

ETUDE ANALYTIQUE DE L'EFFET DU GRADIENT TRANSVERSE DE TEMPERATURE SUR UN ECOULEMENT PULSE

¹Abdelhak SEGHIRI, ²Smaïne KOUIDRI, ¹Abdelwahid AZZI

**¹LTPMP/FGMGP Université des Sciences et Technologies de Houari Boumediene
USTHB, BP 32 El Alia, Bab Ezzouar, Alger, Algeria**

²LIMSI-CNRS, Université de Paris-Sud, BP133 F-91403 Orsay Cedex, Paris, France

Reçu le 30 Septembre 2015 – Accepté le 29 Mai 2016

Résumé

L'effet de la non uniformité thermique dans le sens transversal sur la conversion d'énergie est l'un des aspects traités dans la thermoacoustique. Cette non uniformité est constatée expérimentalement dans les dispositifs thermoacoustiques en particulier l'échangeur de chaleur et le stack. Dans ce travail, la propagation acoustique dans un fluide confiné entre deux plaques planes est étudiée avec prise en compte du gradient transverse de température. Un modèle asymptotique est développé afin de quantifier l'effet de ce gradient transverse sur les différentes variables acoustiques. L'approche suivie est une extension de la théorie linéaire standard qui ne s'applique que dans le cas d'un gradient transverse nul de température.

Dans ce cadre, une expression analytique du gradient critique de température déduite dans ce travail, montre les conséquences éventuelles du gradient transverse de température sur le fonctionnement des machines thermoacoustiques. En plus, l'analyse des résultats obtenus a permis d'avoir une appréciation de la convection transversale, engendrée par la non uniformité thermique selon le sens transversal, sur l'évolution des grandeurs acoustiques et le transport énergétique en général.

Mots clés : Thermoacoustique ; gradient transverse de température ; fonctions de forme.

Abstract

The effect of the thermal non-uniformity following the transversal direction on energy conversion is one of the aspects considered in thermoacoustic. This non-uniformity is observed experimentally in thermoacoustic devices in particular the heat exchanger and the stack. In this work, the acoustic propagation in a fluid confined between two planar plates is studied taking into account the transverse gradient of temperature. An asymptotic model was developed to quantify the effect of this transverse gradient on the different acoustic variables. The approach taken is an extension of the standard linear theory which is applicable only in the case of a null transverse gradient of temperature.

In this context, an analytical expression of the critical temperature gradient derived in this work shows the possible consequences of the transverse temperature gradient on the operation of thermoacoustic machines. In addition, the analysis of results allowed to have an appreciation of the cross convection caused by the thermal non-uniformity according to the transverse direction, on the evolution of acoustic quantities and energy transport in general.

Key words: Thermoacoustic ; transverse gradient temperature ; form functions.

ملخص

تأثير عدم الانتظام الحراري وفق المنحى العرضي على تحويل الطاقة هي أحد الجوانب المتطرق لها في مجال الترمومصوتية. لوحظ تجريبيا عدم الانتظام هذا في الأجهزة الترمومصوتية ولا سيما البدل الحراري والمكبس. في هذا العمل، تم دراسة الانبعاث الصوتي في السوائل المحسورة بين لوحين متساوين مع مراعاة التدرج العرضي لدرجة الحرارة. على إثرها طور نموذج مقارب لقياس تأثير هذا التدرج العرضي على المتغيرات الصوتية المختلفة. النهج المتبعة هو امتداد للنظرية الخطية القياسية التي تتطبق فقط في حالة التدرج العرضي المنعدم لدرجة الحرارة.

في هذا السياق، عبارة تحليلية للتدرج الحراري في درجة الحرارة المستبطة في هذا العمل، تظهر العواقب المحتملة من التدرج العرضي في درجة الحرارة على تشغيل الآلات الترمومصوتية. بالإضافة إلى ذلك، مكن تحليل النتائج المحصلة عليها من تقدير الحمل الحراري العرضي، الناتج عن عدم الانتظام الحراري وفق المنحى العرضي، على تطور الكميات الصوتية ونقل الطاقة بشكل عام.

