



LESTE
LABORATOIRE D'ETUDES DES SYSTEMES
THERMIQUES ET ENERGÉTIQUES



République Tunisienne

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de
la Recherche Scientifique

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Université de Monastir

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir

*_*_*_*_*_*_*_*_*_*

Laboratoire d'Etudes des Systèmes
Thermiques et Energétiques

THÈSE

Présentée par

Oumayma MILED

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité: Génie Energétique

**Etude d'un système de production de froid solaire par voie
thermoacoustique**

Soutenue le **24/07/2021**, devant le jury composé de :

M. Abdelmajid JEMNI

Professeur, ENIM, Monastir

Président

M. Hichem GHEZZAH

Professeur, FSM, Monastir

Rapporteur

M. Mohamed Naceur BORJINI

Professeur, ENIM, Monastir

Rapporteur

M. Abdallah MHIMID

Professeur, ENIM, Monastir

Directeur de thèse

M. Hacen DHAHRI

Professeur, ENIM, Monastir

Examineur



عدد 866/2021

مقرر

إن رئيس جامعة المنستير

بعد اطلاعه على القانون عدد 19 لسنة 2008 المؤرخ في 25 فيفري 2008 المتعلق بالتعليم العالي، وعلى جميع النصوص التي نقتحه وخاصة القانون عدد 38 لسنة 2017 المؤرخ في 2 ماي 2017،
على القانون التوجيهي عدد 6 لسنة 1996 المؤرخ في 31 جانفي 1996 المتعلق بالبحث العلمي وتطوير التكنولوجيا، وعلى جميع النصوص التي نقتحه أو تمته وخاصة القانون عدد 71 لسنة 2016 المؤرخ في 30 سبتمبر 2016،
وعلى الأمر عدد 2716 لسنة 2008 المؤرخ في 04 نوت 2008 المتعلق بتنظيم الجامعات ومؤسسات التعليم العالي والبحث وقواعد سيرها، وعلى جميع النصوص التي نقتحه أو تمته وخاصة الأمر الحكومي عدد 827 المؤرخ في 28 جويلية 2017،
وعلى الأمر عدد 47 لسنة 2013 المؤرخ في 04 جانفي 2013 المتعلق بضبط الإطار العام لنظام المراسمة وشروط التحصيل على الشهادة الوطنية للدكتوراه في نظام 'أمد'
وعلى الأمر عدد 2102 لسنة 2004 المؤرخ في 02 سبتمبر 2004 المتعلق بإحداث جامعة المنستير
وعلى منشور السيد وزير التعليم العالي والبحث العلمي عدد 35 لسنة 2010 المؤرخ في 14 سبتمبر 2010 المتعلق بالتسجيل بدراسات الدكتوراه
وعلى محاضر جلسات لجنة الدكتوراه والتأهيل الجامعي في مادة هندسة الطاقة بتاريخ 2021/01/27 و 2021/06/30
لى التقرير النهائي الذي أعده الأستاذ عبد الله شمسيد المشرف(ة) على أطروحة دكتوراه الطالب(ة) أميمة ميلاد
وعلى التقريرين اللذين قدمهما المقرران المعينان لفرض
وبإقتراح من السيد(ة) مدير(ة) المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير ضمن إحاطة(ة) عدد 456 بتاريخ 2021/07/01

قرر ما يأتي

الفصل الأول : تتركب لجنة مناقشة رسالة البحث لنيل شهادة الدكتوراه 'نظام أمد' في هندسة الطاقة المقدمة من طرف الطالب(ة) أميمة ميلاد تحت عنوان

" Etude d'un système de production de froid solaire par voie thermoacoustique "

من السيدات والسادة:

رئيسا	المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير	أستاذ تعليم عال	عبد المجيد الجميني
مشرفا	المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير	أستاذ تعليم عال	عبد الله محييميد
مقررا	المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير	أستاذ تعليم عال	محمد الناصر الرجيني
مقررا	كلية العلوم بالمنستير	أستاذ محاضر	محمد هشام القزّاح
عضوا	المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير	أستاذ تعليم عال	حسن الظاهري

الفصل الثاني : مدير(ة) المدرسة الوطنية للمهندسين بالمنستير مكلف(ة) بتنفيذ هذا المقرر

المنستير في 2021/07/14

رئيس الجامعة

الأستاذ الهادي بالحاج صالح



Nomenclature

\vec{c}	Vitesses discrétisées qui sont données par la LBM
c_i	Vitesse du nœud i
C_p	Capacité calorifique ($J.K^{-1}$)
c_s	Vitesse du son de la LBM ($m.s^{-1}$)
C_s	Vitesse du son physique
Da	Nombre de Darcy, $Da = K/H^2$
Ec	Nombre d'Eckert, $Ec = u_0^2 / (C_p \Delta T_{ref})$
e	Energie interne (J)
e_i	Vitesse discrète de la Méthode de Boltzmann sur réseau
f	Fréquence (Hz)
F	Terme force agissant sur la particule
F_{ei}	Terme force dû aux propriétés du milieu poreux dans le modèle de Boltzmann
f_i	Fonction de distribution de densité de particule
f_k	Fonction de distribution de la vitesse
f_k^{eq}	Fonction de distribution à l'équilibre de la vitesse
F_x	Projection de terme source sur l'axe des 'x'
F_y	Projection de terme source sur l'axe des 'y'
F_ε	Nombre de Forchheimer
g_k	Fonction de distribution de la température
g_k^{eq}	Fonction de distribution à l'équilibre de la température
H	Hauteur du résonateur (m)
k	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
K	Perméabilité du milieu poreux (m^2)
k_w	Nombre d'onde (rad/m)
l_s	Longueur du stack (m)
L	Longueur du résonateur (m)
m	Nombre des nœuds dans la direction y

M	Position spatiale $M(x,y)$
m_b	Massed'une particule (Kg)
Ma	Nombre deMach
n	Nombre de nœuds de la simulation dans la direction des x
n_1	Coordonnée dans l'axe des x de l'extrémité gauche du stack
n_2	Coordonnée dans l'axe des x de l'extrémité droite du stack
p	Pression (Pa)
P	Pression adimensionnelle
P_A	Amplitude de la pression à l'anti-nœud
Pr	Nombre dePrandtl Pression, $Pr = \nu/\alpha$,
\dot{Q}	Terme sourcedans l'équation de l'énergie
r	Position de la particule
Re	Nombre de Reynolds, $Re = (u_0H)/\nu$
Rc	Rapport de capacité thermique, $Rc = (\rho C_p)_s / (\rho C_p)_f$
R_k	Rapport de conductivité thermique, $R_k = k_s / k_f$
t	Temps (s)
T	Température (K)
T_c	Température de l'échangeur froid (K)
T_e	Période de l'onde (s)
T_f	Temps de la simulation (s)
T_h	Température de l'échangeur chaud (K)
T_m	Température ambiante (=300 °K)
u	Composante de la vitesse axiale (m/s)
U	Composante de la vitesse axiale adimensionnelle
u_0	Amplitude maximale de la vitesse acoustique (m/s)
u_a	Vitesse relative des particules par rapport à celle du fluide (m/s)
v	Composante de la vitesse transversale
V	Composante de la vitesse transversale adimensionnelle
x, y, z	Coordonnéesspatiales
X, Y, Z	Coordonnéesspatiales adimensionnelles
x_c	Coordonnée du centre de stack

Symboles

ρ	Masse volumique(Kg.m ⁻³)
μ	Viscosité dynamique(Kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)
ν	Viscosité cinématique du fluide (m ² .s)
λ	Longueur d'onde (m)
ε	Porosité du milieu poreux
α	Coefficient de diffusivité thermique (m ² .s ⁻¹)
ϕ	Variable qui peut être la vitesse, la température, la fraction massique,etc.
ω	Pulsation d'onde
ω_c	Fréquence de collision
τ_f	Temps de relaxation de la fonction f
ω_i	Facteurs de pondération
Ω	Opérateur decollision
Δc	Pas de l'espace de vitesse
Δt	Incrémentation de temps
Δx	Pas de l'espace suivant x
Δy	Pas del'espace suivant y
σ	Constante définie tel que, $\sigma = \varepsilon + (1 - \varepsilon)R_c$
τ	Temps adimensionnel
τ_f	Temps de relaxation de la fonction f
τ_g	Temps de relaxation thermique dans tout le domaine de calcul
$\tau_{g,f}$	Temps de relaxation thermique dans la région fluide
$\tau_{g,s}$	Temps de relaxation thermique dans la région milieux poreux
τ	Temps de référence adimensionnel
θ	Température adimensionnelle
Θ	Paramètre binaire

Indices

0	Standard
f	Fluide
s	Partie solide (milieu poreux)
i	Compteur d'incrémentatation
int	Interface
eq	Equilibre
j	Représente une direction spatiale
k	Nombre des vitesses discrétisées dans un réseau

Moy

Moyenne

Table des matières

NOMENCLATURE	I
TABLE DES MATIERES.....	V
LISTE DES FIGURES	IX
LISTE DES TABLEAUX	XII
LISTE DES ABREVIATIONS.....	XIII
INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I : SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE.....	4
INTRODUCTION :	5
PARTIE I: EFFET THERMOACOUSTIQUE.....	5
1. Historique	5
2. Applications	7
3. Principe d'un système thermoacoustique	10
3.1. Moteur thermoacoustique.....	11
3.2. Réfrigérateur thermoacoustique	11
3.3. Réfrigérateur-moteur thermoacoustique.....	14
4. Composants d'un réfrigérateur thermoacoustique	15
4.1. Stack.....	15
4.2. Fluide de travail.....	18
4.3. Résonateur.....	19
4.4. Fréquence	20
4.5. Pression moyenne.....	20
5. Avantages et inconvénients des machines thermoacoustiques	21
5.1. Avantages	21
5.2. Inconvénient :.....	21
PARTIE 2 : MILIEU POREUX.....	21
1. Définition du milieu poreux	22

2.	Classification des milieux poreux	22
2.1.	Milieu saturé/non saturé :.....	22
2.2.	Milieu poreux consolidé et non consolidé.....	23
3.	Propriétés d'un milieu poreux	23
3.1.	Porosité.....	24
3.2.	Degrés de saturation	24
3.3.	Perméabilité.....	24
3.4.	Capacité thermique effective :.....	24
3.5.	Conductivité thermique effective:.....	25
4.	Appareils thermoacoustiques avec un stack formé en milieu poreux	25
	CONCLUSION	27

CHAPITRE II : METHODE NUMERIQUE : METHODE DE BOLTZMANN SUR RESEAU (LBM) APPLIQUEE AU REFRIGERATEUR THERMOACOUSTIQUE.....28

	INTRODUCTION.....	29
1.	Historique de la méthode de Boltzmann sur réseau	29
2.	Equation aux dérivées partielles générales.....	30
3.	Différence entre les méthodes traditionnelles en dynamique des fluides et la méthode de Boltzmann sur réseau.....	31
4.	Origine de la Méthode de Boltzmann	31
4.1.	Théorie cinétique.....	32
4.2.	Equation de Boltzmann	32
5.	Approximation BGK.....	34
6.	Arrangements des réseau de vitesses discrètes.....	35
6.1.	Une dimension (n=1).....	35
6.2.	Deux dimensions (n=2)	36
6.3.	Trois dimensions (n=3)	38
7.	Fonction de distribution d'équilibre et variables macroscopiques.....	38
8.	Incorporation du terme force	39
9.	Conditions aux limites.....	40
9.1.	Conditions aux limites dynamiques	41
9.1.1.	Condition de non glissement.....	41
9.1.2.	Vitesse connue à la frontière :.....	42

9.1.3.	Condition aux limites ouvertes :	43
9.1.4.	Condition de symétrie	44
9.1.5.	Condition aux limites à l'interface entre milieu poreux et fluide :	45
9.2.	Conditions aux limites thermiques	45
9.2.1.	Paroi adiabatique	45
9.2.2.	Température imposée (condition de Dirichlet)	46
10.	Avantages et inconvénients de la méthode	47
10.1.	Avantages	47
10.2.	Inconvénients	47
11.	Méthode de LBM dans le domaine de la thermoacoustique	47
CONCLUSION		48

CHAPITRE III : FORMULATION MATHEMATIQUE D'UN REFRIGERATEUR THERMOACOUSTIQUE.....49

INTRODUCTION		50
1.	Formulation mathématique du problème	50
2.	Equations gouvernantes et conditions aux limites	51
2.1.	Hypothèses simplificatrices	51
2.2.	Equations physique dimensionnelles	52
2.3.	Equations adimensionnelles	53
2.4.	Conditions initiales et les conditions aux limites	54
3.	Simulation numérique	55
3.1.	Champ dynamique	56
3.2.	Champ thermique	58
4.	Validation	59
4.1.	Validation de la géométrie	59
4.2.	Validation du son émis par le haut-parleur	60
5.	Test de maillage	59
CONCLUSION		63

CHAPITRE VI: OPTIMISATION DU REFRIGERATEUR THERMOACOUSTIQUE64

INTRODUCTION		65
---------------------	--	-----------

PARTIE 1 : OPTIMISATION DU TAR.....	65
1. Géométrie physique étudiée	65
2. Résultats	66
2.1. Champs de vitesse dynamique	66
2.2. Etude paramétrique	69
2.2.1. Effet du nombre d'Eckert.....	70
2.2.2. Effet du nombre de Darcy	73
2.2.3. Effet du rapport des capacités thermiques	74
2.2.4. Effet de la porosité	75
2.2.5. Effet des conductivités thermiques	76
2.2.6. Effet de la position du stack.....	76
2.2.7. Effet de la fréquence	77
PARTIE 2 : COMPARAISON DE DEUX FORMES DE RESONATEURS	78
1. Champs dynamiques	79
2. Effet de la position du stack	85
3. Effet de la porosité et du nombre de Darcy.....	86
4. Effet du rapport des capacités calorifiques et des conductivités thermiques	86
5. Comparaison des deux types de résonateurs	87
CONCLUSION	88
CONCLUSION GENERALE.....	91
PERSPECTIVES	94
REFERENCES	96

Liste des Figures

Figure 1: Souffleur de verre[1].....	5
Figure 2: Evolution du nombre de recherches scientifiques depuis 1956 dans le domaine thermoacoustique [12].....	7
Figure 3 : (a) Installation du réfrigérateur thermoacoustique STAR embarqué dans la navette spatiale Discovery (b) : Photo réelle du réfrigérateur STAR, (c) : Coupe transversale de STAR montrant les différentes parties.	8
Figure 4: (a): Congélateur à glace de « Ben&Jerry's » utilisant le réfrigérateur thermoacoustique, (b): Architecture de son réfrigérateur thermoacoustique [16]	9
Figure 5:) Principe d'un moteur classique, (b) Moteur thermoacoustique, (c)Principe d'un réfrigérateur classique, (d) réfrigérateur thermoacoustique, et (e) Réfrigérateur thermoacoustique alimenté par un moteur thermoacoustique	10
Figure 6: Processus de réfrigération thermoacoustique	13
Figure 7: Différentes géométries d'empilement utilisées dans les études précédentes [2]: spirale, (b) plaque parallèle, (c) nid d'abeille et (d) corning celcor.	16
Figure 8:Différentes géométries des résonateurs [2].....	19
Figure 9: Répartition des articles scientifiques par domaine de recherche[59]	22
Figure 10:Milieu poreux saturé composé d'une matrice solide et l'eau uniquement [61]	23
Figure 11:Milieu poreux non saturé composé d'une matrice solide et de deux fluides (exemple : l'air et l'eau) [61].....	23
Figure 12: Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906).....	30
Figure 13: Evolution de la recherche scientifique dans le domaine de la méthode de Boltzmann sur réseau [5].....	30
Figure 14:Modèles des matrices 1D [84]	36
Figure 15: Arrangements des réseaux pour les problèmes bidimensionnels [78].....	37
Figure 16 :Arrangements des réseaux pour les problèmes tridimensionnels (a)D3Q15 et (b) D3Q19[78]	38
Figure 17: Fonctions de distribution du modèle D2Q9 aux limites du modèle	41
Figure 18: Condition de symétrie appliquée au centre d'un canal	45
Figure 19 : Schéma (A : du système et B : du réfrigérateur thermoacoustique)	51
Figure 20: Modèle D2Q9	56
Figure 21:Géométrie de la validation.....	60

Figure 22: Validation de la ligne médiane de vitesse et concordance des résultats obtenues avec ceux publiés précédemment [103]	60
Figure 23: Condition aux limites dynamique et thermique de la géométrie de la validation...	61
Figure 24: Validation du profil de la température à l'intérieur du canal pour le flux oscillant	61
Figure 25: Validation du profil de vitesse à l'intérieur du canal pour le flux oscillant	62
Figure 26: Test de maillage	63
Figure 27 : Modèle géométrique	66
Figure 28: Contours en U instantanés dans le résonateur à 4 instants (A : $t = Te/4$, B : $t = Te/2$, C : $t = 3Te/4$ et D : $t = Te$).....	67
Figure 29: Variation périodique de U à $Y = 0,5$, $X = 4,71, 5,21, 7,57$ pour $X_c = 5,21$, $f = 200$ Hz, $Pr = 0,71$, $\epsilon = 0,7$, $Da = 0,01$, $Rk = 30$, $Rc = 2,5$ de la géométrie 2	68
Figure 30: Fluctuations de la vitesse sur une période à (A : $X = 4,71$, B : $X = 5,21$ et C : $X = 7,57$) pour $f = 200$ Hz, $Pr = 0,71$, $\epsilon = 0,7$, $Da = 0,01$, $Rk = 30$, $Rc = 2,5$	68
Figure 31: Variation de ΔT au cours du temps pour $\epsilon=0.3$, $Da= 10^{-3}$, $Rc=20$, $Rk=22$, $Ec=0.2$	69
Figure 32: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différentes valeurs de Da pour $Rc = 2,5$, $Rk = 10$, $\epsilon = 0,7$, $X_c = 5$ et $L_s = 1$	70
Figure 33: Variation de T en fonction du nombre d'Eckert pour différentes valeurs de Rc pour $Da=0.001$, $Rk=10$, $\epsilon=0.7$, $X_c=5.33$, $l_s=1$	72
Figure 34: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différentes porosités pour $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $Rc= 20$, $X_c = 5$ et $L_s = 1$	72
Figure 35: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différents rapports de conductivité thermique pour $Da = 0,001$, $\epsilon = 0,3$, $Rc = 20$, $Ec = 0,2$, $X_c = 5$ et $L_s = 1$	73
Figure 36: Effet du nombre de Darcy sur la performance du TAR pour $Rc=2.5$, $Rk=10$, $\epsilon=0.7$, $X_c=5$, $L_s=1$, et $Ec=0.2$	74
Figure 37: Effet de Rc sur la performance du TAR pour $Ec= 0.2$, $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $\epsilon = 0,7$, $X_c = 5,33$ et $L_s = 1$	75
Figure 38 : Effet de la porosité sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $Rc= 20$, $X_c = 5$ et $L_s = 1$ $Ec=0.2$	75
Figure 39: Effet de R_k sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $\epsilon = 0,3$, $Rc = 20$, $Ec = 0,2$, $X_c = 5$ et $L_s = 1$	76
Figure 40: Effet de la position du centre du stack sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $Rc = 20$, $Rk = 1$, $X_c = 5,33$ et $L_s = 1$	77

Figure 41: Effet de la fréquence sur la performance de TAR pour différentes positions de stack pour $Da = 0,001$, $Rc = 20$, $Rk = 1$ et $Ls = 1$	77
Figure 42: Modèles géométriques de (a) résonateur à extrémité ouverte, (b) résonateur à extrémité fermée.....	78
Figure 43: Comparaison des profils de vitesses dans les résonateurs sur une période à ($A : X = 5.51$, $B : X = 5,434$ et $C : X = 7,67$) (trait pointillé= les vitesses dans le résonateur à extrémité ouverte, trait continu = vitesse dans le résonateur à extrémité fermée)	81
Figure 44: Vitesse au cours du temps dans trois positions des deux résonateurs (trait continu: résonateur fermé, trait pointillé: résonateur ouvert)	82
Figure 45: Contours des vitesses instantanés dans les résonateurs à 4 instants (a et e : $t = Te/4$, b et f : $t = Te/2$, c et g : $t = 3Te/4$ et d et h: $t = Te$) (a, b c et d : résonateur à extrémité ouverte, e, f, g et h : résonateur à extrémité fermée).....	83
Figure 46: Vitesses aux centres des deux résonateurs pour $Da=5.10^{-4}$, $Rc = 20$, $Rk=1$, $Ec=0.2$, $\epsilon=0.4$, $Re=50$, $Xc=5.434$	85
Figure 47: Effet de la position du stack sur la performance du TAR à extrémité ouverte pour $\epsilon=0.4$, $Da = 0,005$, $Re=100$, $Rc = 20$, $Rk = 1$ et $Ls = 1$	85
Figure 48: Variation de ΔT en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de ϵ pour $Re=25$, $Rc=20$, $Rk=1$, $Ec= 0.2$, $Xc=0.58= \lambda /64$, $ls=1$	86
Figure 49: Variation de ΔT en fonction de Rk pour différentes valeurs de Rc pour $Da=0.1$, $Re=50$, $Ec= 0.2$, $\epsilon=0.6$, $Xc=0.58= \lambda /64$, $ls=1$	87
Figure 50: Comparaison des efficacités des deux types de réfrigérateurs au cours du temps $Da=0.005$, $Rc=20$, $Rk=1$, $Ec= 0.2$, $\epsilon=0.4$, $Xc=0.58= \lambda /64$, $ls=1$	88

