert thermique et écarts de température joue bien un rôle prépondérant dans les échanges thermiques, via le paramètre β et les fonctions $Corr_1$ et $Corr_2$. En ce qui concerne l'efficacité des échanges thermiques, le cas d'un échangeur idéal correspond à $\Lambda_L = 1$, il est inutile d'employer des longueurs de plaques surdimensionnées ($\Lambda_L < 1$) car l'effet thermique globale des particules fluides enfermées est nul, choisir $\Lambda_L > 1$ ne conduit pas à un échangeur plus performant non plus ; des graphiques de correction ont été donnés dans ce dernier cas figure 4.

NOMENCLATURE

c	Capacité calorifique massique isobare $Jkg^{-1}K^{-1}$
$C_f^{'}$ C_f	Facteurs de frottement
$disp$	Amplitude crête à crête de déplacement du fluide, m
D_h	Diamètre hydraulique, m
e	Epaisseur, distance, m
Fo	Nombre de Fourier
h	Coefficient de convection, $Wm^{-2}K^{-1}$
L, l_0	Longueur, m
M_ω	Nombre de Mach
Nu, Nu_{Rl}, Nu_{Il}	Nombre de Nusselt, partie réelle, partie imaginaire pure
P, p	Pression, Pa
Pr	Nombre de Prandtl
Q	Energie thermique, J
Re	Nombre de Reynolds classique
R_σ	Rapport des épaisseurs paroi/ écoulement
R_{TH}	Rapport des conductibilités thermiques matériau/gaz
S_{pass}	Section interne transverse, m^2
t	Temps, s
T	Température, K
u, v	Vitesses selon x, y, $m\ s^{-1}$
W_{om}	Nombre de Womersley/Stokes
x, y	Coordonnée axiale et radiale, m
Grec	
γ	Coefficient isentropique du gaz
ξ	Variable Lagrangienne
φ	Phase, rad
μ	Viscosité dynamique, $kg.m^{-1}s^{-1}$
ρ	Masse volumique, $kg.m^{-3}$
ω	Pulsation, $rad.s^{-1}$

Δ_{rad}	Gradient thermique Radial $T_g - T_{-1}$
Δ_{long}	Gradient Longitudinal $T_1 - T_{-1}$
λ_i	Conductivité thermique de I, W m^{-1}K^{-1}
λ	Paramètre eq. (36a)
β	Paramètre eq. (36b)
Λ_L	Déplacement relatif du fluide
Λ_e	Facteur de forme géométrique
Φ_e	Flux reçu ou cédé par la surface externe
Indices	
g	Gaz
in, in'	entant en x^*=-1 et en x^*=1
$I1$	Partie imaginaire de Nu
$R1$	Partie Réelle de Nu
rad, long	Radial et longitudinal
t	Tube
0	Initial, de référence
out, out'	Sortant en x^*=-1 et en x^*=1
1,-1	Aux extrémités droite ou gauche
Opérateurs	
x^*, U^*	Grandeurs normalisées, vitesse
$\Im$	Partie imaginaire
$\Re$	Partie réelle
$\overline{x}$	Moyenne radiale de x
$\langle x \rangle$	Moyenne temporelle de x

RÉFÉRENCES

[1] SWIFT G.W., *Thermoacoustics : a unifying perspective for some engines and refrigerators,* Fifth draft LA UR 99 895 29 May 2001.

[2] KHORNAUSER A.A., SMITH J.L., *Application of a complex Nusselt Number to heat transfer during compression and expansion,* Transaction of the ASME, Vol. 116, August, 536-542, (1994).

[3] LANZETTA F., NIKA P., BAILLY Y. *Description de l'évolution des températures aux extrémités du régénérateur d'une machine Stirling : modèles dynamiques et expérimentations,* Congrès français de Thermique, SFT 2002,Vittel, 3-6 juin 2002.

[4] BAILLY Y., NIKA P., LANZETTA F. *Etude des phénomènes thermoacoustiques dans une mini machine frigorifique de type Tube à gaz pulsé,* Congrès français de Thermique, SFT 2002,Vittel, 3-6 juin 2002.

[5] NIKA P., FEIDT M., FRANCOIS M.,X., BAILLY Y., LANZETTA F. *Effets thermoacoustiques dans un régénérateur cylindrique contenant un empilement de billes,* Int. Jl. of Refrigeration sous presse.

COFRET'04 Nancy, 22 et 23 Avril 2004

Le Colloque COFRET'04, suite logique au Colloque COFRET'02 de Bucarest, marque le mi-temps de l'action en cours du réseau EURECO, à l'initiative de l'ADEME vers les PECO. On note effectivement une ouverture vers la Pologne et la Bulgarie, en plus de l'acteur de longue date, la Roumanie. Ce Colloque a vu environ cinquante communications orales et une session poster d'une dizaine de posters, sur les thématiques Thermodynamique, combustion et gazodynamique, moteurs et turbines, machines à froid, pompes à chaleur, énergie – écologie et développement durable ; cette dernière rubrique montre l'intérêt croissant de notre communauté pour un problème planétaire. Les actes du Colloque ont été édités sous forme papier et CD, et sont disponibles près des organisateurs. Parmi toutes les présentations, 14 ont été retenues par le Comité scientifique pour publications dans deux numéros spéciaux de journaux : 7 dans Oil & Gas Science and Technology et 7 dans la revue Thermotehnica. Rendez-vous est pris dans deux ans pour un nouveau point à COFRET'06, avec l'espoir que notre dimension européenne aura encore grandi d'un cran.

M. FEIDT
Professeur UHP Nancy