كلمات مفتاحية : الترمومصوتية ; التدرج العرضي في درجة الحرارة ; دلالات الشكل.

Depuis 1980, plusieurs prototypes de machines thermo acoustiques sont réalisées mais sans atteindre l'efficacité des machines conventionnels. En conséquence, plusieurs études expérimentales et fondamentales sont menées pour éclaircir les mécanismes sources de la dégradation de leurs performances. Ainsi, la compréhension du transfert thermique dans ces machines est l'un des aspects abordés dans la littérature, en particulier dans l'échangeur de chaleur et les jonctions avec le stack ou le régénérateur [1]. Dans ce cadre, l'étude de la non uniformité thermique selon le sens transversal est largement traitée expérimentalement et numériquement [2, 3, 4, 5]. Les études expérimentales [6, 7] montrent que cette non uniformité s'accompagne par un transfert de chaleur selon le sens transversal. Ce processus thermo fluide n'est pas bien cerné par la théorie linéaire standard de la thermo acoustique [8, 9] puisque elle est basée sur l'uniformité transversale de la température à l'ordre 0 [5].

Par ailleurs, la modélisation de l'écoulement oscillant s'avère plus complexe en présence d'un transfert thermique transversal. Des méthodes CFD plus appropriées sont utilisées pour la résolution des équations compressibles et instationnaires de Navier Stockes, ou des modèles à faible Mach régissant l'écoulement [2, 10, 11, 12, 13, 14]. Alternativement, des méthodes plus simples basées sur le modèle de la théorie linéaire standard de la thermo acoustique aboutissent à des résultats en bonne concordance avec l'expérimental [5, 15]. Ces modèles sont hybrides et se classent entre la théorie linéaire standard et les méthodes CFD. Ils permettent d'accomplir une analyse quantitative du transfert de chaleur et de la conversion d'énergie dans les dispositifs thermo acoustiques. Cependant, il y a une imprécision des résultats due aux hypothèses simplificatrices adoptées dans ces modèles [16].

Dans ce travail, un développement analytique visant la proposition d'un modèle asymptotique est accompli afin d'étendre la validité de la théorie linéaire standard de la thermo acoustique, au cas du gradient transverse de la température à l'ordre 0. En conséquence, une expression analytique du gradient critique de température est déduite. Elle illustre les conséquences éventuelles du gradient transverse de température sur le fonctionnement des machines thermo acoustiques. Une appréciation de l'évolution des grandeurs acoustiques et du transport énergétique en général est effectuée à l'aide de ce modèle. Cette analyse se base sur les résultats des fonctions de forme thermiques et visqueuse. Ces fonctions sont valables au cas du gradient transverse de température et généralisent celles de la théorie linéaire standard de la thermo acoustique [9, 17].

1. MODELISATION

La propagation d'onde acoustique entre deux plaques planes est la configuration étudiée dans ce travail, voir la figure 1. Le gradient transverse de température est

engendré par la prise d'une température différente sur les deux plaques.

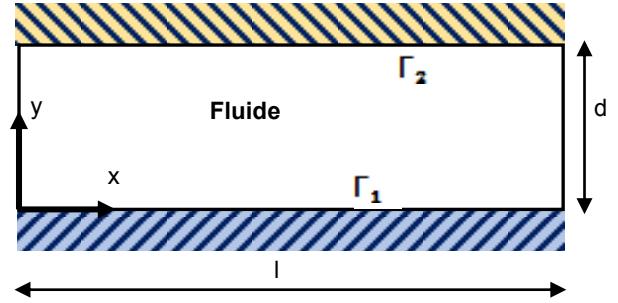


Figure 1 : Configuration étudiée

Concernant les équations régissant cet écoulement, la forme adimensionnelle explicitée dans l'article de Panhuis [18], est choisie afin de permettre une simplification basée sur l'hypothèse de faible Mach. Ces équations de conservation sont reproduites ci-dessous comme suit :