Liste des tableaux

Tableau 1: Caractéristiques physiques de quelques milieux poreux utilisés en tant que stack de machines thermoacoustiques	17
Tableau 2: Récapitulation des propriétés de quelques modèles de réseau monodimensionnel	36
Tableau 3: Récapitulation de quelques propriétés des modèles de réseaux bidimensionnels [78]	37
Tableau 4: Récapitulation de quelques propriétés des modèles de réseaux tridimensionnels [78]	38
Tableau 5: Condition de non glissement appliquée aux frontières	42
Tableau 6: Condition de vitesse connue à la frontière appliquée aux frontières.....	42
Tableau 7: Condition aux limites ouvertes appliquée aux frontières	44
Tableau 8: Condition paroi adiabatique appliquée aux frontières.....	45
Tableau 9 : Condition de Dirichlet appliquée aux frontières	46
Tableau 10 : Comparaison des vitesses dans les deux résonateurs dans trois positions	82

Liste des abréviations

<i>BGK</i>	<i>Bhatnagar-Gross-Krook</i>
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
<i>COP</i>	<i>Coefficient de performance</i>
<i>DDF</i>	<i>Fonction de Double Distribution</i>
<i>HDTAR</i>	<i>Réfrigérateur Thermoacoustique à commande Thermique</i>
<i>LANL</i>	<i>Laboratoires Nationaux de Los Alamos</i>
<i>LBM</i>	<i>Lattice Boltzmann Method</i>
<i>LDA</i>	<i>Anémométrie Doppler Laser</i>
<i>NPS</i>	<i>Naval Postgraduate School</i>
<i>STAR</i>	<i>Space ThermoAcoustic Refrigerator</i>
<i>TAR</i>	<i>ThermoAcoustic Refrigerator</i>

Introduction générale

Introduction générale

Ces dernières années, les émissions de gaz à effet de serre et les changements climatiques sont deux questions cruciales auxquelles s'intéressent les scientifiques du monde entier. Alors que les scientifiques et les ingénieurs travaillent intensément à l'amélioration des technologies avancées pour faciliter la vie des gens, une négligence des changements climatiques et des émissions de gaz à effet de serre deviennent des questions de plus en plus critiques. Considérons les deux plus grandes réalisations de l'ingénierie du XXe siècle : l'automobile (et donc le moteur à combustion interne) et le réfrigérateur (le climatiseur). Ces deux piliers de la technologie moderne partagent une autre distinction, moins gratifiante: tous les deux ont involontairement endommagé l'environnement, en rejetant des gaz à effet de serre (CO₂, chlorofluorocarbures) ou en laissant échapper des composés qui érodent la couche protectrice d'ozone atmosphérique de la Terre. Le niveau d'ozone naturel dans l'atmosphère permet de absorber la plupart des radiations solaires nocives avant qu'elles n'atteignent la surface de la terre, l'ozone absorbe une partie importante du rayonnement ultraviolet. Toute modification de la quantité de la radiation qui pénètre à la surface de la terre en raison de l'amincissement de la couche d'ozone peut avoir des conséquences potentiellement graves sur la santé humaine, les systèmes écologiques, et également pour le climat mondial.

Le fait de bien tenir la balance entre les avantages de créer des nouvelles inventions plus efficaces et les inconvénients de ces inventions qui nuisent à l'environnement devient une nécessité. Au cours des deux dernières décennies, les chercheurs ont travaillé sur la mise au point d'une toute nouvelle catégorie de moteurs et de réfrigérateurs qui pourrait aider à réduire ou éliminer ces menaces. Une technologie prometteuse implique les systèmes thermoacoustiques.

Le manuscrit présenté est formé d'une introduction générale, de quatre chapitres, et d'une conclusion générale et des perspectives pour les travaux futurs. Dans le premier chapitre, nous avons commencé par présenter les systèmes thermoacoustiques. Une recherche bibliographique a été menée pour comprendre le phénomène thermoacoustique, en évoquant son histoire, les applications réelles sur le marché, les types des machines thermoacoustiques et le processus de fonctionnement du réfrigérateur thermoacoustique à onde stationnaire qui fait l'objet de cette thèse. D'autre part, une partie de ce chapitre vise à préciser les caractéristiques du milieu poreux. En fait, le milieu poreux est utilisé en tant que matériau du stack. Ce dernier est un des composants importants dans les machines

thermoacoustiques et dont l'amélioration induit l'amélioration des performances du réfrigérateur. Le chapitre se termine par la présentation d'une large revue bibliographique focalisée sur les machines thermoacoustiques utilisant le stack comme étant milieu poreux.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la méthode de Boltzmann sur réseau, son historique, son origine, ses applications et son mode d'emploi. Ensuite, une présentation de l'opérateur de collision (BGK) est introduite. Les conditions aux limites, les plus fréquentes, sont présentées et développées dans les quatre côtés d'un canal. Le modèle D2Q9 est pris comme exemple.

Le troisième chapitre est consacré au développement des équations physiques régissant les champs de vitesse et de température dans le réfrigérateur thermoacoustique. Ensuite, ce système d'équations est résolu par la méthode de Boltzmann sur réseau. Puis, les résultats de la validation dynamique et thermique du code numérique généré sont présentés. Ce chapitre se termine par un test de maillage.

Le quatrième chapitre est organisé en deux grandes parties. Dans la première partie, une étude numérique est menée, afin d'identifier les effets des paramètres reliés au fluide, au stack et au haut-parleur sur la performance du système. Les résultats obtenus de la simulation sont exposés et analysés dans cette partie. Une attention particulière est accordée au terme de dissipation visqueuse. Les paramètres considérés comprennent, d'une part, les caractéristiques du haut-parleur et d'autres parts, les caractéristiques du fluide et du stack. Dans la deuxième partie, une étude comparative entre deux formes de résonateurs est réalisée. La différence majeure entre les deux résonateurs est que le premier est à extrémité fermée alors que le deuxième est à extrémité ouverte. Pour ce fait, une étude sur les champs de vitesses et une comparaison des deux formes des résonateurs sont réalisées.

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Chapitre I : Synthèse bibliographique

Introduction :

Ce chapitre est organisé en deux parties. Dans la première partie, les systèmes thermoacoustiques seront présentés et détaillés. Une recherche bibliographique est menée pour comprendre le phénomène thermoacoustique. Nous avons évoqué son historique, ses applications réelles dans le marché, les types des machines thermoacoustiques stationnaires et le processus de fonctionnement. L'accent est mis sur le processus du réfrigérateur thermoacoustique à onde stationnaire qui fait l'objet de cette thèse. La deuxième partie de ce chapitre vise à préciser les caractéristiques du milieu poreux qui est utilisé en tant que matériau constituant le stack.

Partie I: Effet thermoacoustique

1. Historique

L'effet thermoacoustique a été observé initialement par les souffleurs de verre (Figure 1). En effet, l'émission d'ondes sonores dans un résonateur soumis à un gradient de température a été initialement observée.



Figure 1: Souffleur de verre[1]

Dans le dix-huitième siècle, précisément en 1777, Byron Higgins a été le premier scientifique à observer l'effet thermoacoustique[2]. En fait, il a remarqué que la chaleur peut induire une oscillation acoustique : du son. Plus tard, en 1896, Lord Rayleigh a donné sa première interprétation qualitative pour le fonctionnement du tube de Sondhauss[3]. Le tube de Sondhauss est un moteur thermoacoustique qui convertit la chaleur en travail mécanique sous forme de son. Il produit une onde acoustique stationnaire. Cependant, le phénomène physique

inverse, qui est la création d'un gradient de température à partir d'une onde acoustique intense, n'a été démontré que dans les travaux de Merkli et Thomannen 1975 [4] et de Wheatley et al. en 1983[5].

Dans les années 1960, Carter et son équipe[6] ont pris des mesures importantes dans le développement de la machine thermoacoustique. Ils l'ont optimisée en ajoutant un empilement de plaques (stack) dans le résonateur, améliorant ainsi considérablement son efficacité. Cela a entraîné que pour une machine thermoacoustique «moderne», ses composants de base sont : le résonateur, le fluide qui remplit le résonateur, le stack et des échangeurs de chaleur. Ces composants seront plus détaillés dans le paragraphe 4 de ce chapitre.

Bien que Rayleigh a donné une description qualitative de la thermodynamique oscillante, une théorie précise n'a été développée qu'en 1980 lorsque Rott[7] a dérivé l'équation d'onde et l'équation d'énergie d'un son pur à fréquence unique se propageant le long d'un canal soumis à un gradient de température. Ces équations ont été approuvées par des données expérimentales[8] dans le contexte des oscillations de Taconis, qui peuvent se produire lorsqu'un tube rempli de gaz passe de la température ambiante à la température cryogénique. Les travaux de Rott[7] constituent la base théorique de la plupart des systèmes modernes d'ondes stationnaires thermoacoustique. Gifford et Longworth[9] ont développé un processus de pompage de chaleur le long de la surface intérieure d'un tube fermé, où les oscillations de pression à basse fréquence ont lieu. Également Merkli et Thomann[4] ont publié un article décrivant leur découverte expérimentale selon laquelle le flux oscillant généré dans un tube de résonance rempli de gaz peut produire non seulement un chauffage mais aussi un refroidissement de la paroi du tube. Ils ont développé dans la même recherche une expression analytique pour le flux de chaleur dans des tubes résonants et ont testé sa validité avec une expérience de flux laminaire. Les oscillations étaient produites par un piston placé dans une des extrémités du tube alors que l'autre extrémité est fermée. Les parois du tube de résonance ont été maintenues à une température uniforme. Ils ont découvert, expérimentalement et théoriquement, que le mouvement des ondes engendre un flux de chaleur au cours du temps. Le flux thermique longitudinal est transporté de l'anti-nœud de vitesse à l'anti-nœud de pression adjacent. Et ils ont découvert également qu'un flux thermique transversal est rejeté dans l'environnement dans une région proche de l'anti-nœud de pression. Ce même flux est par la suite absorbé par l'environnement dans une région proche de l'anti-nœud de vitesse. Cela est vrai si le nombre de Prandtl du milieu gazeux idéal est inférieur à l'unité. Ces événements ont constitué la base des travaux des Laboratoires nationaux de Los Alamos (LANL) sur les

dispositifs thermoacoustiques dans les années 80, réalisés par Wheatley, Swift et leurs collègues. Ils ont conçu le premier réfrigérateur thermoacoustique. Depuis que Feldman et ses collaborateurs (1970) ont découvert que la performance du tube de Sondhauss pourrait être améliorée par l'inclusion d'un stack de petits tubes, l'utilisation d'un stack a pour effet d'augmenter la surface de contact effective entre le gaz et le solide sur la section transversale de chaque petit tube, de sorte que tout le gaz contribue au processus de transport de chaleur thermoacoustique. Depuis lors, plusieurs dispositifs expérimentaux ont été développés [10], [11], et le nombre de recherches a augmenté de manière exponentielle pour atteindre en 2020 plus que 1250 publications scientifiques, comme l'illustre la **Figure 2**.

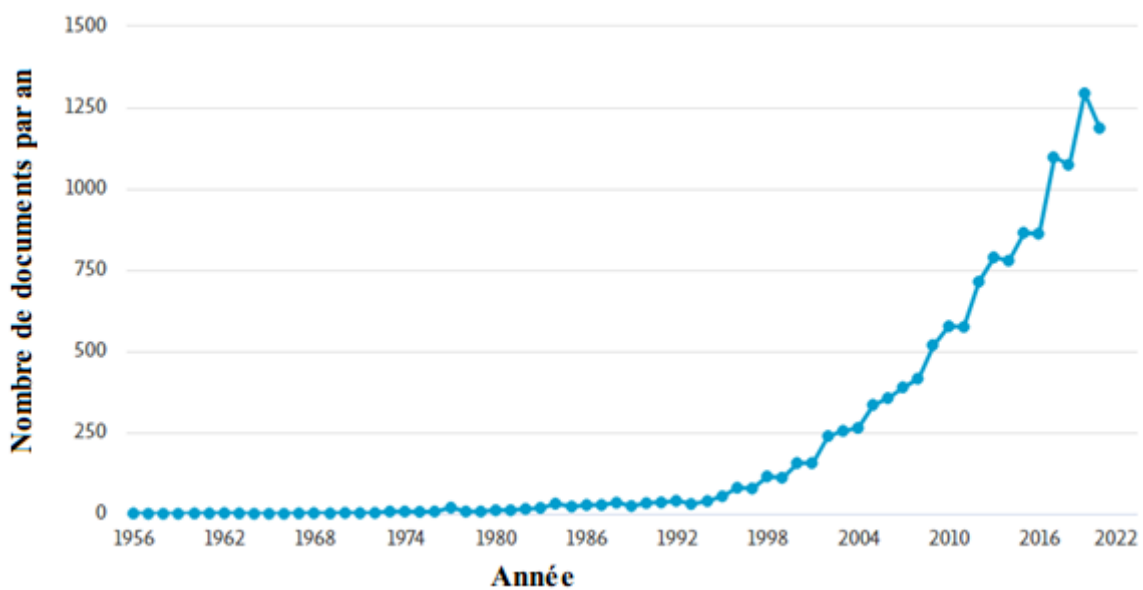


Figure 2: Evolution du nombre de recherches scientifiques depuis 1956 dans le domaine thermoacoustique [12]

2. Applications

Depuis le développement du premier appareil thermoacoustique au début des années 80 au LANL[4], [5], [10]–[13], la technologie thermoacoustique attire de plus en plus l'attention en tant qu'un nouveau domaine de recherche des moteurs et des pompes à chaleur. Depuis lors, de nombreux systèmes thermoacoustiques ont été construits, principalement au LANL, l'École Navale Supérieure (Naval Postgraduate School (NPS)) à Monterey (Californie), et à l'Université d'État de Pennsylvanie.

Les réfrigérateurs utilisent une source acoustique (haut-parleur ou moteur principal) pour pomper la chaleur d'une source froide vers une source chaude. Un réfrigérateur thermoacoustique simple est illustré à la **Figure 5-d**. Ces systèmes contiennent un haut-parleur

qui génère une onde sonore intense dans un résonateur acoustique rempli de gaz. Une structure poreuse, appelée stack, est placée dans le résonateur. Le stack est le cœur du réfrigérateur où le refroidissement a lieu.

On présente deux exemples de réfrigérateurs qui ont été construits et testés à NPS:

- Le premier est appelé (SpacethermoacousticRefrigerator « STAR ») [11]. Il a été conçu pour produire jusqu'à 80°K de différence de température dans le résonateur, et de pomper jusqu'à 4W de chaleur. STAR a été lancée à bord de la navette spatiale Discovery en 1992.
- Le deuxième est le refroidisseur thermoacoustique de l'électronique de bord (SETAC) qui a été utilisé pour refroidir le radar électronique à bord du navire de guerre USS Deyo en 1995 [26]. Il a été conçu pour fournir 400 W de puissance de refroidissement, qui est similaire à celle d'un appareil domestique de réfrigération/congélation.

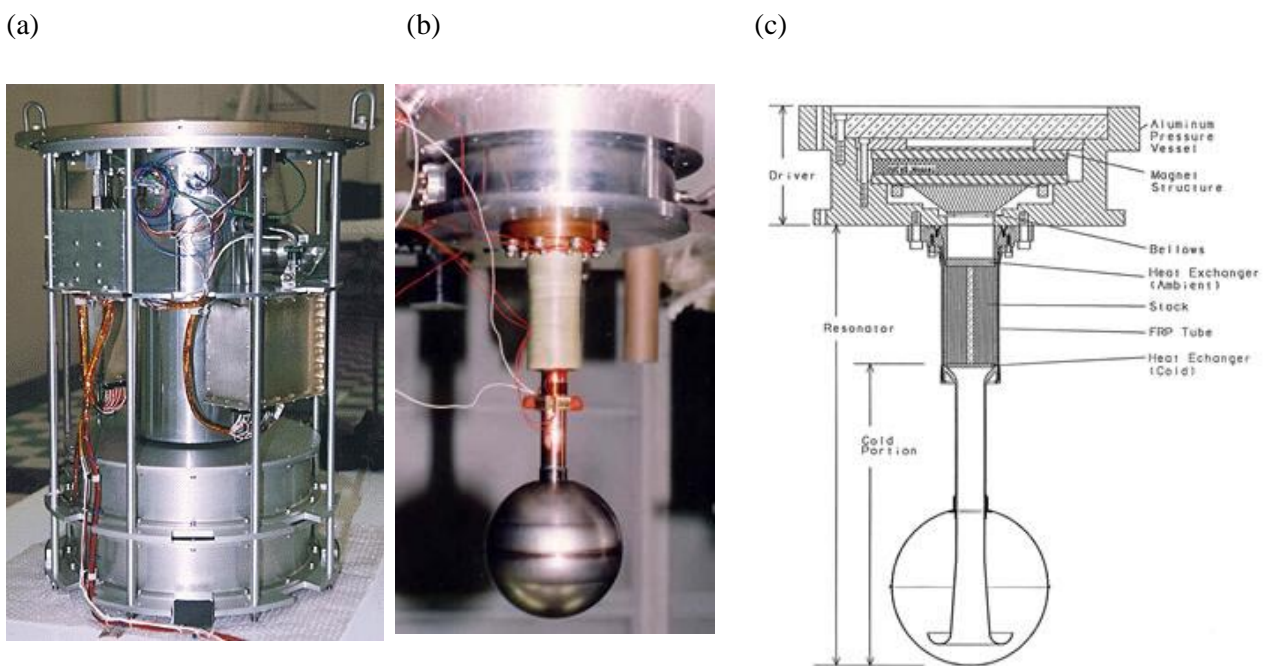


Figure 3 : (a) Installation du réfrigérateur thermoacoustique STAR embarqué dans la navette spatiale Discovery (b) : Photo réelle du réfrigérateur STAR, (c) : Coupe transversale de STAR montrant les différentes parties.

Dans l'année 2000, un réfrigérateur thermoacoustique (TADTAR) a été construit au NPS. Ce réfrigérateur utilise un moteur principal alimenté par l'énergie solaire au lieu d'un haut-parleur pour générer le son nécessaire au fonctionnement du réfrigérateur. Il a une puissance de refroidissement de 2,5 W pour une température de $17,7^{\circ}\text{C}$ [14]. Le réfrigérateur alimenté

par l'énergie solaire est l'un des applications récentes qui rendrait possible la réfrigération dans les zones isolées. Par exemple, il pourrait être utilisé pour stocker de la glace ou d'autres fournitures médicales dans le désert. Un réfrigérateur thermoacoustique alimenté par l'énergie solaire thermique a été construit et testé avec succès[15]. Une lentille de Fresnel de 0,457 m de diamètre focalise la lumière du soleil sur l'extrémité chaude du stack. La lumière du soleil concentrée sur l'extrémité chaude du stack du moteur en carbone vitreux réticulé de 0,0254 m de diamètre, permet de le chauffer à 475°C, éliminant ainsi le besoin du composant le plus gênant d'un moteur à combustion qui est l'échangeur de chaleur chaud. Les ondes sonores de haute intensité produites par la machine motrice entraînent un réfrigérateur thermoacoustique qui produit une puissance frigorifique de 2,5 W de puissance frigorifique à une température froide de 5°C et une amplitude thermique de 18°C.

En 2005, un prototype de réfrigérateur thermoacoustique a été conçu, construit et testé à l'Université d'État de Pennsylvanie pour être utilisé dans le refroidissement de la fameuse marque de crème glacée « Ben and Jerry's »[16]. La machine prototype, qui mesure 25,4 cm de diamètre et environ 48,26 cm de hauteur fournit une température de -24,6 °C. Le coefficient de performance COP (défini comme le rapport entre la capacité de refroidissement et la consommation électrique) du refroidisseur est de 0,81, soit 19 % du COP de Carnot.

(a)



(b)

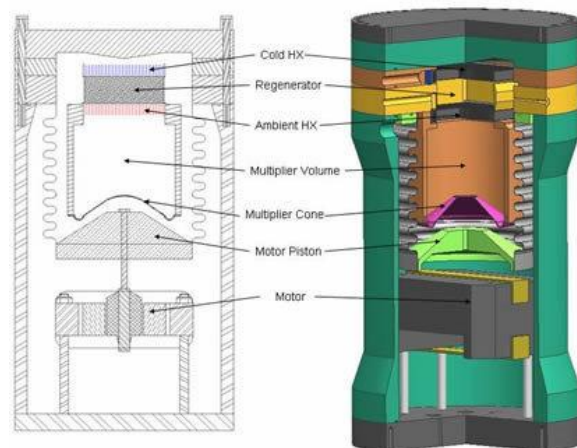


Figure 4: (a) : Congélateur à glace de « Ben&Jerry's » utilisant le réfrigérateur thermoacoustique, (b): Architecture de son réfrigérateur thermoacoustique[16]

3. Principe d'un système thermoacoustique

Les systèmes thermoacoustiques, comme tous les systèmes thermiques, peuvent fonctionner en cycle moteur ou cycle réfrigérateur. Les machines thermiques pompent la chaleur de la source chaude vers la source froide tout en convertissant une partie en travail mécanique et éjectant l'autre partie au niveau de la source froide, ou l'inverse.

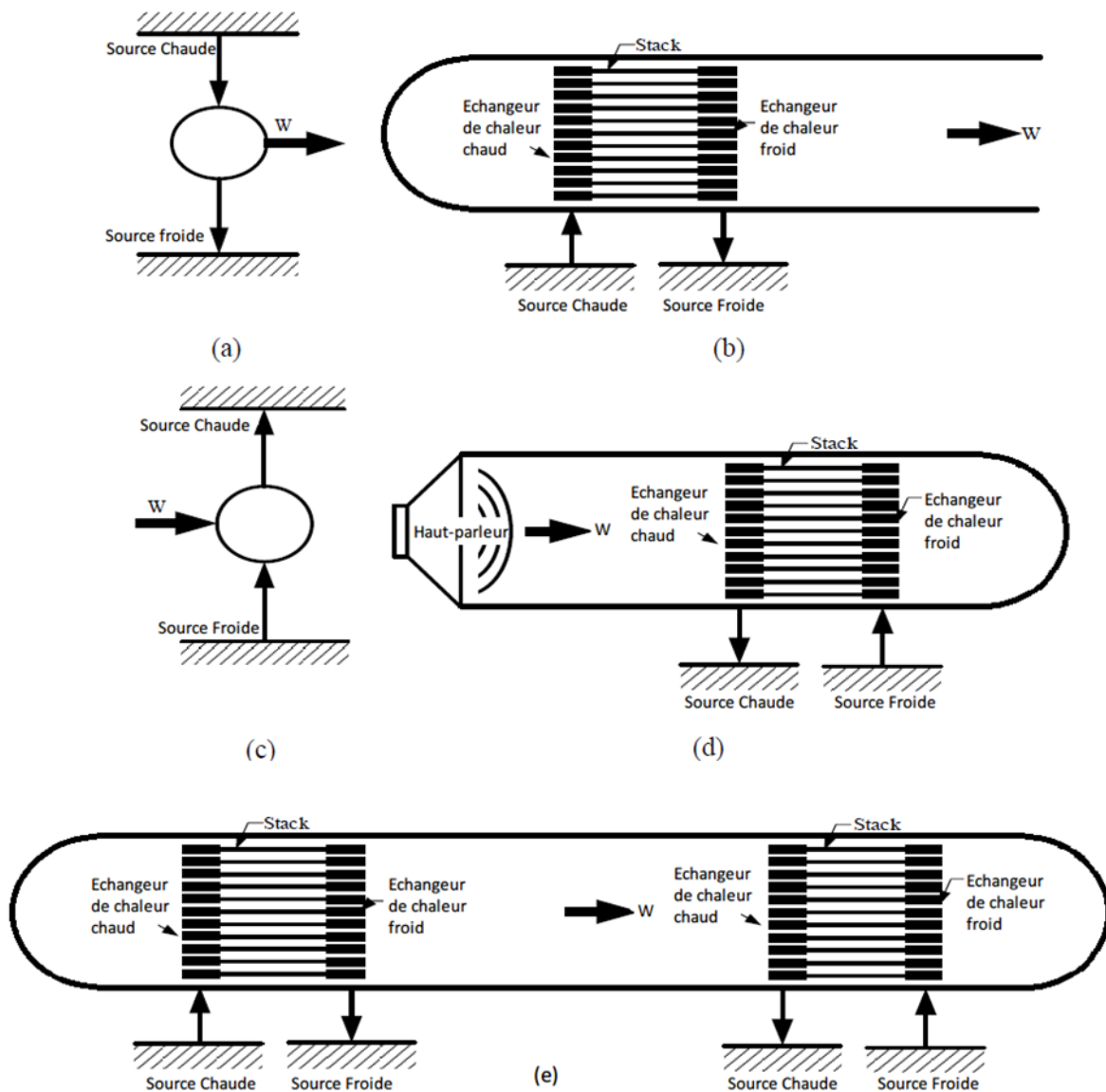


Figure 5:) Principe d'un moteur classique, (b) Moteur thermoacoustique, (c) Principe d'un réfrigérateur classique, (d) réfrigérateur thermoacoustique, et (e) Réfrigérateur thermoacoustique alimenté par un moteur thermoacoustique

3.1. Moteur thermoacoustique

Un moteur thermoacoustique transfère une partie de la chaleur d'une source chaude vers une source froide en produisant une puissance acoustique. Le moteur thermoacoustique (**Figure 5-b**) appartient à la discipline des moteurs thermiques (**Figure 5-a**). Ces figures illustrent le principe de fonctionnement d'un moteur thermoacoustique. En effet, l'appareil absorbe la chaleur Q_h par unité de temps d'une source de chaleur à haute température. Il en rejette une partie Q_c à un dissipateur thermique à basse température T_c et produit de l'autre partie la puissance acoustique W .

En 1992, Swift [17] a conçu et construit un grand moteur thermoacoustique de 13 cm de diamètre. Le résonateur a été construit d'un tube en acier inoxydable de 4,32 m de longueur et d'un stack en nid d'abeille de 4,62 cm fait d'acier inoxydable. La puissance maximale atteinte du moteur, en utilisant de l'hélium à 13,8 bars, est de 630 W à une charge acoustique externe, convertissant la chaleur en puissance acoustique délivrée avec une efficacité de 9%.

Dans les débuts du 21^{ème} siècle, Bailliet et al. [18] et Biwa et al. [19] ont utilisé la vélocimétrie laser, nommée également l'anémométrie Doppler laser (LDA), pour mesurer le flux de puissance acoustique dans un moteur thermoacoustique. J. Andrej [2003] a conçu et construit un oscillateur acoustique simplifié à des fins de démonstration. Ce moteur se compose de trois parties mécaniquement robustes et facilement séparables: le résonateur acoustique est un tube de cuivre fermé à une extrémité, la structure interne est un morceau de plastique massif qui divise le tube de cuivre en deux parties, et de minces disques de cuivre fixées de chaque côté du plastique par des boulons en acier inoxydable avec des écrous de maintien. Le moteur émet un son d'une fréquence de 200 Hz lorsque l'extrémité ouverte du tube est refroidie (par de l'azote liquide 77 °K) et l'extrémité fermée est maintenue chaude à température ambiante (300 °K). La fréquence du son augmente lorsque l'extrémité froide se réchauffe.

3.2. Réfrigérateur thermoacoustique

Le principe de fonctionnement du réfrigérateur thermoacoustique est simple. Le haut-parleur convertit l'énergie électrique en une énergie acoustique. Ensuite, cette énergie acoustique est transformée en une différence de température qui peut être exploitée dans des domaines divers tels que la réfrigération, la cryogénie, ou encore le domaine biomédical.

D'une manière générale, les ondes sonores dans un fluide sont des fluctuations de pression et de vitesse autour de leurs valeurs moyennes respectives. La propagation des ondes sonores est l'évolution isentropique des quantités thermodynamiques des fluides, et ces variations de pression conduisent également à des fluctuations adiabatiques de température. Cependant, ce

phénomène est suffisamment rapide pour que la chaleur n'ait pas le temps de se diffuser. En fait, la perturbation des propriétés acoustiques ne provoque généralement que de petits changements de température. Par exemple, pour un niveau sonore de 120 dB (seuil de douleur), l'amplitude de la pression acoustique est d'environ 5 Pa, alors que l'amplitude de l'oscillation de température n'est que de 0,02 °C. Cependant, dans les réfrigérateurs thermoacoustiques, la différence de température entre les extrémités du résonateur dépasse généralement les dix degrés. C'est donc l'interaction entre l'onde sonore et la paroi solide qui est à l'origine de ce flux de chaleur.

Prenons par exemple le réfrigérateur thermoacoustique illustré dans la **Figure 5-d** étudié par Lotton[20]. Il est composé d'un tube fermé et un haut-parleur. Le haut-parleur génère des ondes sonores dont la fréquence coïncide avec la première fréquence de résonance du tube (résonateur $\lambda/2$). Un empilement de plaques permet de transporter la chaleur d'une extrémité à l'autre. Ce réfrigérateur contient aussi des échangeurs de chaleur situés des deux côtés de l'empilement de plaques. Les échangeurs de chaleur utilisent le flux de chaleur provoqué par l'effet thermoacoustique.

Pour mieux comprendre le phénomène, considérons une plaque soumise à une onde sonore fixe entre l'anti-nœud de l'onde sonore et le ventre de pression acoustique (**Figure 5-b**). La plaque est orientée parallèlement de la plaque est parallèle à la direction des vibrations du fluide. Puisque les solides ont généralement une capacité thermique plus élevée que les gaz, la plaque échange de la chaleur dans un cycle acoustique tout en maintenant une température presque constante.

Un autre chapitre dans le développement de la thermoacoustique a débuté au Laboratoire national de Los Alamos au début des années 80 avec l'invention de la réfrigération thermoacoustique[21]. Le principe de fonctionnement de base, illustré dans la **Figure 5-c**, est très similaire à celui des moteurs thermoacoustiques, mais ici le gradient de température dans le résonateur est beaucoup plus faible. Comme le gaz oscille le long du résonateur, il subit des oscillations de pression et par conséquent des oscillations de température. Une partie du changement de température du gaz provient de la compression adiabatique et de la dilatation du gaz par la pression acoustique, et l'autre partie résulte du transfert de chaleur dans le résonateur.

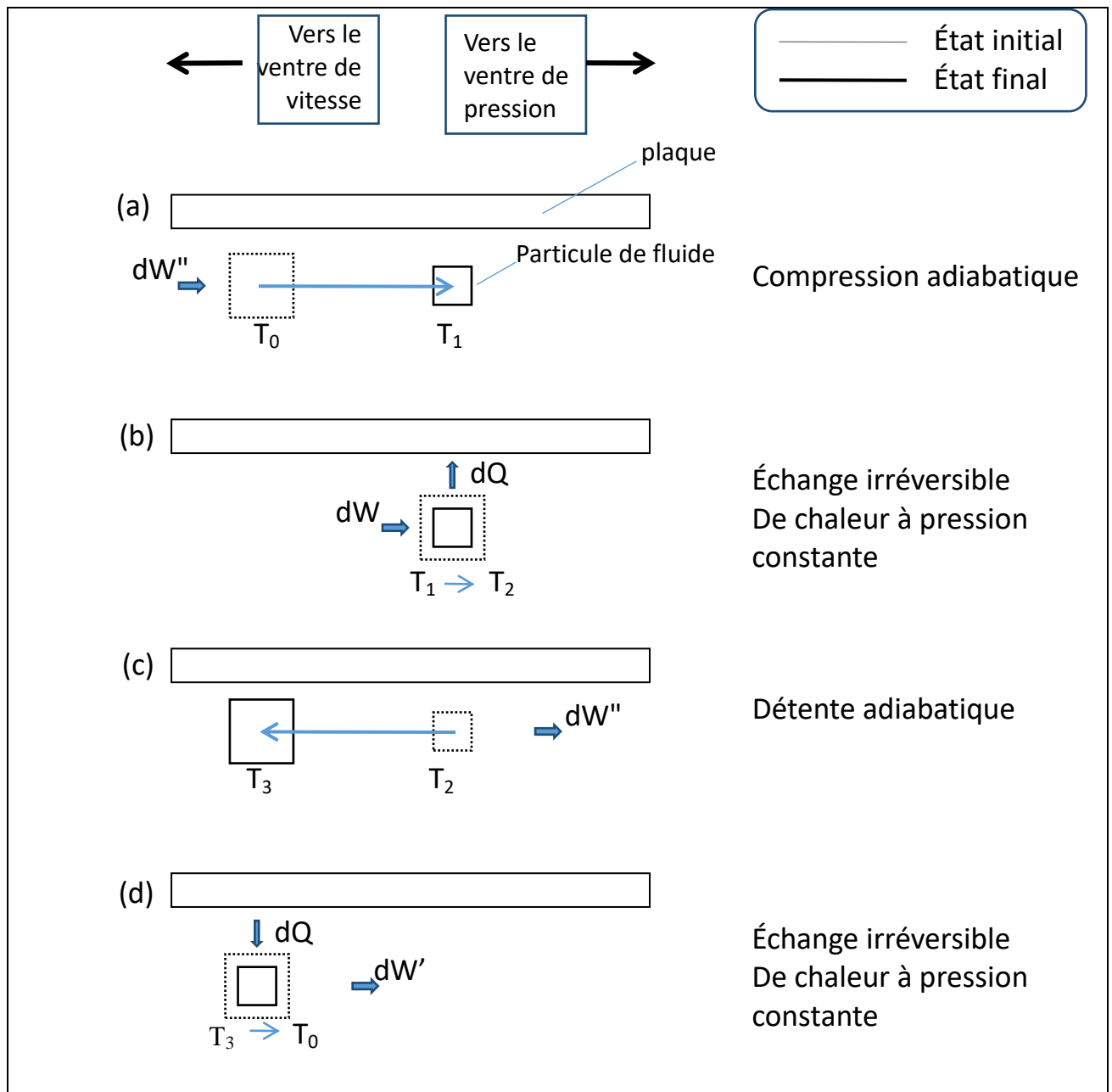


Figure 6:Processus de réfrigération thermoacoustique

Considérons une illustration du phénomène thermoacoustique dans le cas d'un réfrigérateur. Une particule de fluide située au voisinage de la paroi solide du stack subit un cycle thermodynamique de quatre étapes :

- La première étape (**Figure 6-a**): la particule de fluide se déplace vers le ventre de pression. Elle subit une compression adiabatique d'où l'augmentation de sa température de T_0 à T_1 .
- La deuxième étape (**Figure 6-b**): la particule de fluide se trouve à l'extrémité de la plaque la plus proche du ventre de pression. Elle devient plus chaude que la plaque, et

cède par conséquent de la chaleur « dQ » à la plaque tout en se rétractant. Sa température passe de « T_1 » à « T_2 ».

- La troisième étape (**Figure 6-c**): sous l'effet du mouvement de fluide, la particule se déplace et revient vers le ventre de vitesse assuré par le générateur d'ondes. Elle subit une détente adiabatique.
- La quatrième étape : après la détente, la particule devient plus froide que la plaque. A ce moment la particule extrait une partie de la chaleur de la plaque. Ainsi un cycle est terminé

Notons que ces échanges se font de proche en proche, donc chaque particule assure le transfert de chaleur dans ce sens. Il y a alors un flux de chaleur qui s'établit parallèlement à la plaque dont une extrémité refroidit (l'échangeur de chaleur froid), tandis que l'autre s'échauffe (celle de l'échangeur chaud).

Ainsi, on obtient bien une machine thermique à laquelle on fournit du travail sous forme d'énergie acoustique et on obtient une différence de température qui sera par la suite exploitable.

3.3. Réfrigérateur-moteur thermoacoustique

En 2000, des systèmes hybrides apparaissent où les moteurs et réfrigérateurs thermoacoustiques sont couplés. Dans ce système, deux stacks sont placés dans un même résonateur. Le premier fonctionne en tant que moteur thermoacoustique et crée une onde acoustique. Le deuxième stack, utilise les ondes créées par le moteur thermoacoustique pour faire fonctionner le réfrigérateur thermoacoustique (**Figure 5-e**)

En effet, une source de chaleur placée à côté du premier stack impose une différence de chaleur entre ses bornes, qui va créer une onde sonore dans le résonateur. Cette onde, en traversant le deuxième stack, va ainsi permettre de transférer de la chaleur à une source froide de température inférieure à celle du milieu ambiant. En s'affranchissant d'une source acoustique électrique, le système devient ainsi complètement passif et capable de fournir une puissance de refroidissement à l'aide d'une source de chaleur. De nombreux prototypes utilisant la chaleur générée par des moteurs à combustion ou des turbines, ou encore la chaleur issue de concentrateur solaire, ont déjà été construits.

Le moteur thermoacoustique peut être couplé au réfrigérateur thermoacoustique, qui remplace effectivement le générateur de son (généralement un haut-parleur) comme source d'énergie

acoustique, afin de former un système complexe d'ondes stationnaires unique, à savoir le TADTAR.

Plus précisément, les oscillations acoustiques requises par le réfrigérateur thermoacoustique pour générer un gradient de température sont produites par le moteur thermoacoustique (**Figure5-e**). Ainsi, en combinant les deux systèmes pour former le TADTAR, la chaleur peut paradoxalement être utilisée pour induire un refroidissement [2]. Un système TADTAR simple se compose de deux milieux poreux (stack), d'une source de chaleur et de trois échangeurs de chaleur (pour refroidir et chauffer la face du stack) (**Figure5-e**). La simplicité mécanique, en raison de l'absence de pièces mobiles, ainsi que sa capacité à fonctionner en utilisant plus durablement les sources d'énergie écologiques, y compris l'énergie solaire, rendent le TADTAR particulièrement attrayant en tant que méthode alternative de réfrigération et constituent une forte incitation à la recherche menée dans le cadre de ces travaux [3]. Le réfrigérateur thermoacoustique à commande thermique (HDTAR) est une nouvelle machine capable de produire de l'énergie frigorifique à basse température à partir d'énergie thermique. Les HDTAR utilisent des moteurs thermiques thermoacoustiques (TAHE) pour actionner les réfrigérateurs thermoacoustiques (TAR). Le premier utilise des ondes acoustiques au lieu d'un piston mécanique pour convertir l'énergie thermique en travail acoustique, et le second consomme la puissance acoustique pour pomper la chaleur et produire de la puissance de refroidissement. Depuis une vingtaine d'années, les chercheurs ont commencé à réaliser que le HDTAR était très adapté à l'application de la liquéfaction du gaz naturel, qui peut brûler une partie du gaz naturel pour en liquéfier le reste

4. Composants d'un réfrigérateur thermoacoustique

4.1.Stack

Le stack est la partie la plus importante d'un système thermoacoustique. Le transfert de chaleur d'une source de chaleur à basse température à une source de chaleur à haute température se fait par l'intermédiaire de ce milieu secondaire. Comme la chaleur est transportée d'une source de chaleur à une autre, elle est temporairement stockée dans le stack pendant la phase finale de la compression (l'anti-nœud de pression) ou de détente (le nœud de pression) du cycle de l'oscillation. Le transfert de chaleur entre le fluide et la plaque se produit à l'intérieur d'une profondeur de pénétration thermique (couche limite thermique souvent nommé δ_k) où la conduction pure a lieu. Pour maximiser le transfert, le stack est généralement constitué de nombreuses parois solides qui sont séparés par $2\delta_k$ à $4\delta_k$ [12], [22],

[23]. En effet, dans le cas où l'espace dédié au fluide dans le stack est trop serré, le mouvement de gaz dans le résonateur sera bloqué car les propriétés visqueuses du fluide de travail empêchent son oscillation dans le résonateur. Dans le cas où l'espace dédié au fluide dans le stack est très grand, le transfert de chaleur entre le gaz et la partie solide du stack ne peut pas se produire efficacement [24]. L'idéal est d'utiliser un empilement avec un grand nombre de plaques pour augmenter les transferts thermiques.

Parmi les géométries de stack utilisées dans la littérature, les plus courantes sont de type spirale[25], plaques parallèles[26]–[29], nid d'abeille[30] et « corningcelcor »[30], [31], comme le montre la Figure 7. L'objectif principal de la géométrie du stack est d'augmenter la surface de la couche limite thermique entourant les parois solides où l'effet thermoacoustique a lieu.

Cependant, la facilité de fabrication et la disponibilité de la matière dans le marché pèsent sur la décision finale concernant la géométrie de stack choisie. La plupart des études d'optimisation dans la littérature ont utilisé le stack à plaques parallèles et le stack en céramique.

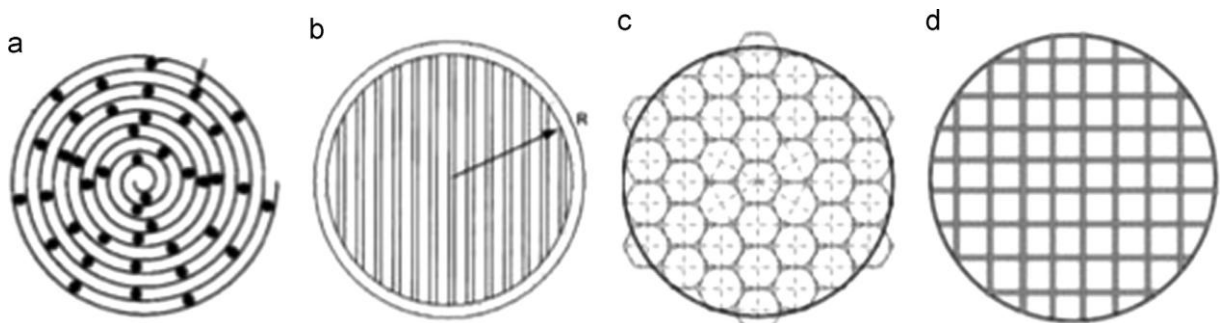


Figure 7: Différentes géométries d'empilement utilisées dans les études précédentes [2]: spirale, (b) plaque parallèle, (c) nid d'abeille et (d) corningcelcor.