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho^* v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho^* u^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* u^* u^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho^* u^* v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \frac{1}{2} \delta_v^{*2} K \left[\varepsilon \frac{\partial \sigma_{11}^*}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{12}^*}{\partial y^*} \right] + \frac{Ma^2}{Fr} f_1^* = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho^* v^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \rho^* v^* u^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho^* v^* v^*}{\partial y^*} = -\frac{1}{\varepsilon^2 \gamma} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \frac{1}{2} \delta_v^{*2} K \left[\frac{\partial \sigma_{21}^*}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \sigma_{22}^*}{\partial y^*} \right] + \frac{Ma^2}{Fr} f_2^* = 0 \quad (3)$$

Aux équations de continuité et de quantité de mouvement est jointe l'équation de la chaleur décrite en bas :

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} - \frac{\partial p^*}{\partial t^*} + u^* \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial x} - \frac{\partial p^*}{\partial x} \right) + v^* \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} - \frac{\partial p^*}{\partial y^*} \right) = \frac{\gamma}{2(\gamma-1)} \delta_v^{*2} K \left(\varepsilon \frac{\partial q_1^*}{\partial x} + \frac{\partial q_2^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\gamma}{2} \delta_v^{*2} K \left(\varepsilon \sigma_{11}^* \frac{\partial u^*}{\partial x} + \sigma_{12}^* \frac{\partial v^*}{\partial x} + \sigma_{21}^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + \varepsilon \sigma_{22}^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \quad (4)$$

En plus, le fluide est un gaz parfait dont la viscosité et la conductivité thermique suivent une loi en puissance :

$$\mu = \mu_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^{b_\mu}, \quad k = k_r \left(\frac{T}{T_r} \right)^{b_k} \quad (5)$$

Suivant l'hypothèse acoustique basée sur la supposition d'un faible nombre de Mach $Ma \ll 1$ et d'un faible rapport d'aspect $\varepsilon \ll 1$, un développement asymptotique selon le nombre de Mach est accompli. Par la suite, les équations de conservation se simplifient et deviennent à l'ordre 1 comme suit,

$$i\kappa \rho_1^* + \frac{\partial \rho_0^* u_0^*}{\partial x} + \frac{\partial \rho_0^* v_0^*}{\partial y^*} = 0 \quad (6)$$

$$i\rho_0^* u_0^* - \frac{i}{2} \delta_v^{*2} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_0^* \frac{\partial u_0^*}{\partial y^*} \right) + \frac{1}{\gamma \kappa} \frac{\partial p_1^*}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial p_i^*}{\partial y^*} = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} ik \frac{\gamma}{\gamma-1} p_0^* T_1^* - ik p_1^* + p_0^* u_1^* \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T_0^*}{\partial \tilde{x}} + p_0^* v_1^* \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} = \\ \frac{\gamma}{2(\gamma-1)} \delta_{\kappa}^{*2} K \left[\frac{\partial}{\partial y^*} \left(k_0^* \frac{\partial T_1^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(k_1^* \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} \right) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

La différence avec les équations de la théorie linéaire standard de la thermo acoustique est que les grandeurs d'ordre 0 admettent une variation transversale engendrée par le profil de température

$$T_0^{*(b_k+1)} \Big|_0^{y^*} = (b_k + 1) q_{y0}^* y^* \quad (10)$$

En effet, ce profil est déduit après l'intégration de l'équation de la chaleur à l'ordre 0. En conséquence, le flux de chaleur selon la direction transversale est constant :

$$q_{y0}^*(\tilde{x}, y^*) = q_{y0}^*(\tilde{x})$$

Dans ce qui suit, des fonctions de forme similaires à ceux définies dans la théorie linéaire standard de la thermo acoustique sont introduites afin de résoudre les équations de conservation. Ces fonctions déterminent la vitesse et la température acoustiques en fonction de la pression et de ses dérivées dans le cas du gradient transverse de température.