Les matériaux efficaces les plus couramment utilisés pour le stack sont des céramiques Mylar et Celcor [74]. D'autres matériaux ont également été étudiés, tels que la fibre de verre [4,14], le verre [48], l'aluminium [48,53], le cuivre [48], l'acier inoxydable [54] et le RVC [48,53]. Les propriétés souhaitées dans le stack thermoacoustique à ondes stationnaires sont les suivantes :

- Une faible conductivité thermique
- Une grande capacité calorifique.

En effet, la conduction axiale dans le stack est indésirable, mais la rétention de chaleur doit être élevée. Le tableau 1 énumère les propriétés des matériaux d'empilement les plus courants, le RVC étant le plus efficace grâce à faible conductivité thermique et sa forte chaleur spécifique.

Tableau 1:Caractéristiques physiques de quelques milieux poreux utilisés en tant que stack de machines thermoacoustiques

	<i>Mousse de cuivre</i>	<i>Mousse d'Aluminium</i>	<i>Mousse de RVC (reticulated vitreous carbon)</i>
<i>Conductivité thermique (W/m K)</i>	10.1	5.8	0.04
<i>Chaleur spécifique (J/kg.K)</i>	385	895	1260

Le matériau du stack doit être facile à fabriquer avec une couche aussi fine que possible, pour éliminer la différence de température sur l'épaisseur. Un matériau non isotrope est un choix possible, avec une conductivité thermique élevée le long de l'épaisseur et très faible dans le reste des directions pour réduire la conduction le long du stack et ainsi diminuer les effets thermoacoustiques non souhaités.

En outre, si la distance moyenne parcourue par la particule oscillante peut être déterminée, cette même distance sur la plaque de l'empilement peut être spécialement préparée pour réduire/éliminer la conduction. Cependant, la fabrication peut ne pas être aussi "facile" qu'il n'y paraît. En plus de l'exigence ci-dessus, en raison de la température extrême qui peut se produire en fonction des critères de conception, le matériau du stack doit être :

- Robuste
- Caractérisé par un point de fusion élevé.

La longueur et la position du stack sont les deux variables les plus couramment étudiées par les chercheurs[23], [32]–[38]. Ces paramètres sont interdépendants : l'augmentation de la

longueur du stack entraîne le décalage de sa position centrale, mesurée à partir de la source acoustique. L'objectif est d'augmenter les effets thermoacoustiques dans cette région. L'augmentation de la longueur du stack augmente la densité de puissance car davantage d'interactions thermoacoustiques se produisent[39]. Cependant, l'augmentation de la longueur entraîne l'élévation de l'impédance acoustique et de la chute de pression, notamment pour un stack dense. Par conséquent, on s'attend à ce qu'il entraîne une réduction du COP au-delà d'une certaine longueur, ce que déjà plusieurs recherches l'ont prouvé[31], [40]. Cela représente un compromis entre la densité de puissance et la conversion d'énergie. D'un autre point de vue, diminuer la longueur serait le meilleur choix en raison de l'approximation du stack court ($\lambda / 2\pi \gg L_{\text{stack}}$), afin que le champ acoustique ne soit pas significativement perturbé par la présence du stack et que la pression et la vitesse puissent être considérées comme constantes[2].

Typiquement, le stack est placé près de l'anti-nœud de pression et plutôt loin de son nœud afin d'augmenter le rendement, en réduisant les pertes visqueuses qui sont proportionnelles au carré de la vitesse du gaz. La position du stack montre un autre aspect du compromis entre une densité de puissance élevée et un rendement de conversion élevé. Le premier nécessite une vitesse acoustique élevée et un stack plus proche du haut-parleur, tandis que le second exige exactement le contraire. Swift[41] a déclaré que la position optimisée du centre du stack devrait être à $\lambda / 20$ mesurée à partir de l'anti-nœud de pression, qui est généralement l'endroit où se trouve le haut-parleur. Cependant, Tijani[42] a constaté que la position centrale optimisée est en fait $\lambda / 8$. D'autres chercheurs ont découvert que leur emplacement central se situe entre ces deux distances. Ces positions dépendent de la longueur du stack.

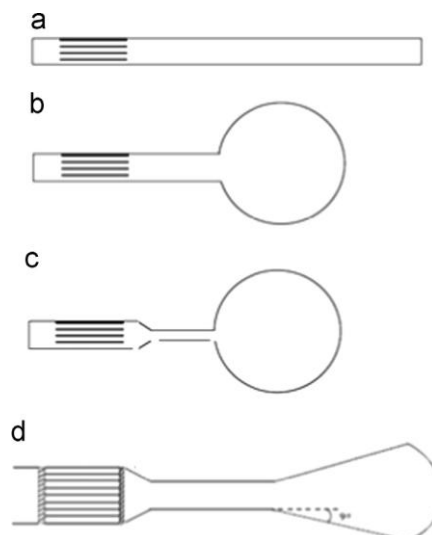
4.2.Fluide de travail

Les gaz inertes ont été identifiés comme le meilleur fluide de travail pour le réfrigérateur thermoacoustique[43], et c'est ce qui a poussé la technologie de réfrigération thermoacoustique. Cette technologie n'a aucun impact dangereux sur l'environnement. La puissance de refroidissement est proportionnelle à la vitesse du son dans le gaz. Plus la vitesse du son est élevée, plus la puissance de refroidissement est grande. La vitesse du son dans les gaz tels que l'hélium est élevée. De plus, à mesure que la conductivité thermique du gaz de travail augmente, le transfert de chaleur entre les particules oscillantes du fluide et les parois du stack devient plus facile. Il en résulte un épaissement de la profondeur de pénétration thermique, et c'est qu'on souhaite obtenir pour améliorer le refroidissement. D'autres types de

gaz inertes lourds comme l'argon et le xénon sont généralement mélangés avec de l'hélium[26], [33], [44]–[46] pour augmenter l'efficacité du transfert de chaleur dans la région du stack. Une petite partie de ces types de gaz augmente le nombre de Prandtl[46]. En conséquence, le frottement entre le gaz et la surface solide à l'intérieur du système diminue et le coefficient de performance du système augmente. Cependant, étant donné que la vitesse du son dans ces mélanges de gaz est inférieure à celle dans l'hélium pur, la vitesse du son diminue et la puissance de refroidissement du système diminue, donc la forme pure des gaz lourds n'est pas utilisée. L'air est encore largement utilisé comme fluide de travail car il est facilement disponible pour les expériences liées aux recherches sur la relation entre la conception et les paramètres de fonctionnement[25], [27], [28], [47]–[49].

4.3. Résonateur

Le tube de résonance renferme le fluide de travail, le stack, les échangeurs de chaleur et une source pour générer de la puissance acoustique[2]. Le nom « résonateur » sous-entend que la puissance forcée dans le tube doit être produite à la fréquence naturelle du générateur d'onde pour générer un refroidissement important au niveau des parois solides du stack. Les tubes de résonance les plus courants sont les résonateurs demi-onde et quart d'onde (la longueur du résonateur est égale au demi ou au quart de la longueur de l'onde émise), afin de générer une différence de température considérable entre les extrémités du stack positionné sur la trajectoire des particules oscillantes du fluide. Le gaz à l'intérieur d'un tube de résonance peut être divisé en trois parties différentes ; les particules adjacentes au stack qui transfèrent la chaleur, celles proches de la surface intérieure du tube caractérisée par des effets dissipatifs, et le reste qui sont comprimées et détendues de manière adiabatique. Pour réduire les effets dissipatifs à l'intérieur du tube de résonance, le tube quart d'onde est utilisé. Certains types de



tubes résonateurs sont illustrés à la **Figure 8**.

Un tube de résonance d'une demi-longueur d'onde est représenté sur la **Figure 8-a**[19] tandis qu'un tube d'un quart de longueur d'onde est représenté sur la **Figure 8-b**[7]. Un tube de résonance Hofler représenté sur la **Figure 8-c** [7] a la plus petite surface en ayant deux tubes, l'un plus grand que l'autre, ainsi les pertes dans ce système sont les plus faibles. Le stack est logé dans le plus gros tube [7]. Cependant, comme le volume tampon dans le tube Hofler occupe beaucoup d'espace, une amélioration a été obtenue en utilisant le volume de cône représenté sur la **Figure 8-d**[19], maintenant couramment utilisé dans les systèmes thermoacoustiques.

4.4. Fréquence

La fréquence de l'onde stationnaire acoustique est déterminée par le type de gaz, la longueur du résonateur et les conditions aux limites. Comme la densité de puissance dans les dispositifs thermoacoustiques est une fonction linéaire de la fréquence de résonance acoustique [41], un choix évident est donc une fréquence de résonance élevée. D'autre part, δk est inversement proportionnel à la racine carrée de la fréquence, ce qui implique encore une fois un stack avec un très petit espacement des plaques. Comme compromis entre ces deux conditions et le fait que la résonance du haut-parleur doit être adaptée à la résonance du tube pour assurer un rendement élevé, la plupart des chercheurs ont choisi une fréquence comprise entre 300 Hz et 500 Hz [22], [28], [46], [50]–[54]. La fréquence de résonance mécanique du haut-parleur doit être adaptée à la fréquence de résonance acoustique du résonateur.

4.5. Pression moyenne

La densité de puissance dans un dispositif thermoacoustique étant proportionnelle à la pression moyenne [78], il est avantageux de choisir la pression de service moyenne la plus grande possible. Ceci est déterminé par la résistance mécanique du résonateur. D'autre part, la profondeur de pénétration thermique est inversement proportionnelle à la racine carrée de la pression de fonctionnement, de sorte qu'une pression élevée entraîne une petite valeur de pénétration thermique, ce qui signifie un petit espacement des plaques. Cela rend la construction difficile. Bien qu'une haute pression promet une densité de puissance plus élevée, la plupart des études expérimentales ont utilisé de l'air à la pression atmosphérique [23], [25], [27], [31], [48], [49], [55]–[58] en raison de la complexité de la conception, de la fabrication et des tests impliqués.

5. Avantages et inconvénients des machines thermoacoustiques

5.1. Avantages

Les machines thermoacoustiques peuvent faire partie d'une stratégie intéressante de commercialisation grâce aux raisons suivantes:

- Le fluide de travail de ces machines est généralement un gaz inerte, comme l'hélium ou bien l'air ambiant, qui ne cause pas de réchauffement climatique. Cela rend ces machines écologiques.
- Les machines ne nécessitent pas des liquides à base de combustibles fossiles.
- L'efficacité des machines est en voie de croissance.
- Les machines sont mécaniquement simples. Elles n'ont pas une partie mobile ce qui assure leur fiabilité et leur robustesse.
- Leur miniaturisation, pour le refroidissement en microélectronique, est possible

5.2. Inconvénient :

Le principal inconvénient des systèmes thermoacoustiques reste leur faible rendement par rapport aux systèmes frigorifiques traditionnels.

Partie 2 : Milieu poreux

Les milieux poreux ont un rôle très important dans l'industrie aussi bien qu'ils sont abondants dans la nature et qu'ils contribuent dans de nombreux phénomènes. C'est pour cela qu'il y a plus que 400 000 recherches scientifiques à ce jour portant sur les milieux poreux [59]. En effet, on peut citer l'exemple de : stockage, génie pétrolier, génie chimique, électrochimie, génie civile, médecine, biochimie, etc. Cela est illustré dans la Figure 9. Il faut noter qu'une multitude de phénomènes physico-chimique et d'écoulement se révèlent au sein des milieux poreux. Dans cette partie, une définition des milieux poreux, leurs classifications et leurs propriétés sont présentées. Cette partie se termine par une présentation d'une large revue bibliographique focalisée sur les machines thermoacoustiques utilisant le stack fabriqué à partir d'un milieu poreux.

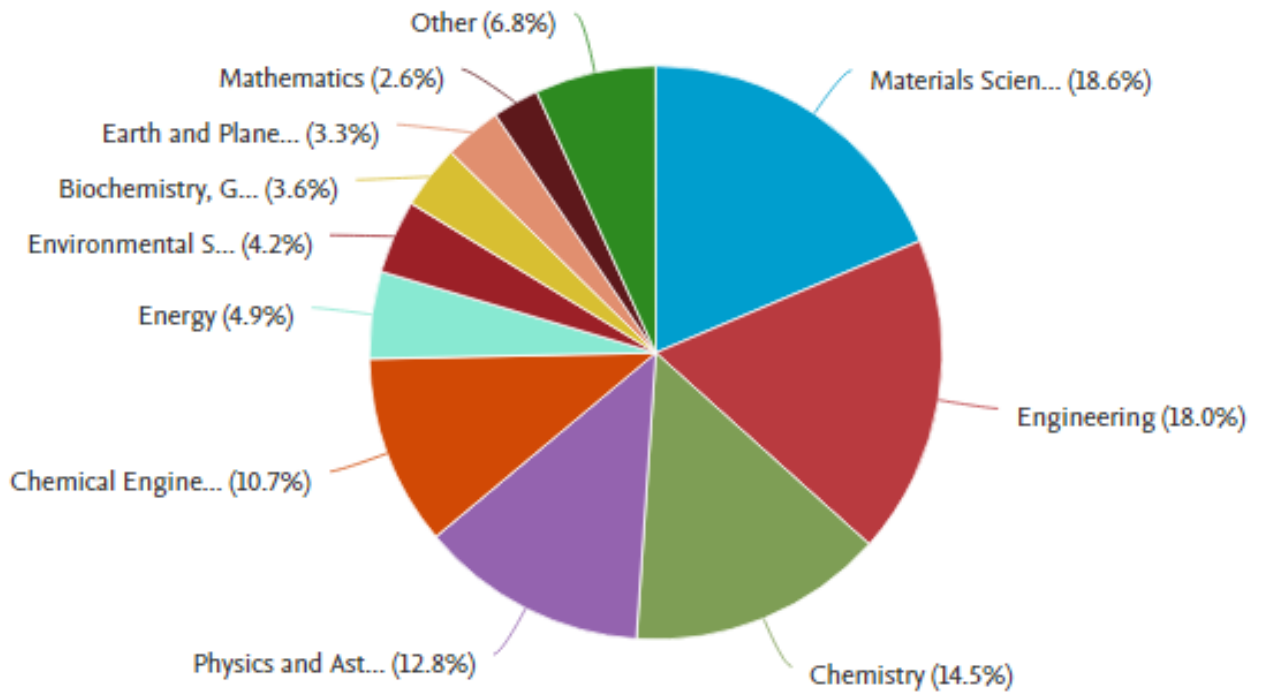


Figure 9: Répartition des articles scientifiques par domaine de recherche[59]

1. Définition du milieu poreux

Un milieu poreux est un corps solide qui contient des pores interconnectés entre eux. Ces pores sont remplis par un ou plusieurs fluides ayant évidemment des caractéristiques différentes de celles du milieu solide. Ces fluides peuvent s'écouler et échanger entre eux et/ou avec le solide de la matière et /ou de l'énergie[60]. On peut citer des exemples: bois, sable, roches calcaires, graviers, céramiques, argiles, tissus, etc.

2. Classification des milieux poreux

Les milieux poreux peuvent être répartis selon différentes classifications :

2.1. Milieu saturé/non saturé :

Lorsqu'il existe une seule phase fluide, le milieu est dit saturé (Figure 10). Dans le cas contraire, lorsqu'il y a plusieurs phases fluides qui occupent la matrice solide, le milieu poreux est dit non saturé (Figure 11).

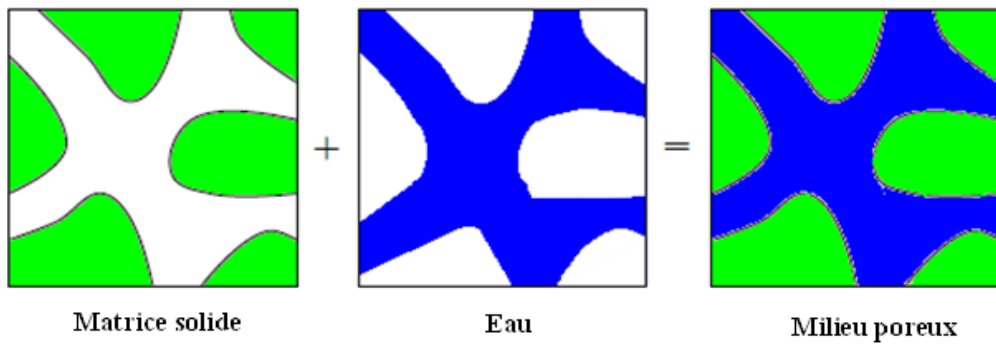


Figure 10: Milieu poreux saturé composé d'une matrice solide et l'eau uniquement[61]

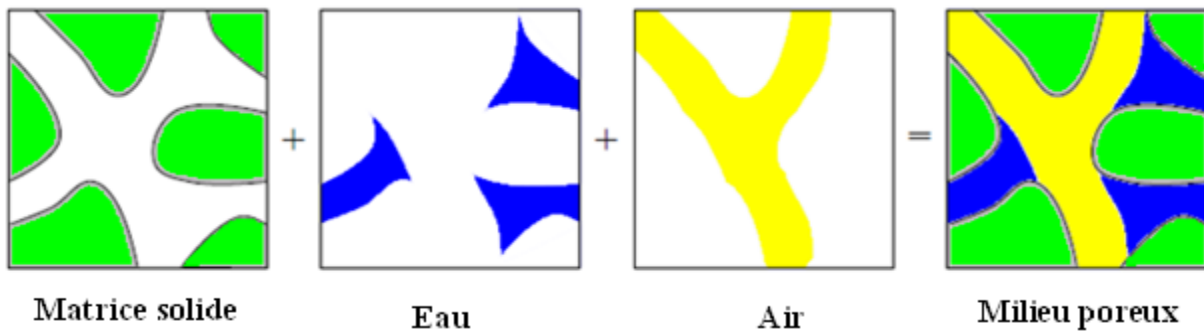


Figure 11: Milieu poreux non saturé composé d'une matrice solide et de deux fluides (exemple : l'air et l'eau)[61]

2.2. Milieu poreux consolidé et non consolidé

Le milieu poreux est consolidé: dans le cas où la matrice solide est compacte et qu'elle ne peut pas se subdiviser en fibres ou grains (exemple : argiles, roches calcaires, tissus, céramiques, bois, etc.).

Le milieu poreux est dit non consolidé ou granulaire, dans le cas où la phase solide est composée de particules ou de fibres non liées entre elles. On peut citer à titre d'exemple : sables, billes de verres, graviers, etc.

3. Propriétés d'un milieu poreux

Un milieu poreux se compose d'une matrice solide et de son complément géométrique, l'espace poreux. L'espace poreux est occupé par un ou plusieurs fluides. L'écoulement des fluides à travers un milieu poreux est présent dans divers domaines. À titre d'exemple, on peut citer les problèmes de purification de l'eau, de dépollution des sols, d'extraction de pétrole et de gaz, les problèmes géophysiques, ... [62]. Le milieu poreux est principalement caractérisé par deux propriétés physiques liées entre elles. Ces propriétés macroscopiques sont la porosité et la perméabilité.

3.1. Porosité

Un milieu poreux consolidé est constitué de particules consolidées entre lesquelles existent des espaces, appelés "pores" ou parfois "vides", constituant des canaux microscopiques (diamètre de l'ordre de quelques dixièmes de micron).

La porosité souvent notée par la lettre grec « ε », s'exprime par le rapport du volume des pores V_P occupé par le fluide, sur le volume totale V_T de la structure, comprenant la partie solide, de volume V_S , et la partie fluide de volume V_P .

Elle s'exprime comme suit [62]:

$$\varepsilon = \frac{V_P}{V_T} = \frac{V_P}{V_S + V_P} \quad (1.1)$$

La porosité n'a pas d'unité car c'est un rapport de deux volumes. Lorsque les pores sont complètement remplis de fluide, sa valeur est entre 0 (cas d'un solide plein) et 1 (cas d'un volume complètement fluide).

3.2. Degrés de saturation

Le degré de saturation permet de déterminer la concentration en fluide dans les pores. Elle est définie par le rapport du volume occupé par le fluide V_f par le volume des pores V_P :

$$S = \frac{V_f}{V_P} \quad (1.2)$$

Le degré de saturation est compris entre 0 (cas d'un matériau sec) et 1 (matériau saturé).