La fonction de forme visqueuse est définie par :

$$u_i^* = F_0 u_{\infty}^*$$

$$u_{\infty}^* = \frac{i}{\gamma \kappa} \frac{\partial p_i^*}{\partial \tilde{x}}$$

Où la vitesse u_{∞}^* représente la vitesse acoustique dans le cas non visqueux. Par substitution dans l'équation de quantité de mouvement, une équation différentielle ordinaire est obtenue dont l'intégration est effectuée sous la condition d'adhérence aux parois,

$$\rho_0^* F_0 + \frac{i}{2} \delta_{\kappa}^{*2} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_0^* \frac{\partial F_0}{\partial y^*} \right) = 1 \quad (11)$$

Ensuite, le développement de l'équation de la chaleur permet d'avoir ci-dessous une équation différentielle linéaire où les termes sources sont proportionnels à la température T_{∞}^* , la vitesse u_{∞}^* et le gradient de celle-ci :

$$\frac{\partial u_{\infty}^*}{\partial \tilde{x}}$$

$$T_{\infty}^* = \frac{\gamma-1}{\gamma} p_i^*$$

La température T_{∞}^* représente la température acoustique dans le cas sans conduction thermique.

$$A_1 T_1^* + B_1 \frac{\partial T_1^*}{\partial y^*} + C_1 \frac{\partial^2 T_1^*}{\partial y^{*2}} + D_1 \frac{\partial^3 T_1^*}{\partial y^{*3}} = \psi_1 T_{\infty}^* + \psi_2 u_{\infty}^* + \psi_3 \frac{\partial u_{\infty}^*}{\partial \tilde{x}} \quad (12)$$

Les coefficients sont définis par :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\rho_0^*}{k_0^*} \frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} + \frac{i}{2} \delta_{\kappa}^{*2} \left(\frac{\partial^3 k_0^*}{\partial y^{*3}} + \frac{1}{k_0^*} \frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} \frac{\partial^2 k_0^*}{\partial y^{*2}} \right) \\ B_1 &= \rho_0^* + i \delta_{\kappa}^{*2} \left[\frac{3}{2} \frac{\partial^2 k_0^*}{\partial y^{*2}} + \frac{1}{k_0^*} \left(\frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} \right)^2 \right] \\ C_1 &= 2i \delta_{\kappa}^{*2} \frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} \quad D_1 = \frac{i}{2} k_0^* \delta_{\kappa}^{*2} \\ \psi_1 &= \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\rho_0^*}{p_0^*} \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} + \frac{1}{k_0^*} \frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} \\ \psi_2 &= \frac{i}{\kappa} \left[\frac{\partial \rho_0^* F_0}{\partial y^*} \frac{\partial T_0^*}{\partial \tilde{x}} - \frac{\partial \rho_0^* F_0}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} + \left(\frac{\partial^2 T_0^*}{\partial y^* \partial \tilde{x}} + \frac{1}{k_0^*} \frac{\partial k_0^*}{\partial y^*} \frac{\partial T_0^*}{\partial \tilde{x}} \right) \rho_0^* F_0 \right] \\ \psi_3 &= -\frac{i}{\kappa} \rho_0^* F_0 \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} \end{aligned} \quad (13)$$

La résolution de cette équation peut ce faire par la définition de la température acoustique comme une combinaison linéaire des termes sources de l'équation différentielle,

$$T_i^* = G_1 T_{\infty}^* + G_2 u_{\infty}^* + G_3 \frac{\partial u_{\infty}^*}{\partial \tilde{x}} \quad (14)$$

Ainsi, les facteurs de proportionnalité G_i sont introduits et appelés des fonctions de formes thermiques. Ces nouvelles fonctions généralisent ceux définies dans la théorie linéaire standard de la thermoacoustique [9, 17] au cas du gradient transverse de température. Suite à l'usage de la propriété de linéarité, l'équation (12) est décomposée et donne le système d'équation suivant,

$$A_1 G_i + B_1 \frac{\partial G_i}{\partial y^*} + C_1 \frac{\partial^2 G_i}{\partial y^{*2}} + D_1 \frac{\partial^3 G_i}{\partial y^{*3}} = \psi_i \quad (15)$$

En conséquence, la détermination des fonctions de formes thermiques G_i est effectuée par l'intégration de ce système. Les conditions thermiques nécessaires peuvent être déduites en considérant les plaques comme des sources de chaleur parfaites.

2. RESULTATS

2.1. Variation du gradient critique de température

Le gradient critique de température introduit par Swift [9] est déterminé analytiquement dans le cas du gradient transverse de température. Ce paramètre est déduit par l'intégration de l'équation de la chaleur suivante :

$$\rho_m^* T_i^* + \frac{i}{2} \delta_{\kappa}^{*2} \frac{\partial^2 T_i^*}{\partial y^{*2}} = \frac{\gamma-1}{\gamma} p_i^* + \frac{i}{\kappa} \rho_m^* u_i^* \frac{\partial T_0^*}{\partial \tilde{x}} + \frac{i}{\kappa} \rho_m^* v_i^* \frac{\partial T_0^*}{\partial y^*} \quad (16)$$

Elle est le résultat de la simplification de l'équation de la chaleur 9. Les hypothèses adoptées sont similaires à celles de Swift [9]. La solution est trouvée pour une onde stationnaire dans un fluide non visqueux dont la conductivité thermique et la masse volumique moyenne sont constantes selon le sens transversal :

$$\rho_0^*(y) \approx \rho_0^* = \rho_m^*.$$

Le résultat s'écrit pour le cas d'une plaque plane comme suit,

$$T_1^* = \left\{ \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p_1^*}{\rho_m^*} - \frac{u_1^* \partial T_0^*}{i\kappa} - \frac{v_1^* \partial T_0^*}{i\kappa \partial y^*} \right\} \left(1 - e^{-\frac{1+i}{\delta_v^*} \rho_m^* v^*} \right) \quad (17)$$

En conséquence, le gradient longitudinal de $\frac{\partial T_0^*}{\partial x}$ température qui annule la température est le gradient critique de température. Il est déduit par :

$$\nabla T_{crit}^* = \kappa \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{|p_1^*|}{\rho_0^* |u_1^*|} - \varphi_{vu} \frac{|v_1^*| \partial T_0^*}{|u_1^*| \partial y^*} \quad (18)$$

L'effet du gradient transverse de température est représenté par l'ajout d'un deuxième terme dans l'expression du gradient critique de Swift [9]. La différence engendrée, présentée dans la figure 2, est proportionnelle au gradient transverse de température et du rapport entre la vitesse acoustique transversale et longitudinale. En effet, ce paramètre peut augmenter ou diminuer selon que la vitesse acoustique transversale est en phase ou en anti-phase par rapport à la vitesse longitudinale $\varphi_{vu} = \pm 1$. Démontrant ainsi que le gradient de température nécessaire à l'enclenchement d'une machine thermo acoustique, en particulier de type onde stationnaire, peut être affecté par le gradient transverse de température.

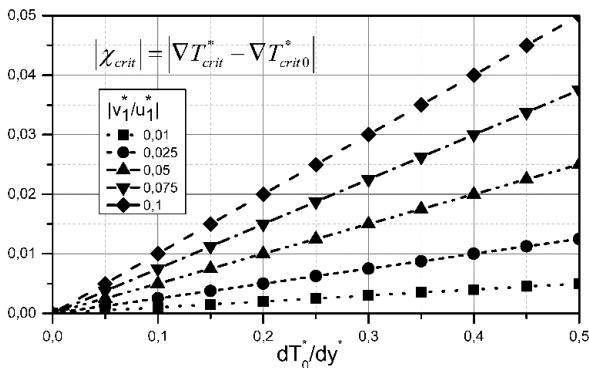


Figure 2 : Effet du gradient transverse de température sur le gradient critique de température ∇T_{crit}^* .

2.2. Évolution des fonctions de forme thermiques et visqueuse

Dans cette partie une analyse de l'effet du gradient transverse de température sur les fonctions de forme est illustré par l'étude de moyenne de la deuxième fonction de forme thermique \mathbf{g}_2 . La même étude peut être effectuée pour les autres fonctions et conduit à des résultats similaires

L'amplitude de \mathbf{g}_2 obtenue dans le cas du fluide parfait ($\delta_{v,k}^* = 0$) diminue progressivement jusqu'à son annulation lorsque l'épaisseur adimensionnelle de la couche limite δ_v^* augmente.