3.3. Perméabilité

La perméabilité est l'habilité d'un milieu poreux à se laisser traverser par un fluide. Cette grandeur traduit la résistance qu'oppose le milieu poreux à l'écoulement du fluide qui le traverse à travers ses pores. La perméabilité (K) est le coefficient de proportionnalité qui relie débit (Q) et la viscosité (μ) d'un fluide qui passe à travers un matériau poreux de section (S) et de longueur (dl), à la chute de pression (dP) nécessaire à son passage:

$$K = \frac{Q \mu}{S \cdot dP/dl} \quad (1.3)$$

3.4. Capacité thermique effective :

La capacité thermique effective d'un milieu poreux représente la chaleur massique effective qu'on doit fournir pour augmenter sa température de 1°K.

La capacité thermique effective d'un milieu poreux $(\rho C_p)_{\text{eff}}$ dépend des capacités thermiques de la matrice solide $(\rho C_p)_S$ et du fluide(s) $(\rho C_p)_f$ contenu dans le milieu poreux et de la porosité ε . Elle a pour expression l'équation (1.4):

$$(\rho C_p)_{eff} = \varepsilon(\rho C_p)_f + (1 - \varepsilon)(\rho C_p)_s \quad (1.4)$$

3.5. Conductivité thermique effective:

La conductivité thermique effective d'un milieu poreux dépend:

- Des proportions relatives de chaque phase (solide et fluide), sa porosité.
- De la conductivité thermique de chaque phase.
- De leurs distributions géométriques et de l'écoulement pour les cas des milieux poreux saturés par une seule phase fluide.

Dans le cas où le transfert de chaleur par conduction se fait d'une façon parallèle dans les deux phases solide et fluide, la conductivité thermique effective peut être calculée comme suit :

$$k_{eff} = \varepsilon k_f + (1 - \varepsilon)k_s \quad (1.4)$$

Avec

- ε est la porosité du milieu poreux
- k_s et k_f sont les conductivités thermiques des matières constituantes du milieu poreux, à savoir la partie solide et la partie fluide.

4. Appareils thermoacoustiques avec un stack formé en milieu poreux

Afin de profiter de la grande surface de transfert de chaleur, plusieurs chercheurs ont utilisé des stacks conçus à partir d'un milieu poreux pour améliorer les performances des machines thermoacoustiques. En effet, Swift [13] en 1988 a découvert que si le matériau du stack est peu conducteur de la chaleur, il parvient à une mise en phase correcte entre le fluide oscillant et la paroi solide et finit par augmenter son efficacité. Jusqu'à présent, le choix du matériau du stack a été très limité. Par exemple, il peut être un empilement de grillage métallique, de rouleaux en plastique, de broches ou de nid d'abeille en métal ou en céramique ayant des sections de canaux carrées et hexagonales [39]. Chaque type de configuration d'empilement a ses propres avantages et inconvénients. Les supports poreux sont utilisés dans le stack pour augmenter la surface de transfert de chaleur. D'autre part, les milieux poreux à structure aléatoire tels que le Reticulated Vitreous Carbon (RVC), n'ont pas de chemin optique "direct". Cela permet de bloquer, ou du moins de réduire, le rayonnement infrarouge vers l'extrémité froide et peut également réduire la fuite de chaleur causée par le flux

acoustique[63]. Cette affirmation ne peut pas être faite pour les stacks ayant une géométrie régulière et périodique.

Roh et al. [64] ont développé des théories thermoacoustiques pour un milieu poreux aléatoire. Leurs théories comprenaient le développement des termes thermiques et visqueux, d'une onde et d'une équation de distribution de la température. Jensen et Rasper[65] ont développé un modèle analytique pour les matériaux poreux fibreux.

Mahmud et Fraser [41] ont développé des théories thermoacoustiques qui se rapprochent de l'empilement comme un milieu poreux encastré dans deux minces parois solides. Ils ont utilisé l'équation transitoire de Darcy-Brinkman pour modéliser la vitesse à l'intérieur du milieu poreux. Ils ont développé un modèle analytique pour l'équation d'onde, la vitesse, la température, le nombre de Nusselt complexe et le flux d'énergie.

Mahmud et Pop [66] ont étendu les travaux de Mahmud et Fraser[41] en identifiant des modes d'opérations en observant la variation du champ thermique avec le nombre adimensionnel de Darcy. Ils ont observé le mode « pompe à chaleur », le mode « moteur principal » et les modes de fonctionnement inutiles à un gradient de température plus élevé. Cependant, à un gradient de température plus faible, des fonctionnements inutiles ont été observés.

Tasnim et Fraser [67] ont considéré un stack poreux où l'équation de moment de Darcy a été utilisée pour modéliser le champ d'écoulement. Le problème a été formulé comme un problème de transfert de chaleur avec une épaisseur de paroi non nulle. Les expressions analytiques pour la température oscillante, le nombre de Nusselt complexe et la densité du flux énergétique ont été obtenues. La modélisation thermoacoustique d'un milieu poreux de Darcy est disponible également dans les travaux de Tasnim et al.[68]. Tasnim et al [69] qui ont étendu les travaux de Tasnim et Fraser [67] en analysant l'irréversibilité en termes de génération d'entropie associée aux effets de transfert de chaleur et de viscosité dans la région du stack poreux.

Tasnim et al.[70] ont également développé les travaux de Mahmud et Fraser[71] en incorporant l'équation du moment de Brinkman-Forchheimer dans leur modélisation du système thermoacoustique poreux. Ils ont linéarisé le terme d'inertie de Forchheimer en utilisant l'expansion en série de Taylor et ils ont développé une solution analytique pour la fluctuation de la vitesse, de la température et du flux d'énergie à l'intérieur du milieu poreux en termes de plusieurs paramètres sans dimension (par exemple, le nombre de Darcy, le

nombre de Swift et le rapport de gradient de température). Leur solution analytique a été comparée aux résultats expérimentaux et une concordance remarquable a été observée.

Tasnim et al. [30] ont étudié les performances thermoacoustiques d'un système de pompe à chaleur en termes de flux de chaleur, de flux de travail, de coefficient de performance et de différence de température entre les échangeurs de chaleur. Ils ont utilisé deux milieux poreux réguliers et un milieu poreux aléatoire commestack pour leur système de pompe à chaleur. Les auteurs ont conclu que pour le système à empilement de milieux poreux aléatoires, la différence de température à travers le stack augmentait avec la porosité croissante (de 20 à 80 PPI(pore par pouce)).

Conclusion

Dans ce chapitre, les systèmes thermoacoustiques sont présentés dans la première partie. Une recherche bibliographique est menée pour comprendre le phénomène thermoacoustique, en évoquant son historique, les applications réelles sur le marché, les types des machines thermoacoustiques et le processus de fonctionnement du réfrigérateur thermoacoustique à onde stationnaire qui fait l'objet de cette thèse. Dans la seconde partie, le milieu poreux, constituant du stack du réfrigérateur thermoacoustique, a été bien défini et caractérisé. Puis, nous avons énuméré les principales propriétés des milieux poreux, grâce auxquelles l'amélioration des performances de la machine thermoacoustique est censée être effectuée. Cette partie est achevée par une revue bibliographique focalisée sur les machines thermoacoustiques utilisant le stack comme milieu poreux.

Chapitre II : Méthode numérique :
méthode de Boltzmann sur réseau
(LBM) appliquée au réfrigérateur
thermoacoustique

Chapitre II : Méthode numérique: méthode de Boltzmann sur réseau (LBM) appliquée au réfrigérateur thermoacoustique

Introduction

Récemment, la méthode de Boltzmann sur réseau (LBM) a été appliquée pour simuler les écoulements fluides et les phénomènes de transport. L'idée principale de cette méthode est de considérer le comportement d'une collection de particules comme une unité, et non pas le comportement de chaque particule. C'est le principe de l'approche mésoscopique. Contrairement aux méthodes traditionnelles utilisées en mécanique des fluides numérique, la LBM est basée sur les modèles microscopiques et les équations cinétiques mésoscopiques.

Dans ce chapitre, nous présenterons la méthode de Boltzmann sur réseau. Au premier lieu, une revue bibliographique est réalisée sur la méthode de Boltzmann dans les milieux fluides et poreux. Ensuite, on présente un nouveau système qui traduit les champs dynamique et thermique dans le système thermoacoustique.

1. Historique de la méthode de Boltzmann sur réseau

Au cours des dernières décennies, la relation entre l'équation de Boltzmann et les équations de Navier-Stokes pour l'étude de la dynamique des fluides est un sujet de recherche actif et populaire [72]. L'équation de Boltzmann met en relation l'évolution temporelle et spatiale d'un ensemble de molécules et la collision qui décrit l'interaction des molécules.

Vers la fin des années 80, la méthode de Boltzmann sur réseau a vu le jour. Le nom de cette méthode est dédié au physicien autrichien Ludwig Eduard Boltzmann (**Figure 12**), dont la plus grande réalisation a été le développement de la mécanique statistique. En 1988, McNamara et Zanetti [73] ont créé la méthode de Boltzmann sur réseau. Depuis ce temps et jusqu'à nos jours, le nombre des recherches scientifiques se basant sur cette méthode a augmenté en exponentielle (**Figure 13**). Elle est utilisée dans de nombreux domaines de recherche, notamment les écoulements de fluides dans des milieux poreux [74] les écoulements oscillatoires [75], les écoulements polyphasiques [76], la magnétohydrodynamique [77] et les flux de fluides aux échelles nano et microscopiques [78]. Elle est une méthode prometteuse dans le calcul dynamique des fluides [73]. La méthode a évolué de l'ancienne méthode de gaz sur réseau [79]. Puis en 1997, He et Luo [80] ont prouvé que l'équation de Boltzmann sur réseau est en fait directement dérivée de l'équation de Boltzmann par une simple discrétisation en temps et en espace.



Figure 12: Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906)

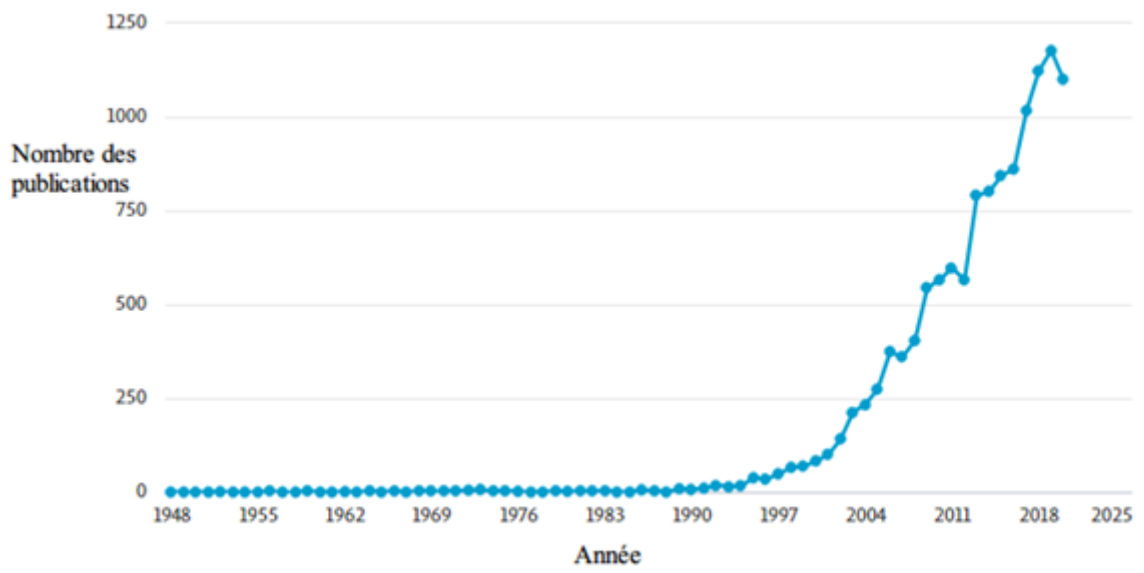


Figure 13: Evolution de la recherche scientifique dans le domaine de la méthode de Boltzmann sur réseau [5]

2. Equation aux dérivées partielles générales

La forme la plus adaptée des équations aux dérivées partielles écrites pour une variable qui dépend des coordonnées dans l'espace et du temps $\phi(\vec{x}, t)$ suit la loi de conservation :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}\phi) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi) + S \quad (2.1)$$

La variable ϕ peut décrire la température, la vitesse, la fraction massique, l'enthalpie, etc. Lorsque la variable « ϕ » est le vecteur vitesse « \vec{u} » l'équation précédente se transforme aux équations de Navier Stokes incompressibles. Les quatre termes sont de gauche à droite : le terme transitoire, le terme de convection, le terme de diffusion et le terme source. « Γ » et « S » sont, respectivement, le coefficient de diffusion et le terme source

3. Différence entre les méthodes traditionnelles en dynamique des fluides et la méthode de Boltzmann sur réseau.

Les méthodes de résolution traditionnelles en dynamique des fluides (CFD) sont basées sur la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles qui le gouvernent, à savoir les équations de Navier Stokes. Les méthodes les plus utilisées auparavant sont la méthode d'éléments finis, la méthode de différences finies et la méthode de volumes finis[81]. Ces méthodes sont basées sur le principe de discrétisation spatiale et temporelle. Elles convertissent les équations de Navier-Stokes, les conditions initiales et les conditions aux limites en un système d'équations algébriques. Ces dernières sont résolues itérativement jusqu'à la vérification de la condition de convergence. L'échelle macroscopique est celle utilisée dans les méthodes conventionnelles citées auparavant. Cette échelle décrit une image entièrement continue avec des quantités physiques telles que la vitesse et la densité des fluides. Entre l'échelle macroscopique et l'échelle microscopique se trouve l'échelle mésoscopique qui ne suit pas les molécules individuelles. Elle suit plutôt des distributions ou des ensembles de molécules. La théorie cinétique, sur laquelle nous reviendrons dans la section 1.3 est la description mésoscopique du fluide sur laquelle la méthode de Boltzmann est basée. Les informations macroscopiques (le champ de densité, les champs de vitesse, la distribution de température, ...) sont obtenues à l'aide d'un traitement collectif.

4. Origine de la Méthode de Boltzmann

La méthode de Boltzmann sur réseau simule des écoulements de fluides en suivant l'évolution de particules prenant quelques vitesses discrètes dans un espace discret à des pas de temps discrets. Elle est fondée sur la théorie cinétique.

4.1. Théorie cinétique

La théorie cinétique est une description de fluide qui se situe entre l'échelle microscopique, où nous suivons le mouvement des molécules individuelles, et l'échelle macroscopique où nous décrivons le fluide en utilisant des quantités physiques telles que la densité, la vitesse du fluide et la température. Dans la théorie cinétique mésoscopique, la distribution des particules dans un gaz est une quantité qui évolue selon sur une échelle de temps discrète dont l'unité est temps moyen de collision [82]. Pour autant que nous le sachions, les molécules et les sous-molécules constituent le principal élément constitutif de tous les matériaux présents dans la nature. Ces molécules peuvent être visualisées comme des sphères solides se déplaçant "aléatoirement" dans un espace libre. Leurs mouvements sont dirigés par l'équation de la conservation de la masse, de mouvement et de l'énergie. Ainsi, la deuxième loi de Newton (conservation du moment) peut être appliquée, qui stipule que le taux de changement du moment linéaire est égal à la force nette appliquée.

4.2. Equation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann décrit l'évolution et l'interaction des particules qui composent un gaz. Elle est utilisée dans la théorie cinétique des gaz.

L'équation de Boltzmann est régie par la fonction de distribution $f(r, c, t)$. Cette fonction de distribution décrit le nombre de molécules à l'instant t , positionnées entre $r + dr$ qui ont des vitesses entre c et $c + dc$. Une force externe F agissant sur une molécule de gaz de masse unitaire modifie la vitesse de la molécule de c à $c + Fdt$ et sa position de r à $r + cdt$

Le nombre de molécules $f(r, c, t)$ avant l'application de la force extérieure est égal au nombre de molécules après la perturbation $f(r + cdt, c + Fdt, t + dt)$, s'il n'y a pas de collisions entre les molécules. On écrit par conséquent :

$$f(r + cdt, c + Fdt, t + dt)drdc - f(r, c, t)drdc = 0 \quad (2.2)$$

Cependant, s'il y a collision entre les molécules, il y aura une différence nette entre les nombres de molécules dans l'intervalle $drdc$: le taux de changement entre l'état final et initial de la fonction de distribution est appelé opérateur de collision Ω : l'équation de l'évolution du nombre de molécules peut donc s'écrire comme suit :

$$f(r + cdt, c + Fdt, t + dt)drdc - f(r, c, t)drdc = \Omega(f)dr dc dt \quad (2.3)$$

Divisons l'équation précédente par $dr dc dt$ lorsque dt tend vers 0, alors

$$\frac{f(r + cdt, c + Fdt, t + dt) - f(r, c, t)}{dt} = \Omega(f) \quad (2.4)$$

Autrement :

$$\frac{df}{dt} = \Omega(f) \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) indique que le taux total de changement de la fonction de distribution est égal au taux de collision. Puisque f est une fonction de r , c et t , alors le taux de variation total peut être développé comme suit

$$df = \frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial c} dc + \frac{\partial f}{\partial t} dt \quad (2.6)$$

Divisons l'équation (2.6) par dt

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial r} \frac{dr}{dt} + \frac{\partial f}{\partial c} \frac{dc}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} \quad (2.7)$$

Notons que $\frac{dr}{dt}$ représente la vitesse et $\frac{dc}{dt}$ représente l'accélération (a). Considérons la deuxième loi de Newton $a = \frac{F}{m}$. D'où $\frac{dc}{dt} = \frac{F}{m}$, on écrit :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial r} c + \frac{\partial f}{\partial c} \frac{F}{m} + \frac{\partial f}{\partial t} \quad (2.8)$$

Par conséquent, l'équation de transport de Boltzmann (2.5) peut être écrite comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial c} = \Omega(f) \quad (2.9)$$

Ω est une fonction de f et doit être déterminée pour résoudre l'équation de Boltzmann.

Pour un système sans force extérieure, l'équation de Boltzmann peut s'écrire comme suit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \nabla f = \Omega(f) \quad (2.10)$$

Avec c et ∇f sont des vecteurs.

La relation entre l'équation (2.10) et des quantités macroscopiques telles que la densité du fluide ρ , le vecteur de vitesse du fluide u , et l'énergie interne e , est la suivante :

$$\rho(r, t) = \int m f(r, c, t) dc \quad (2.11)$$

$$\rho(r, t) u(r, t) = \int m c f(r, c, t) dc \quad (2.12)$$

$$\rho(r, t) e(r, t) = \frac{1}{2} \int m u_a^2 f(r, c, t) dc \quad (2.13)$$

Avec m est la masse moléculaire et u_a est la vitesse des particules par rapport à la vitesse du fluide appelée aussi vitesse particulière $u_a = c - u$

Les équations (2.11), (2.12) et (2.13) sont, respectivement, la conservation de la masse, la conservation du moment et la conservation de l'énergie.

5. Approximation BGK

C'est difficile de résoudre l'équation de Boltzmann à cause de la complexité du terme de collision. Il est peu probable que le résultat de collision de deux corps nuance les valeurs de nombreuses quantités mesurées. Il est donc possible d'approximer l'opérateur de collision avec un opérateur simple sans introduire une erreur dans le résultat de la solution. En 1954, Bhatnagar, Gross et Krook (BGK) ont introduit un modèle simplifié pour l'opérateur de collision, la BGK[83]. L'opérateur de collision est remplacé par l'équation (2.14)

$$\Omega = \omega_c (f^{éq} - f) = \frac{1}{\tau} (f^{éq} - f) \quad (2.14)$$

Le coefficient ω_c est appelé la fréquence de collision, et le τ est appelé le facteur de relaxation. La fonction de distribution à l'équilibre local est désignée par f , qui est la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann. Après avoir introduit l'approximation BGK, l'équation de Boltzmann (Eq. (2.8), sans les forces externes) peut être approchée comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \nabla f = \frac{1}{\tau} (f^{éq} - f) \quad (2.15)$$

Dans la méthode de Boltzmann sur réseau, cette équation est discrétisée et supposée valable suivant toutes les directions. Donc, l'équation de Boltzmann peut être écrite selon chaque direction comme suit :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_i \cdot \nabla f_i = \frac{1}{\tau} (f_i^{éq} - f_i) \quad (2.16)$$

L'équation (2.16) est utilisée dans la méthode Boltzmann sur réseau et remplace l'équation de Navier-Stokes dans les simulations CFD. Il est possible de dériver l'équation de Navier-Équation de Stokes à partir de l'équation de Boltzmann. Il est à noter que l'équation (2.16) est une équation différentielle partielle linéaire. Le côté gauche de l'équation représente l'advection (streaming), alors que le côté droit de l'équation représente le processus de collision.

$$f_i(r + c_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(r, t) + \frac{\Delta t}{\tau} [f_i^{éq}(r, t) - f_i(r, t)] \quad (2.17)$$

Un terme source peut être ajouté à l'équation standard de Boltzmann sur réseau. Ce cas sera étudié dans le chapitre 3

6. Arrangements des réseau devitesses discrètes

Plusieurs configurations sont utilisées dans la LBM, qui dépendent de la dimension du problème et du nombre de directions de vitesses utilisée. On note ses configurations $D_n Q_m$, où n représente la dimension du problème (1 pour une dimension, 2 pour deux dimensions, et 3 pour trois dimensions) et m se réfère au modèle de vitesse et au nombre de nœuds. Le choix du nombre de vitesses discrètes est très important, car si le nombre n'est pas assez grand, la simulation ne prendra pas en compte toutes les caractéristiques physiques. Si le nombre de vitesse est trop grand, d'une part, des modes parasites nuisibles à la stabilité du code seront introduits, et d'autre part, le temps de calcul sera long. Dans les paragraphes suivants, les différentes configurations utilisées pour les problèmes 1-D, 2-D et 3-D seront présentées.

6.1. Unedimension (n=1)

En général, trois modèles peuvent être utilisés pour les arrangements monodimensionnels, qui sont D1Q2, D1Q3 et D1Q5, comme le montre la Figure 14. Le modèle D1Q3 est le plus populaire. Le nœud numéro 0 est le nœud central, tandis que les nœuds (1 et 2) sont des nœuds voisins. Pour le modèle D1Q2, aucune particule ne réside sur le site, tandis que pour D1Q3 et D1Q5, une particule réside en permanence sur le site (numéro 0). Elle a donc une vitesse nulle (particule stationnaire). Les particules factices s'écoulent du nœud central vers les nœuds voisins par le biais de liens avec une vitesse bien déterminée, appelée vitesse du réseau. Les propriétés de ces deux arrangements sont fournies dans le Tableau 2.

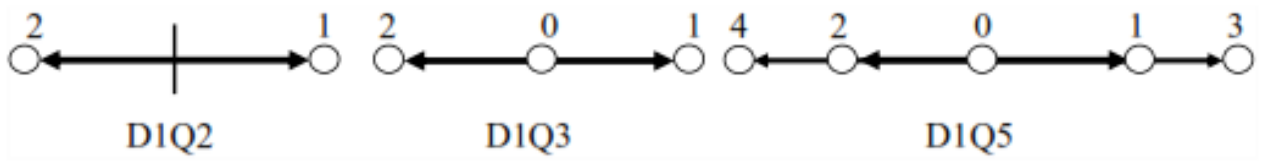


Figure 14: Modèles des matrices 1D[84]

Tableau 2: Récapitulation des propriétés de quelques modèles de réseau monodimensionnel

Modèles	c_s^2/c^2 [84]	c_i/c [84]	w_i [84]
D1Q2	1/3	± 1	1/2 ($i = 1, 2$)
D1Q3	1/3	0	4/6 ($i = 0$)
		± 1	1/6 ($i = 1, 2$)
D1Q5	1/3	0	6/12 ($i = 0$)
		± 1	2/12 ($i = 1, 2$)
		± 2	1/12 ($i = 3, 4$)

6.2. Deux dimensions (n=2)

Dans les problèmes 2D, les configurations les plus utilisées sont D2Q4, D2Q5 et D2Q9. Les schémas des trois arrangements sont présentés dans la Figure 15. Leurs propriétés sont exposées dans le Tableau 3.

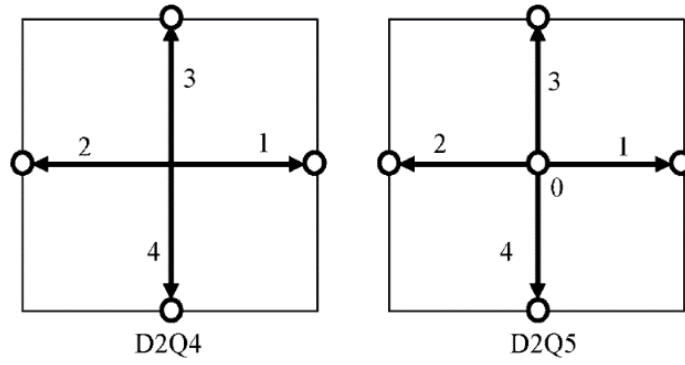


Figure 15: Arrangements des réseaux pour les problèmes bidimensionnels [78]

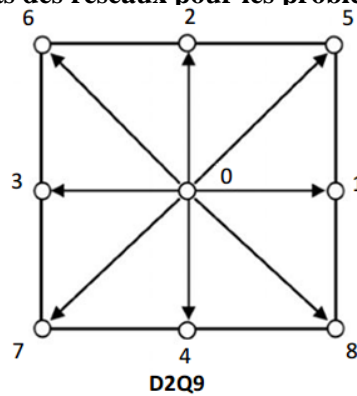


Tableau 3: Récapitulation de quelques propriétés des modèles de réseaux bidimensionnels[78]

Modèles	c_s^2/c^2	c_i/c	w_i
D2Q4	1/2	$(\pm 1, 0), (0, \pm 1)$	1/4 ($i = 1 - 4$)
D2Q5	1/3	$(0, 0)$	2/6 ($i = 0$)
		$(\pm 1, 0), (0, \pm 1)$	1/6 ($i = 1 - 4$)
D2Q9	1/3	$(0, 0)$	4/9 ($i = 0$)

	$(\pm 1, 0), (0, \pm 1)$	$1/9 (i = 1 - 4)$
	$(\pm 1, \pm 1)$	$1/36 (i = 5 - 8)$

6.3. Trois dimensions (n=3)

Deux modèles sont les plus utilisés dans la simulation des problèmes 3D, qui sont D3Q15 et D3Q19. Les schémas des deux arrangements sont présentés dans la **Figure 16**. Les propriétés de ces deux arrangements sont présentées dans le **Tableau 4**.

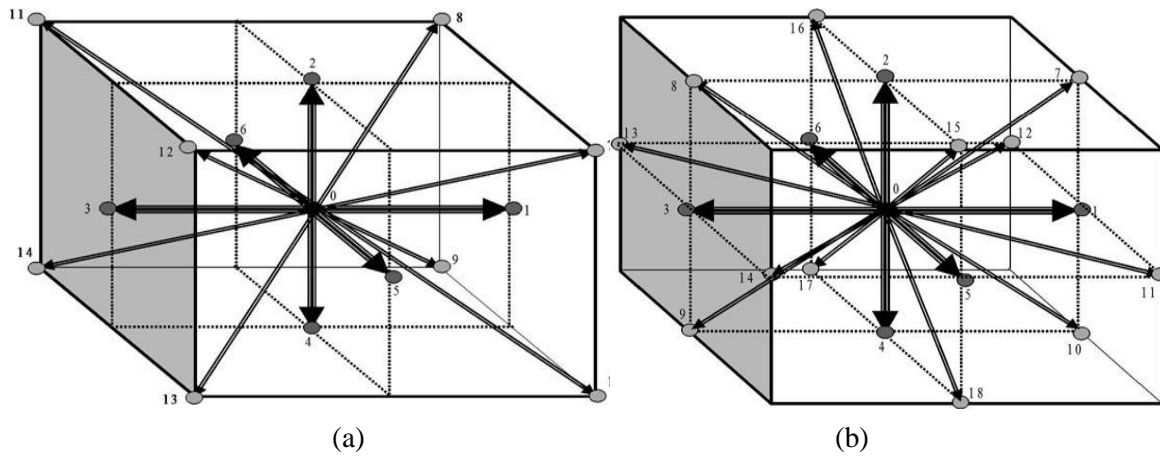


Figure 16 : Arrangements des réseaux pour les problèmes tridimensionnels (a) D3Q15 et (b) D3Q19[78]

Tableau 4: Récapitulation de quelques propriétés des modèles de réseaux tridimensionnels[78]

Modèles	c_s^2/c^2	c_i/c	w_i
D3Q15	1/3	$(0,0,0)$	$16/72 (i = 0)$
		$(\pm 1, 0, 0), (0, \pm 1, 0), (0, 0, \pm 1)$	$8/72 (i = 1 - 6)$
		$(\pm 1, \pm 1, \pm 1),$	$1/72 (i = 7 - 14)$
D3Q19	1/3	$(0,0,0)$	$12/36 (i = 0)$
		$(\pm 1, 0, 0), (0, \pm 1, 0), (0, 0, \pm 1)$	$2/36 (i = 1 - 6)$
		$(\pm 1, \pm 1, 0), (\pm 1, 0, \pm 1), (0, \pm 1, \pm 1)$	$1/36 (i = 7 - 18)$

7. Fonction de distribution d'équilibre et variables macroscopiques

L'élément clé de l'application de la méthode LBM pour les différents problèmes est la fonction de distribution à l'équilibre, f_{eq} . La procédure de résolution des équations de quantité de mouvement et d'énergie est la même. La différence dépend principalement de la fonction de distribution à l'équilibre. En fait, différents problèmes physiques (tels qu'un problème de propagation des ondes, etc.) peuvent être résolus par la LBM à condition d'utiliser une fonction de distribution à l'équilibre appropriée.

8. Incorporation du terme force

L'ajout d'un terme force à l'équation de Boltzmann (2.17) conduit à écrire cette équation comme suit :

$$f_i(r + c_i\Delta t, t + \Delta t) = f_i(r, t) + \frac{\Delta t}{\tau} [f_i^{eq}(r, t) - f_i(r, t)] + \Delta t F_{ei} \quad (2.18)$$

Avec F_{ei} est le terme source (dans notre cas, il est dû aux propriétés du milieu poreux). Il est introduit dans le terme de collision[85] :

$$F_{ei} = \frac{F(e_i - u(r, t))f_i^{eq}}{RT_0} \quad (2.19)$$

Où

- $F = F_x + F_y$ est le terme de force;
- $R = 1$ pour le modèle D2Q9 ;
- T_0 est déterminé par le modèle Lattice Boltzmann et est égal à « 1/3 » [85].

Dans le cas d'ajout de terme source, une modification a lieu dans le calcul de la densité et la vitesse. Prenons l'exemple du modèle D2Q9, la vitesse du fluide « u » ainsi que sa densité « ρ » sont calculées en utilisant les équations suivantes :

$$u(r, t) = \frac{v(r, t)}{\Theta(c_0 + \sqrt{c_0^2 + c_1|v(r, t)|} - 1) + 1} \quad (2.19)$$

$$\rho(r, t) = \sum_{i=0,8} f_i(r, t) \quad (2.20)$$

Avec

$$v(r, t) = \frac{1}{\rho(r, t)} \sum_{i=0,8} e_i f_i(r, t) \quad (2.21)$$

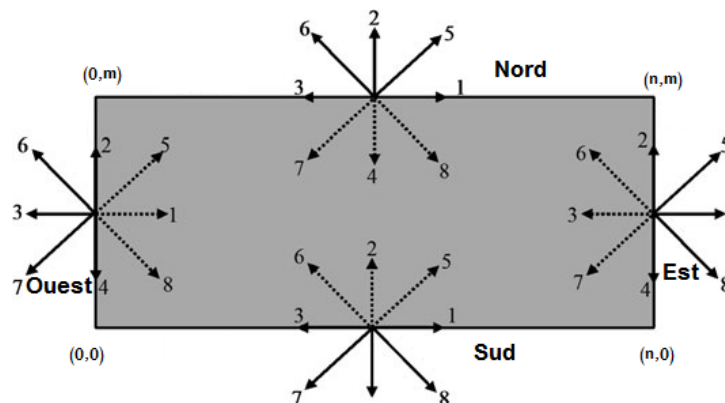
$$c_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{\mu}{\rho(r, t) K} \right), c_1 = \varepsilon \frac{\Delta t F_\varepsilon}{2 \sqrt{K}} \quad (2.22)$$

Avec

- $v(r, t)$ est la vitesse temporelle [70, 86, 87],
- c_0 et c_1 sont deux paramètres [88], définis dans l'équation (2.22),
- e_i est la vitesse discrète d'une seule particule, telle que définie dans le **Tableau 3**,
- $f_i(M, t)$ est la fonction de distribution de densité d'une particule située dans la position spatiale $M(x, y)$ au pas de temps « t » [15, 19]

9. Conditions aux limites

Les conditions aux limites et les conditions initiales jouent un rôle crucial dans toutes les méthodes de la CFD [60, 89, 90]. La détermination des conditions aux limites pour les équations de Navier-Stokes est, en quelque sorte, simple. Ce n'est pas le cas pour la LBM. En effet, la modélisation des conditions aux limites dans la méthode LBM est une tâche importante car il faut traduire les informations données par les variables macroscopiques à la fonction de distribution des particules f_i , puisqu'il s'agit de la seule variable à évaluer dans la LBM. Les fonctions de distribution vers l'intérieur sur les nœuds des frontières du domaine d'intégration doivent être déterminées. Par conséquent, des équations appropriées doivent être déterminées pour calculer ces fonctions de distribution aux frontières pour une condition limite donnée. Dans la partie qui suit, nous allons prendre d'exemple du repère Cartésien. Le modèle D2Q9 sera étudié. La figure qui suit représente le modèle D2Q9 dans les nœuds aux limites. Les parois seront identifiés dans la suite par leurs noms (Est, Ouest, Nord et Sud) comme



indiqué dans la **Figure 17**.

9.1. Conditions aux limites dynamiques

Les conditions aux limites dynamiques les plus utilisées dans le repère cartésien sont :

La condition de non glissement, vitesses connues à la frontière, condition aux limites ouverte, condition aux limites périodique et symétrie.

Figure 17: Fonctions de distribution du modèle D2Q9 aux limites du modèle

9.1.1. Condition de non glissement

Nom	Signification Physique	Limite	Condition à la limite
Condition de non glissement (ou condition de rebond-arrière «Bounce-Back»)	✓ $u = v = 0$	Nord	$f_4(m)=f_2(m),$ $f_7(m)=f_5(m),$ $f_8(m)=f_6(m)$
		Sud	$f_2(0)=f_4(0),$ $f_5(0)=f_7(0),$ $f_6(0)=f_8(0)$

		Est	$f_6(n)=f_8(n),$ $f_3(n)=f_1(n),$ $f_7(n)=f_5(n)$
		Ouest	$f_5(0)=f_7(0),$ $f_1(0)=f_3(0),$ $f_8(0)=f_6(0)$

La condition de non glissement est mieux connue en anglais par son nom 'Bounce Back'. Cette condition signifie physiquement qu'il n'y a pas de mouvement de fluide aux frontières, autrement dit la vitesse est nulle sur la paroi. Les parois peuvent être stationnaires ou mobiles. En LBM, elle est traduite par le fait que lorsqu'une particule atteint un nœud de la paroi, elle se disperse vers les nœuds du fluide dans sa direction d'arrivée. Dans le schéma D2Q9, prenant l'exemple de la parois inférieur d'un canal, les fonctions de distributions inconnues sont f_6, f_2, f_5 , alors que f_4, f_7, f_8 sont connues suite aux processus de propagation. Le **Tableau 5** présente la condition de Bounce back dans les 4 parois. Dans notre cas de calcul, nous avons utilisé cette condition dans les parois « Sud », « Nord » et « Est ».

Tableau 5: Condition de non glissement appliquée aux frontières

9.1.2. Vitesse connue à la frontière :

Dans les cas pratiques, il est très commun de connaître une vitesse dans l'une des parois[78]. La vitesse peut être de différentes formes : constante, parabolique, sinusoïdale, ou bien triangulaire.

Tableau 6: Condition de vitesse connue à la frontière appliquée aux frontières

Nom	Signification Physique	Limite	La condition à la limite
-----	------------------------	--------	--------------------------

Vitesse connue à la frontière	(u et v) _{paroi} sont connues	Nord	$X_V = f_0(m) + f_1(m) + f_3(m) + 2(f_2(m) + f_5(m) + f_6(m)) / (1 - u_0)$ $f_4(m) = f_2(m) + 2X_V u_0 / 3$ $f_7(m) = f_5(m) - 0.5 (f_1(m) - f_3(m)) - X_V u_0 / 6$ $f_8(m) = f_6(m) + 0.5 (f_3(m) - f_1(m)) + X_V u_0 / 6$
		Sud	$X_V = f_0(0) + f_1(0) + f_3(0) + 2(f_2(0) + f_5(0) + f_6(0)) / (1 - u_0)$ $f_2(0) = f_4(0) + 2X_V u_0 / 3$ $f_5(0) = f_7(0) - 0.5 (f_1(0) - f_3(0)) - X_V u_0 / 6$ $f_6(0) = f_8(0) + 0.5 (f_3(0) - f_1(0)) + X_V u_0 / 6$
		Est	$X_V = f_0(n) + f_1(n) + f_2(n) + 2(f_1(n) + f_5(n) + f_8(n)) / (1 - u_0)$ $f_3(n) = f_1(n) + 2X_V u_0 / 3$ $f_7(n) = f_5(n) + 0.5 (f_2(n) - f_4(n)) + X_V u_0 / 6$ $f_6(n) = f_8(n) - 0.5 (f_2(n) - f_4(n)) - X_V u_0 / 6$
		Ouest	$X_V = f_0(0) + f_2(0) + f_4(0) + 2(f_3(0) + f_6(0) + f_7(0)) / (1 - u_0)$ $f_1(0) = f_3(0) + 2X_V u_0 / 3$ $f_5(0) = f_7(0) - 0.5 (f_2(0) - f_4(0)) + X_V u_0 / 6$ $f_8(0) = f_6(0) + 0.5 (f_2(0) - f_4(0)) + X_V u_0 / 6$

Dans notre cas de calcul, la vitesse à la paroi « Ouest » est de forme sinusoïdale. Alors dans le **Tableau 6** au lieu d'avoir une vitesse uniforme « u_0 », la vitesse sera $u_0 = A_0 \sin(\omega t + \varphi)$, avec « A_0 » est l'amplitude de l'onde sonore, $\omega = 2\pi f$ est la pulsation de l'onde sonore, « t » est le temps et « φ » est la phase à l'origine.

9.1.3. Condition aux limites ouvertes :

Lorsque la vitesse est inconnue à une frontière du domaine de calcul, la résolution du problème oblige une condition à cette frontière. La condition utilisée, en général, est l'extrapolation des fonctions de distribution inconnues [78,91].

Nom	Signification Physique	Limite	Ouest
		43	

Condition aux limites ouvertes	$\frac{du}{dy} = \frac{dv}{dy} = 0$ pour les directions Nord et Sud	Nord	$f_4(m) = 2 * f_4(m-1) - f_4(m-2)$ $f_7(m) = 2 * f_7(m-1) - f_7(m-2)$ $f_8(m) = 2 * f_8(m-1) - f_8(m-2)$
		Sud	$f_4(0) = 2 * f_4(1) - f_4(2)$ $f_5(0) = 2 * f_5(1) - f_7(2)$ $f_6(0) = 2 * f_6(1) - f_6(2)$
	$\frac{du}{dx} = \frac{dv}{dx} = 0$ pour les directions Est et Ouest	Est	$f_6(n) = 2 * f_6(n-1) - f_6(n-2)$ $f_3(n) = 2 * f_3(n-1) - f_3(n-2)$ $f_7(n) = 2 * f_7(n-1) - f_7(n-2)$
		Ouest	$f_5(0) = 2 * f_5(1) - f_5(2)$ $f_1(0) = 2 * f_1(1) - f_1(2)$ $f_8(0) = 2 * f_8(1) - f_8(2)$

Tableau 7: Condition aux limites ouvertes appliquée aux frontières

9.1.4. Condition de symétrie

Dans le but d'économiser le temps et le coût d'exécution du programme, la condition de symétrie est particulièrement intéressante à utiliser. Cette condition est choisie quand la géométrie présente une symétrie le long d'une droite (configuration 2D) ou d'un plan (configuration 3D), dans la géométrie et dans les conditions aux limites : par exemple, dans le cas d'un cylindre avec un flux de fluide à l'entrée et ouvert à la sortie, au lieu de simuler tout le cylindre, il est plus judicieux de simuler sa moitié (la partie bleue de la Figure 18). Ainsi il suffit d'utiliser une configuration de 2 dimensions et la condition de symétrie le long de l'axe du cylindre comme l'indique la Figure 18.

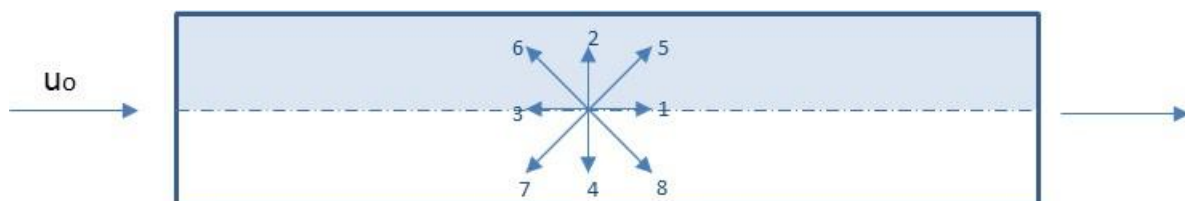


Figure 18: Condition de symétrie appliquée au centre d'un canal

9.1.5. Condition aux limites à l'interface entre milieu poreux et fluide :

À l'interface entre un fluide homogène et un milieu poreux, des conditions aux limites supplémentaires doivent être appliquées pour coupler les flux dans les deux régions. Des études ont été réalisées dans ce sens[92]. Elles ont fini par proposer un modèle dans lequel la continuité de la vitesse et du gradient de vitesse à l'interface sont assurées. En utilisant l'approximation de la différence de second ordre à l'envers pour les côtés poreux et fluides, les gradients de vitesse à l'interface sont calculés comme décrit dans l'équation (2.23) [69] :

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial u_t}{\partial n} \Big|_{porous} - \frac{\partial u_t}{\partial n} \Big|_{fluid} = \frac{\beta}{\sqrt{K}} u_t / interface + \frac{\beta_1 u_t^2}{\nu} \quad (2.23)$$

9.2. Conditions aux limites thermiques

9.2.1. Paroi adiabatique

La condition aux limites de la paroi adiabatique est utilisée lorsqu'une paroi est isolée thermiquement[84]. En d'autres termes, le gradient de température normal à la frontière est nul. Les 4 limites sont étudiées dans le **Tableau 8**.