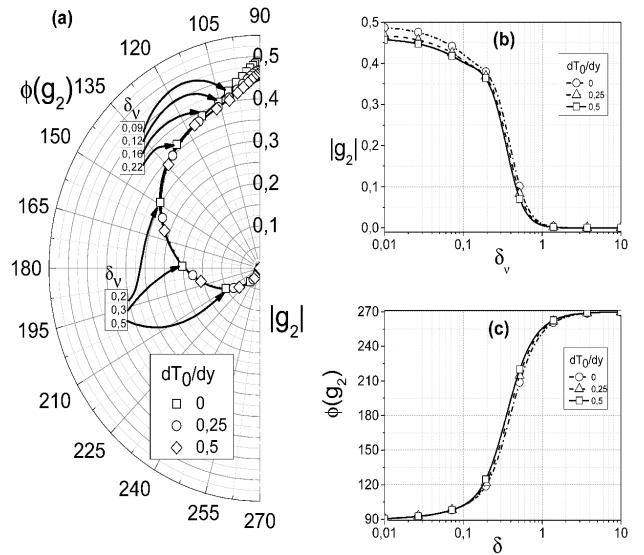


Figure 3 : Evolution de la fonction de forme \mathbf{g}_2 .

Conjointement, la phase varie de $\pi/2$ à $-\pi/2$. Cette intervalle est le double que celui trouvé pour \mathbf{f}_0 et \mathbf{g}_1 . Cette variation d'amplitude et de phase traduit l'effet combiné de la viscosité et de la diffusion thermique.

Il tend à atténuer le module de la température acoustique proportionnellement à celui du déplacement $\xi_\infty = i\kappa u_\infty$ et de changer la direction depuis le sens de ce déplacement à l'opposé. Où ξ_∞ représente le déplacement de la particule fluide dans le cas du fluide parfait.

Par ailleurs, le mouvement de la particule fluide dans le sens de ξ_∞ induit une augmentation de la température acoustique lorsque la phase de \mathbf{g}_2 varie entre $\pi/2$ et π . Pour les autres valeurs de la phase l'inverse se produit. Dans le cas limite $\mathbf{g}_2 = \pi$, la variation de la température acoustique est indépendante du déplacement ξ_∞ mais suit la vitesse $-u_\infty$.

L'introduction d'un gradient transverse de température n'induit pas un changement d'allure de la fonction de forme \mathbf{g}_2 comparativement aux résultats de la théorie linéaire standard comme dans le travail de Swift [9] mais varie l'amplitude et la phase. ce résultat est le même pour les autres fonctions de forme $\mathbf{F}_0, \mathbf{G}_1$.

Dans le cas de la phase, elle subit une accentuation. cette augmentation est négligeable pour des valeurs faibles et fortes de l'épaisseur de la couche limite $1 \leq \delta_v^* \leq 0.1$. Par contre, l'amplitude décroît. Cette diminution est faible pour les fortes valeurs de la couche limite en raison de la domination de la diffusion.

De ce fait, le gradient de température acoustique provoqué par la convection longitudinale est influencé par le gradient transverse de température qui peut s'interpréter par l'apparition de la convection transversale dans cette situation.

CONCLUSIONS

Le travail mené utilise un modèle asymptotique développé afin d'étudier un écoulement oscillant dans le cas d'un gradient transverse de température. Le modèle obtenu généralise la théorie linéaire standard de la thermo acoustique pour le cas de la non uniformité transversale de température. Subséquemment, des fonctions de forme thermiques et visqueuse sont introduites afin de permettre l'analyse des effets de cette non uniformité.

Par la suite, le calcul analytique du gradient critique de température démontre l'impact du gradient transverse de température sur l'enclenchement des machines thermo acoustiques en particulier de type onde stationnaire. Ce qui motive le développement mené dans cette étude et démontre l'intérêt pratique.