Tableau 8: Condition paroi adiabatique appliquée aux frontières

Nom	Signification Physique	Limite	Condition à la limite
Condition Paroi adiabatique	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ Pour les parois Nord ou Sud	Nord	$g_4(m)=g_4(m-1),$ $g_7(m)=g_7(m-1),$ $g_8(m)=g_8(m-1)$
		Sud	$g_2(0)=g_2(1),$ $g_5(0)=g_5(1),$ $g_6(0)=g_6(1)$
	$\checkmark \frac{\partial T}{\partial x} = 0$ Pour les parois Est ou Ouest	Est	$g_6(n)=g_6(n-1),$ $g_3(n)=g_3(n-1),$ $g_7(n)=g_7(n-1)$

		Ouest	$g_5(0)=g_5(1),$ $g_1(0)=g_1(1),$ $g_8(0)=g_8(1)$
--	--	--------------	---

9.2.2. Température imposée (condition de Dirichlet)

Cette condition est utilisée lorsque la température le long de l'une des limites du domaine de calcul est connue. Des exemples d'utilisation de cette condition aux limites sont les suivants :

- Le fluide entre dans le canal avec une température connue,
- La température le long d'une paroi du domaine de calcul est connue.

Prenons le cas d'un canal (**Figure 17**), si une paroi a une température fixée, la boucle citée dans le **Tableau 9** sera insérée dans la boucle dédiée aux conditions aux limites dans le programme de calcul.

Plusieurs boucles peuvent être utilisées simultanément si le problème contient plusieurs parois avec des températures fixes. Les 4 directions sont traitées dans le **Tableau 9**[78]:

Tableau 9: Condition de Dirichlet appliquée aux frontières

Nom	Signification Physique	Limite	Condition à la limite
Condition de Dirichlet	$T(x, y_w)=T_w$	Nord	$g_4(m)=T_w(w_4+w_2)-g_2(m),$ $g_7(m)=T_w(w_7+w_5)-g_5(m),$ $g_8(m)=T_w(w_8+w_6)-g_6(m),$
		Sud	$g_3(0)=T_w(w_3+w_1)-g_1(0),$ $g_7(0)=T_w(w_7+w_5)-g_5(0),$ $g_6(0)=T_w(w_8+w_6)-g_8(0),$
	✓ $T(x_w,y)=T_w$	Est	$g_4(n)=T_w(w_4+w_2)-g_2(n),$ $g_7(n)=T_w(w_7+w_5)-g_5(n),$ $g_8(n)=T_w(w_8+w_6)-g_6(n),$

		Ouest	$g_1(0)=T_w(w_3+w_1)-g_3(0),$ $g_5(0)=T_w(w_7+w_5)-g_7(0),$ $g_8(0)=T_w(w_8+w_6)-g_6(0),$
--	--	--------------	---

10. Avantages et inconvénients de la méthode

10.1. Avantages

C'est une alternative intéressante qui permet de simuler des phénomènes physiques complexes par sa nature mésoscopique. Sa capacité de parallélisation la rend également attractive afin de réaliser des simulations rapides. La méthode de Boltzmann sur réseau est une méthode alternative de simulation d'écoulements de fluides. Contrairement à l'approche traditionnelle basée sur les équations de Navier-Stokes, la méthode consiste à discrétiser l'équation de Boltzmann, correspondant à une modélisation statistique de la dynamique des particules constituant le fluide. La méthode de Boltzmann sur réseau présente plusieurs avantages par rapport aux méthodes conventionnelles, notamment pour le traitement de domaines de simulation complexes

Cette méthode de calcul ne nécessite pas la création de maillage, ce qui rend le raffinement possible. De plus, le temps de calcul en utilisant l'LBM est plus court que celui des méthodes CFD traditionnelles [93]. Cette méthode a aussi pour avantage de très bien s'adapter aux géométries complexes. Enfin, elle est hautement parallélisable, permettant la simulation de cas plus complexes au regard du gain de temps.

10.2. Inconvénients

L'un des gros points faibles de cette méthode est qu'elle ne permet actuellement pas de fonctionner pour des écoulements compressibles ($Mach > 0,4$). Enfin, comme nous avons pu le voir précédemment, les conditions aux limites ne sont pas, du tout intuitives, et elles nécessitent donc d'être manipulées avec précaution par l'utilisateur.

11. Méthode de LBM dans le domaine de la thermoacoustique

Depuis 2008, Youg Wang et al. [94-96] ont prouvé que la LBM peut être utilisée dans le domaine thermoacoustique et qu'elle garantit des résultats quantitatifs satisfaisants. Ils ont étudié l'oscillation des gaz dans un résonateur en utilisant la méthode Boltzmann sur réseau. Ils ont généralisé cela pour les systèmes thermoacoustiques. L'équation de Boltzmann avec

l'approximation de Bhatnagar-Gross-Krook est résolue par la méthode des différences finies. En 2015, ils ont présenté et discuté les champs de vitesse et de température instantanés à plusieurs phases du cycle limite[96]. Le nombre de Mach maximal est d'environ 0,035, ce qui correspond à un écoulement compressible à faible nombre de Mach.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode de Boltzmann sur réseau, son historique, son origine, ses applications et son mode d'emploi. Ensuite, une présentation de l'opérateur de collision (BGK) est introduite. Les conditions aux limites, les plus fréquentes, sont introduites et développées dans les quatre côtés d'un canal. Le modèle D2Q9 est pris comme exemple.

Dans les chapitres suivants, le système d'équations qui régit l'écoulement dans le réfrigérateur thermoacoustique est mieux détaillé et les résultats de la simulation sont dévoilés.

Chapitre III : Formulation
mathématique d'un réfrigérateur
thermoacoustique

Chapitre III: Formulation mathématique d'un réfrigérateur thermoacoustique

Introduction

Ce chapitre présente un développement des équations physiques régissant les champs de vitesse et de température dans le réfrigérateur thermoacoustique. Ensuite, ce système d'équations est résolu par la méthode de Boltzmann sur réseau. Le fluide oscille périodiquement à l'intérieur d'un résonateur à l'aide d'un haut-parleur placé à son extrémité. Un milieu poreux, modélisant le stack, est placé à l'intérieur du résonateur perpendiculairement à la direction des oscillations du fluide. Pour la validation dynamique et thermique du code numérique généré, une validation par étapes est exécutée. Nous avons commencé par la validation du flux dynamique à l'intérieur du résonateur (partie fluide) et du stack (milieu poreux). Ensuite la validation dynamique et thermique du flux sinusoïdale est réalisée. Ce chapitre se termine par un test de maillage, qui est effectué pour avoir un maillage adéquat et pour garantir l'exactitude des résultats qui seront présentés dans le chapitre 4.

1. Formulation mathématique du problème

Le système étudié est un réfrigérateur thermoacoustique alimenté par des panneaux photovoltaïques (**Figure 19-A**). Il s'agit d'un système photovoltaïque raccordé au réseau. Le panneau photovoltaïque génère un courant continu converti en courant alternatif à l'aide de l'onduleur, énuméré 2. Deux wattmètres sont utilisés pour mesurer la puissance produite par le panneau photovoltaïque et celle consommée par le réfrigérateur thermoacoustique. Durant les périodes d'ensoleillement, le réfrigérateur consomme l'énergie électrique produite par le panneau photovoltaïque. Pendant les jours nuageux ou les nuits, l'alimentation du réfrigérateur thermoacoustique commute automatiquement vers le réseau d'électricité national. En outre, l'excédent de l'électricité produite par le système solaire peut éventuellement être cédé au réseau.

La partie simulée de ce chapitre est le réfrigérateur thermoacoustique. Le dimensionnement des panneaux photovoltaïques fera l'objet des travaux futurs. Pour cela, le réfrigérateur thermoacoustique est simulé selon un modèle à deux dimensions (**Figure 19-B**). Les composants de base du modèle sont le résonateur, le haut-parleur et le stack. Le résonateur est un tube de quart d'onde dont les extrémités sont exposées à la température ambiante. Le résonateur a une extrémité fermée, tandis qu'à l'autre extrémité un haut-parleur est placé, assurant la puissance acoustique. Le résonateur est rempli d'air à la pression atmosphérique

dans lequel le nombre de Prandtl est égal à 0,71, et dont la température moyenne T_m est égale à 300 ° K. Le fluide est animé par l'onde émise par le haut-parleur. La fréquence de résonance du tube est de 200 Hz. La partie cruciale du réfrigérateur thermoacoustique est le stack qui est fabriquée d'un matériau poreux homogène. Le centre du stack est situé à la position ' $x = x_c$ ' et sa longueur est ' l_s ,' comme le montre la **Figure 19-B**. Les valeurs de ' l_s ' et de ' x_c ' changent tout au long du document.

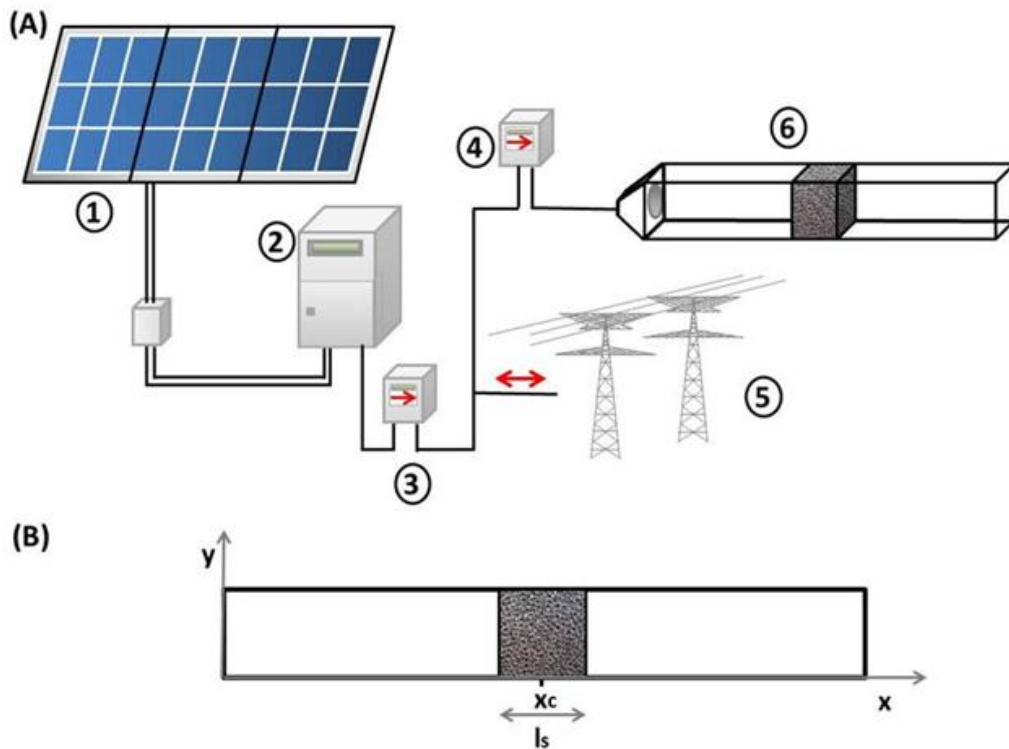


Figure 19 : Schéma (A : du système et B : du réfrigérateur thermoacoustique)

2. Equations gouvernantes et conditions aux limites

2.1. Hypothèses simplificatrices

Les hypothèses de simplification prises en compte pour la formulation mathématique du réfrigérateur thermoacoustique sont :

- L'hypothèse d'équilibre thermique local entre le fluide et les phases solides est considérée,
- L'écoulement est incompressible,
- Le fluide garde des propriétés thermo-physiques constantes,
- Le milieu poreux est considéré homogène, isotrope et saturé.

Un paramètre binaire est utilisé pour écrire les équations des deux parties, fluide et poreuse, de manière unifiée. Le paramètre binaire ' Θ ' est défini dans l'équation (3.1)[1,2]:

$$\Theta = \begin{cases} 0, & \text{où règne l'air} \\ 1, & \text{dans le milieu poreux} \end{cases} \quad (3.1)$$

2.2. Equations physique dimensionnelles

Sur la base des hypothèses précédentes et du paramètre binaire (Eq.3.1), la masse, la quantité de mouvement et les équations énergétiques sont écrites comme suit [2-4]:

- Équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.2)$$

- Équation de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) u^2 \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) uv \right]}{\partial y} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \Theta \left(\frac{\varepsilon \nu}{K} + \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |u| \right) u \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) uv \right]}{\partial x} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) v^2 \right]}{\partial y} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \Theta \left(\frac{\varepsilon \nu}{K} + \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |v| \right) v \end{aligned} \quad (3.4)$$

- Équation d'énergie

$$\begin{aligned} \left[\Theta \left(\left(\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{(\rho C_p)_s}{(\rho C_p)_f} - 1 \right) + 1 \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} \right) \right. \\ = \alpha \left[\Theta \left(\left(\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{k_s}{k_f} - 1 \right) + 1 \right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \right. \\ \left. \left. + \mu \left[2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right]^2 \right] + \Theta \left(\frac{\varepsilon \mu}{K} + \frac{\varepsilon \rho F_\varepsilon}{\sqrt{K}} |u| \right) (u^2 + v^2) \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

Où

- u, v, p et T sont respectivement les composantes de vitesse axiale et transversale, la pression et la température.
- $\rho, \nu, \alpha, C_p, k, \varepsilon, K$ et F_ε sont respectivement la densité, la viscosité cinétique, le coefficient de diffusivité thermique, la capacité calorifique, la conductivité thermique, la porosité du milieu poreux, la perméabilité et le nombre de Forchheimer définis

dans l'équation (3.6). Les indices « s » et « f » désignent respectivement la partie solide (le milieu poreux) et la partie fluide du domaine de calcul.

$$F_\varepsilon = \frac{1,75}{\sqrt{150 \varepsilon^3}}, K = \frac{Q \mu}{S \cdot dP/dl}, \varepsilon = \frac{V_P}{V_T} \quad (3.6)$$

La perméabilité K et la porosité ε sont définie explicitement dans la deuxième partie du premier chapitre

2.3. Equations adimensionnelles

Les équations gouvernantes adimensionnelles autorisent l'introduction et l'étude de problèmes similaires en utilisant le même paramètre sans dimension. Les quantités adimensionnelles de référence sont définies comme suit :

$$X = \frac{x}{H}, Y = \frac{y}{H}, U = \frac{u}{u_0}, V = \frac{v}{u_0}, \tau = \frac{tu_0}{H}, \theta = \frac{T}{T_m}, P = \frac{p}{\rho u_0^2} \quad (3.7)$$

Les équations gouvernantes adimensionnelles (Eq. (3.2)-(3.5)) sont données par les formulations suivantes :

- Équation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (3.8)$$

- Équation de mouvement

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) U^2 \right]}{\partial X} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) UV \right]}{\partial Y} \\ = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) + \Theta F_x \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) UV \right]}{\partial X} + \frac{\partial \left[\Theta \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) + 1 \right) V^2 \right]}{\partial Y} \\ = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \Theta F_y \end{aligned} \quad (3.10)$$

Où

$$\begin{cases} F_x = -\left(\frac{\varepsilon}{\text{DaRe}} + \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}}|U|\right)U \\ F_y = -\left(\frac{\varepsilon}{\text{DaRe}} + \frac{\varepsilon F_\varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}}|V|\right)V \end{cases} \quad (3.11)$$

- Équation d'énergie

$$\begin{aligned} & [\Theta((\varepsilon + (1 - \varepsilon)R_c - 1) + 1)] \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial(U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial(V\theta)}{\partial Y} \right) \\ &= [\Theta((\varepsilon + (1 - \varepsilon)R_k) - 1) + 1] \frac{1}{\text{RePr}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \\ &+ \Theta \frac{\text{Ec}}{\text{Re}} \left[2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right]^2 \right] \\ &+ \Theta \left(\frac{\text{Ec}}{\text{ReDa}} + \frac{\varepsilon \text{Ec} F_\varepsilon}{\sqrt{\text{Da}}} |U| \right) (U^2 + V^2) \end{aligned} \quad (3.12)$$

La forme adimensionnelle révèle souvent les paramètres adimensionnels: le nombre de Reynolds ' $\text{Re} = (u_0 H)/\nu$ ', le nombre de Darcy ' $\text{Da} = K/H^2$ ', le nombre de Prandtl ' $\text{Pr} = \nu/\alpha$ ', le nombre d'Eckert $\text{Ec} = u_0^2/(C_p \Delta T_{\text{ref}})$, le rapport de capacité thermique ' $\text{Rc} = (\rho C_p)_s / (\rho C_p)_f$ ' et le rapport de conductivité thermique ' $R_k = k_s/k_f$ '

2.4. Conditions initiales et les conditions aux limites

Initialement, le fluide est immobile et la température à l'intérieur du résonateur est simplement la température ambiante T_m :

- Côté haut-parleur, la vitesse s'exprime comme suit[20]:

$$u(t) = u_0 \sin(k_w \cdot x_B) \cos(\omega t) \quad (3.13)$$

Où u_0 , k_w , ω et t désignent l'amplitude maximale de la vitesse acoustique, le nombre d'onde $k_w = 2\pi/\lambda$, la pulsation d'onde $\omega = 2\pi f$ et le temps de simulation respectivement, et où λ et f sont respectivement la longueur d'onde et la fréquence des ondes sonores. Ici x_B est la position axiale de la limite mesurée à partir de l'extrémité fermée du résonateur. Donc, du côté de le haut-parleur, $x = L = \lambda/4$.

$$u = u_0 \cos(2\pi f t), \quad u_0 = \frac{P_A}{\rho c_s} \quad (3.14)$$

La température à $x = 0$ est écrite comme suit [57]:

$$T = T_m + \frac{P_A}{\rho C_p} \cos(k_w \cdot x_B) \cos(\omega t) \quad (3.15)$$

Où T_m est la température ambiante, P_A est l'amplitude à l'anti-nœud de pression, ρ et C_p sont respectivement la densité et la chaleur spécifique sous une pression constante du fluide. Par ailleurs, k_w et ω sont le nombre d'onde et la pulsation tels que définis ci-dessus.

- Dans les interfaces entre la région fluide et le stack, la continuité de la vitesse et la dominance de la contrainte normale sont adoptées [100] :

$$\begin{cases} u_{|f} = u_{|s} = u_{|int} \\ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial x_{|s}} = \frac{\partial u}{\partial x_{|f}} \\ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v}{\partial y_{|s}} = \frac{\partial v}{\partial y_{|f}} \end{cases} \quad (3.16)$$

Avec les indices *int*, *f* et *s* désignent respectivement la couche d'interface, la région fluide et la région poreuse.

Toutes les parois solides du résonateur sont exposées à la température ambiante, et les conditions aux limites antidérapantes (no-slip) sont imposées.

- Pour $x = L$

$$\begin{cases} u = v = 0 \\ T(x = L) = T_m \end{cases} \quad (3.17)$$

- Sur les côtés horizontaux du résonateur ($y = 0$ et $y = H$)

$$\begin{cases} u = v = 0 \\ T(y = 0) = T_m \\ T(y = H) = T_m \end{cases} \quad (3.18)$$

3. Simulation numérique

La méthode numérique adoptée dans cette étude est la méthode de Boltzmann sur réseau(LBM) basée sur l'approximation de Bhatnagar – Gross – Krook (BGK) [100]. La LBM est une méthode numérique prometteuse appliquée à la simulation d'écoulement de fluides. La fonction de double distribution (DDF) est utilisée pour discrétiser le flux et le transfert de chaleur à l'intérieur du domaine de calcul. En effet, son principe consiste à définir les champs d'écoulement, de température et de densité en utilisant deux fonctions de distribution. La première fonction de distribution nommée « f » est la fonction de distribution

de densité de particules. Elle est utilisée pour simuler les champs de densité et de vitesse. La seconde est dédiée au domaine thermique et elle est nommée « g ». De plus, l’LBM se compose de quatre étapes [78]: l’étape de collision, l’étape de diffusion, les conditions aux limites et le calcul des propriétés macroscopiques qui sont la densité, la vitesse et la température[85]. En outre, un réseau bidimensionnel a été choisi avec neuf vitesses discrètes sur une grille carrée. Le modèle est D2Q9, définie dans le chapitre précédent, et il est illustré sur la **Figure 20**.