En plus, l'étude de l'évolution des fonctions de forme suite à un gradient transverse de température conduit à des variations d'amplitude et de phase dans les variables acoustiques. Ces variations sont plus accentuées principalement pour les dispositifs thermo acoustiques puisque leur dimension transversale caractéristique est de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite. Ces changements peuvent être la conséquence de l'apparition de la convection transversale. En perspective, l'étude de la conversion et le transport d'énergie est un aspect qui peut approfondir les analyses effectuées.

NOMENCLATURE

A_1, B_1, C_1, D_1 Coefficients de l'équation de chaleur Equation (12)

F_0, f_0 Fonction de forme visqueuse et sa moyenne respectivement

Fr Nombre de Froude.

G_i, g_i Fonctions de forme thermiques $i = 1; 2; 3$ et leur moyenne

Ma Nombre de Mach.

T_∞, u_∞ Température et vitesse adimensionnelles relatives au cas du fluide parfait.

b_μ, b_k Constante de viscosité et de conductivité thermique, Eq. (5).

q_i Flux de chaleur adimensionnel axiale ou transversale, $i = 1$ ou 2

q_{y0} Flux de chaleur adimensionnel d'ordre 0 selon la direction transversale.

t^* Variable temps adimensionnelle.

y^* Coordonnée y adimensionnée par rapport à la hauteur du canal d .

\tilde{x} Coordonnée x adimensionnée par rapport à la longueur du canal l .

Lettres Grecques

δ_κ	Epaisseur de la couche limite thermique acoustique.
δ_ν	Epaisseur de la couche limite visqueuse acoustique.
ε	Rapport d'aspect entre la hauteur du canal d et la longueur l .
γ	Rapport de chaleur spécifique.
κ	Nombre de Helmholtz
∇T_{crit}^*	Gradient de température critique
ψ_i	Coefficients des termes sources relatifs à l'équation de la chaleur Equation 12

Indices et exposants

*	Exposant d'une quantité sans dimension.
0; 1	Indice d'une quantité d'ordre 0 ou 1 par rapport au nombre de Mach.

REFERENCES

1. Jaworski, A.J., Piccolo, A. (2012) Applied Thermal Engineering 42, 145
2. Cao, N., Olson, J., Swift, G., Chen, S. (1996) The Journal of the Acoustical Society of America 99, 3456
3. Brewster, J.R., Raspet, R., Bass, H.E. (1997) The Journal of the Acoustical Society of America 102, 3355
4. Mozurkewich, G. (2001) The Journal of the Acoustical Society of America 110, 841
5. Piccolo, A., Pistone, G. (2007) International Journal of Thermal Sciences 46, 235
6. Wetzel, M., Herman, C. (2000) Heat and Mass Transfer 36, 7
7. Wetzel, M., Herman, C. (1999) Heat and mass transfer 35, 433
8. Rott, N. (1969) Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP) 20, 230
9. Swift, G.W. (2002) Thermoacoustics : A unifying perspective for some engines and refrigerators (Acoustical Society of America,
10. Ishikawa, H., Mee, D.J. (2002) The Journal of the Acoustical Society of America 111, 831
11. Worlikar, A.S. (1999) Numerical Heat Transfer, Part A : Applications 35, 49
12. Knio, E., Besnoin, O.M. (2001) Numerical Heat Transfer, Part A : Applications 40, 445
13. Besnoin, E., Knio, O.M. (2004) Acta Acustica united with Acustica 90, 432
14. Marx, D., Blanc-Benon, P. (2004) AIAA Journal 42, 1338
15. Mozurkewich, G. (1998) The Journal of the Acoustical Society of America 103, 3318
16. Piccolo, A. (2011) International Journal of Heat and Mass Transfer 54, 4518
17. Arnott, W.P., Bass, H.E., Raspet, R. (1991) The Journal of the Acoustical Society of America 90, 3228
18. Panhuis, P.H.M.W. in 't, Rienstra, S.W., Molenaar, J., Slot, J.J.M. (2009) Journal of Fluid Mechanics 618, 41