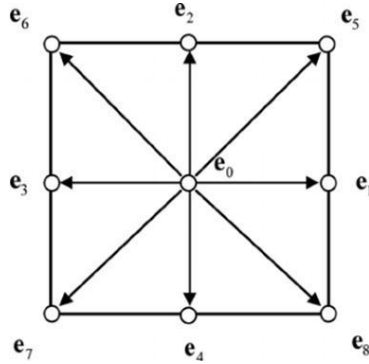


Figure 20: Modèle D2Q9

3.1.Champ dynamique

Dans la méthode de Boltzmann sur réseau et pour le modèle D2Q9, la vitesse du fluide u ainsi que sa densité ρ sont calculées en utilisant les équations suivantes. Les systèmes d’équations du milieu fluide et poreux ont été combinés [3-12]. Le paramètre binaire Θ défini dans l’équation(3.1) a été utilisé :

$$u(M, t) = \frac{v(M, t)}{\Theta(c_0 + \sqrt{c_0^2 + c_1|v(M, t)|} - 1) + 1} \quad (3.19)$$

$$\rho(M, t) = \sum_{i=0,8} f_i(M, t) \quad (3.20)$$

Où

$$v(M, t) = \frac{1}{\rho(M, t)} \sum_{i=0,8} e_i f_i(M, t) \quad (3.21)$$

$$c_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{\mu}{\rho(M, t)K} \right), c_1 = \varepsilon \frac{\Delta t}{2} \frac{F_\varepsilon}{\sqrt{K}} \quad (3.22)$$

Et où

- $v(M,t)$ est la vitesse temporelle [70,86,87] ;
- c_0 et c_1 sont deux paramètres [88], définis dans (Eq. (3.22)) ;
- e_i est la vitesse discrète d'une seule particule. Les valeurs de e_i sont [86]:

$$e_i = \begin{cases} (0,0) & i = 0 \\ \left(\cos \left[\frac{(i-1)\pi}{2} \right], \sin \left[\frac{(i-1)\pi}{2} \right] \right) & i = 1,2,3,4 \\ \left(\sqrt{2} \cos \left[\frac{(2i-9)\pi}{4} \right], \sqrt{2} \sin \left[\frac{(2i-9)\pi}{4} \right] \right) & i = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (3.23)$$

- $f_i(M,t)$ est la fonction de distribution de densité d'une particule située dans la position spatiale $M(x,y)$ au pas de temps « t » [15,19]

La détermination de la fonction de distribution de densité dans le temps et dans le domaine de calcul est effectuée pendant l'étape de collision. L'approximation BGK est utilisée [78,83]:

$$f_i(M, t + \Delta t) = f_i(M, t) \left[1 - \frac{1}{\tau_f} \right] + \frac{f_i^{eq}(M, t)}{\tau_f} + \Theta \Delta t F_{ei} \quad (3.24)$$

Où Δt , τ_f and f_i^{eq} sont respectivement l'incrément de temps, le temps de relaxation et la fonction de distribution d'équilibre local [78,101], définis par :

$$\tau_f = 3\nu - 0.5 \quad (3.25)$$

$$f_i^{eq}(M, t) = \omega_i \rho(M, t) \left[1 + 3e_i \cdot u(M, t) + \frac{9(e_i \cdot u(M, t))^2}{2(\Theta(\varepsilon - 1) + 1)} - \frac{3u^2(M, t)}{2(\Theta(\varepsilon - 1) + 1)} \right] \quad (3.26)$$

Où ν est la viscosité cinétique du fluide et ω_i sont les facteurs de pondération pour les fonctions de distribution correspondantes f_i . Pour le modèle D2Q9, les poids sont donnés par [99] :

$$\omega_i = \begin{cases} \frac{4}{9} & i = 0 \\ \frac{1}{9} & i = 1,2,3,4 \\ \frac{1}{36} & i = 5,6,7,8 \end{cases} \quad (3.27)$$

F_{ei} est le terme force, et il est dû aux propriétés du milieu poreux [85] :

$$F_{ei} = \frac{F(e_i - u(M, t))f_i^{eq}}{RT_0} \quad (3.28)$$

Où

- $F = F_x + F_y$ est le terme de force, défini dans l'équation (3.11),
- $R = 1$ pour le modèle D2Q9 ,
- T_0 est déterminé par le modèle Lattice Boltzmann et est égal à « 1/3 » [85].

L'étape qui succède la collision est celle de diffusion [78]:

$$f_i(M + e_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(M, t + \Delta t) \quad (3.29)$$

3.2. Champ thermique

Dans le modèle D2Q9, le champ de température $T(M,t)$ dans tout le domaine de calcul est donné par l'équation (3.30). Ces équations sont développées en combinant les équations dans une région fluide [78] et celles liées à la section des milieux poreux [99] :

$$(\Theta(\sigma - 1) + 1)T(M, t) = \sum_{i=0,8} g_i(M, t), \quad \sigma = \varepsilon + (1 - \varepsilon)R_c \quad (3.30)$$

Où :

- g_i est la fonction de distribution de température. Elle est calculée en suivant les mêmes étapes que celles de la distribution de densité. Les étapes de collision et de diffusion sont décrites respectivement par les équations (3.31) et (3.36) [78,85,99],

$$g_i(M, t + \Delta t) = g_i(M, t) \left[1 - \frac{1}{\tau_g} \right] + \frac{g_i^{eq}(M, t)}{\tau_g} + \Theta \Delta t F_{gi} \quad (3.31)$$

- R_c est le rapport de capacité thermique définie dans l'équation (3.11),
- ε est la porosité du milieu poreux,
- $g_i^{eq}(M, t)$ est la fonction de distribution d'équilibre correspondante à g_i [78,102],

$$g_i^{eq}(M, t) = \omega_i T(M, t) \left[1 + \frac{3e_i \cdot u(M, t)}{(\Theta(\varepsilon - 1) + 1)} \right] \quad (3.32)$$

- ω_i sont les facteurs de pondération présentés dans l'équation (3.27),
- τ_g est le temps de relaxation thermique dans la totalité du domaine de calcul,

$$\tau_g = \Theta(\tau_{g,s} - \tau_{g,f}) + \tau_{g,f} \quad (3.33)$$

- $\tau_{g,f}$ est le temps de relaxation dans la région fluide [78]

$$\tau_{g, fld} = 3\alpha + 0.5 \quad (3.34)$$

- $\tau_{g, s}$ est le temps de relaxation relié à la température dans le milieu poreux [99].(3.35)

$$\tau_{g, s} = 3 Pr(\tau_f - 0.5) C + 0.5 \quad \text{avec } C = \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)R_k}{\varepsilon(1 - \varepsilon)R_c} \quad (3.35)$$

- α est la diffusivité thermique du fluide.

L'étape de diffusion est donnée par :

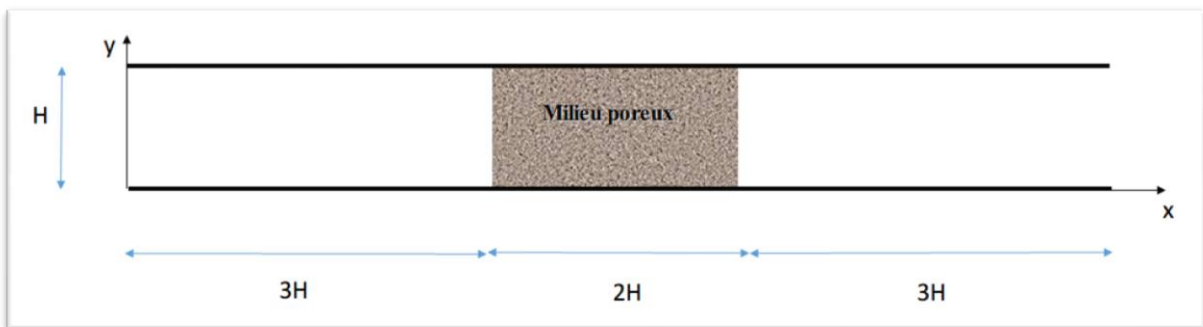
$$g_i(M + e_i \Delta t, t + \Delta t) = g_i(M, t + \Delta t) \quad (3.36)$$

4. Validation

Le code numérique est appelé « PMS-TAR »(Porous Media Stack-ThermoAcousticRefrigerator). Afin de valider les résultats obtenus par ce code, deux cas de calcul sont considérés pour valider les champs de vitesse et de température dans les différentes parties du système étudié.

4.1. Validation de la géométrie

Le premier cas concerne un canal plan avec un milieu poreux au milieu pour tester l'efficacité de la méthode de Boltzmann sur réseau pour cette géométrie (**Figure 21**). Le vecteur de vitesse du fluide est normal au plan d'interface des milieux poreux. Par le biais de ce test, les écoulements de l'air dans le milieu fluide, dans le milieu poreux et sur l'interface



seront testés.

Figure 21: Géométrie de la validation

Les paramètres de simulation sont $Pr = 0,71$, $Da = 10^{-2}$ et $Re = 1$. Les résultats numériques de cette simulation sont présentés dans la **Figure 22**. Cette figure présente la vitesse U le long du centre du canal. Elle montre que la vitesse au centre du canal est constante dans la partie fluide puis elle diminue rapidement dans le milieu poreux pour atteindre un minimum qui varie selon les propriétés de ce dernier [100]. Il est à noter que la vitesse est principalement axiale dans les régions fluides, alors que la composante transversale de la vitesse est bien remarquable dans la partie poreuse. En effet, la présence de milieux poreux à l'intérieur du canal affecte fortement le profil de vitesse dans la ligne du centre. On peut conclure qu'en utilisant le code développé basé sur la LBM, les résultats obtenus sont en accord avec les articles publiés et reconnus dans la littérature [103].

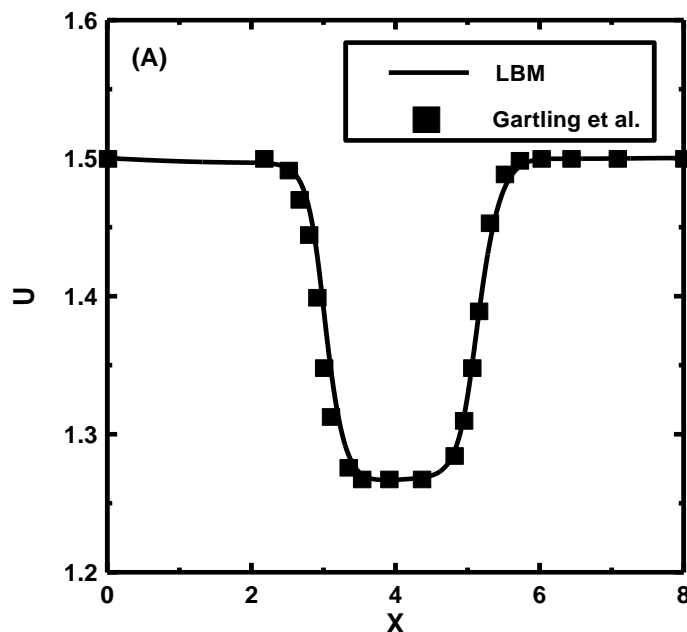


Figure 22: Validation de la ligne médiane de vitesse et concordance des résultats obtenus avec ceux publiés précédemment [103]

4.2. Validation du son émis par le haut-parleur

Le deuxième cas de calcul est établi pour valider les profils de vitesse et de température dans un canal plan vide à deux dimensions soumis à un flux oscillant [104].

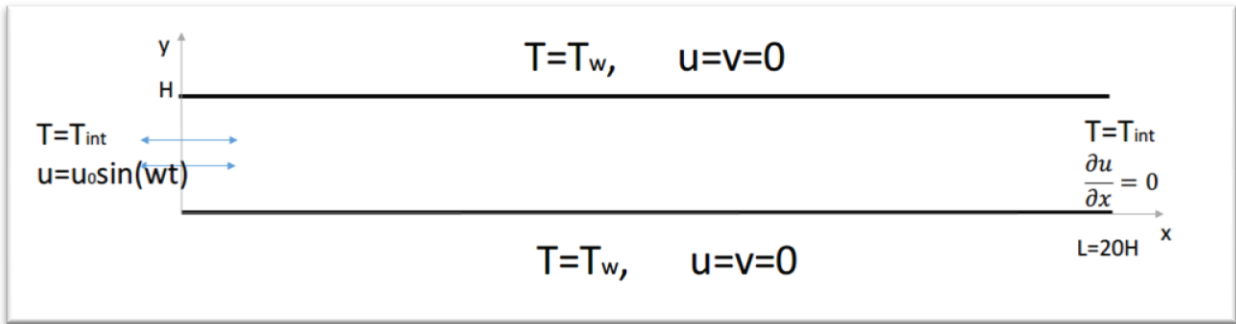


Figure 23: Condition aux limites dynamique et thermique de la géométrie de la validation

Les paramètres de résolution utilisés dans cette simulation sont le nombre de Reynolds $Re = 5$, le nombre de Womersley $\alpha = H/2(\omega/\nu)^{0.5} = 0.937$, la fréquence angulaire $\omega = 0.000785$ et l'amplitude de l'onde $A = 10^{-4}$. La vitesse à $t = Te/8$ augmente et atteint une valeur maximale sur l'axe Y (environ 0,5) (**Figure 24**). Pour la même position sur l'axe Y , la température adimensionnelle atteint une valeur minimale comme indiqué sur la **Figure 25**. Une fois de plus, les résultats numériques obtenus prouvent la validité de l'approche et montrent la concordance entre les résultats du code « PMS-TAR » et des articles de recherche similaires.

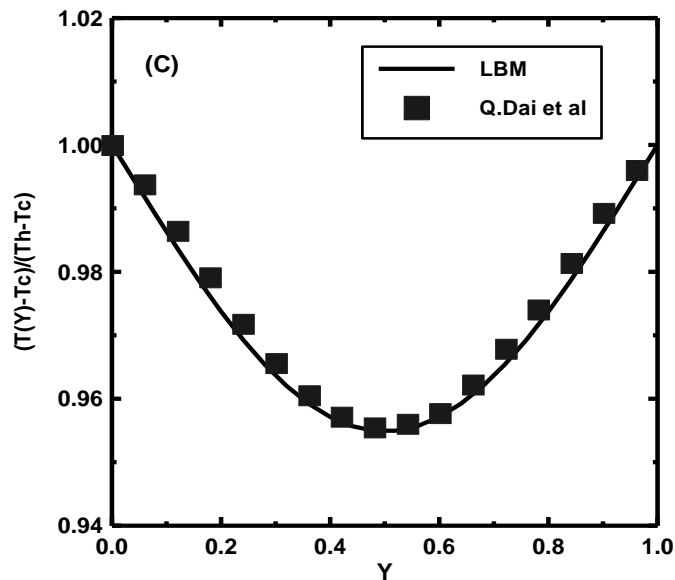


Figure 24: Validation du profil de la température à l'intérieur du canal pour le flux oscillant

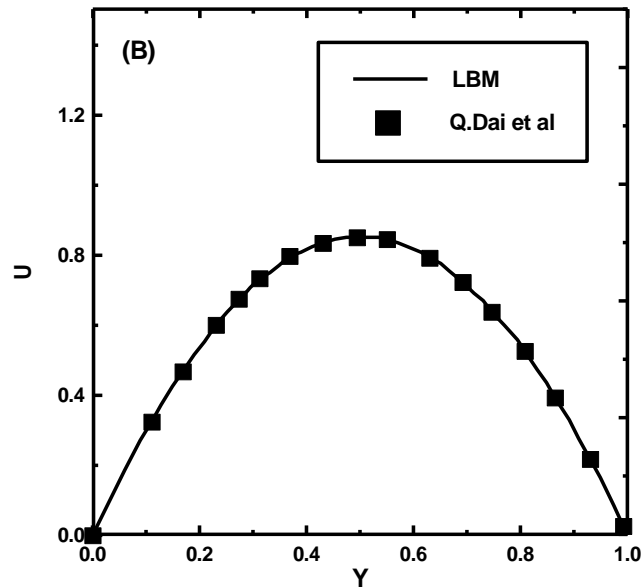


Figure 25: Validation du profil de vitesse à l'intérieur du canal pour le flux oscillant

5. Test de maillage

Le test de maillage est une étape très importante dans une étude en dynamique des fluides. Ce test a une influence sur la validité des résultats calculés. Un maillage adéquat est essentiel pour avoir des résultats de calcul corrects, précis et dans un temps de calcul optimal. Un maillage est dit de bonne qualité lorsqu'il n'a pas de distorsions dans les résultats physiques obtenus. Les résultats doivent être suffisamment lisses et de bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient tel que dans les couches limite.

Le maillage choisi dans cette thèse est un maillage structuré. Le maillage structuré est un maillage généré par reproduction de plusieurs mailles élémentaires adjacentes. Dans ce type de maillage, tout nœud peut être repéré par deux coordonnées (i,j) , cas d'une structure bidimensionnelle(2D), ou bien de trois coordonnées (i, j, k) , dans le cas tridimensionnel(3D). Pour une géométrie simple, qui ne contient pas de formes complexes, le maillage structuré présente moins de nœuds, comparé à un maillage non- structuré équivalent et par conséquence, on économise du temps de la simulation.

La Figure 26 illustre le test de maillage réalisé pour valider le code Les maillages testés sont 3 cas (20×193) , (45×434) et (50×482) . Afin de garder les mêmes proportions, le rapport entre la longueur et la largeur du résonateur du réfrigérateur thermoacoustiques reste constant et égal à celui de la géométrie de T.Syeda[57]. L'erreur entre les résultats numériques obtenus avec la deuxième et la troisième maille est inférieure à 3% par rapport à la première

(6%). En augmentant le maillage par rapport à (45*434), les courbes deviennent superposées. Par conséquent, le maillage (45*434) est un choix judicieux qui sera utilisé dans le chapitre suivant.

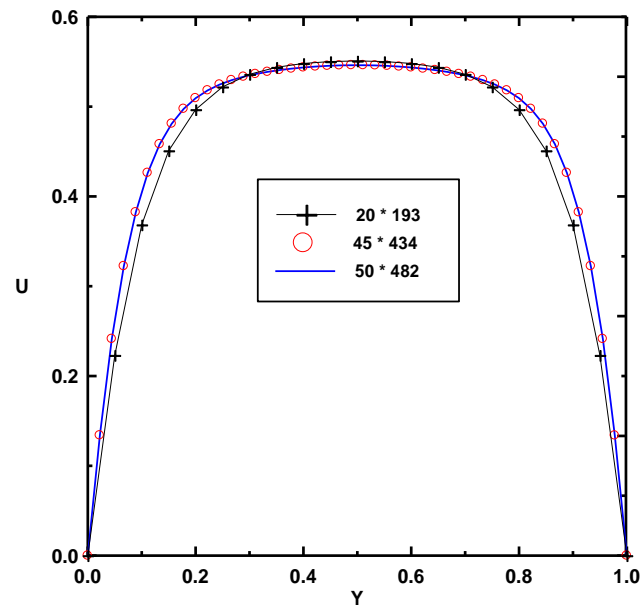


Figure 26: Test de maillage

Conclusion

Dans ce chapitre, un développement des équations physiques régissant les champs de vitesse et de température dans le réfrigérateur thermoacoustique est présenté. Ensuite, un système d'équations est développé pour la méthode de Boltzmann sur réseau. La validation par étapes des simulations numériques est effectuée. Un très bon accord avec les résultats présentés dans la littérature est constaté. Ce chapitre s'est clôturé par un test de maillage. Ce travail préliminaire nous permet de garantir l'exactitude des résultats numériques qui feront l'objet du chapitre suivant.

*Chapitre VI: Optimisation du réfrigérateur
thermoacoustique*

Chapitre VI: Optimisation du réfrigérateur thermoacoustique

Introduction

Ce chapitre est organisé en deux grandes parties. Dans la première partie, une étude numérique est menée, en se basant sur la méthode de Boltzmann sur réseau, afin d'identifier les effets des paramètres reliés au fluide, au stack et au haut-parleur sur la performance du système. Les résultats obtenus de la simulation sont exposés et analysés dans cette partie. Une attention particulière est accordée au terme de dissipation visqueuse, et donc au terme d'Eckert, car il est souvent négligé dans les recherches similaires. De ce fait, l'effet du nombre de Darcy (Da), du rapport de capacité thermique (Rc), de la porosité (ϵ) et du rapport de conductivité thermique (Rk) sont successivement présentés et interprétés. Dans la deuxième partie, une étude comparative entre deux formes de résonateurs est réalisée. La différence entre les deux résonateurs est que le premier est à extrémité fermée (comme celui étudié dans la première partie de ce chapitre) alors que le deuxième est à extrémité ouverte. En premier lieu, une étude sur les champs de vitesses et une comparaison des deux formes des résonateurs est réalisée. Ensuite, une comparaison de la performance des deux systèmes sera réalisée.

Partie 1 : Optimisation du TAR

1. Géométrie physique étudiée

Afin d'étudier les champs dynamiques et thermiques à l'intérieur du réfrigérateur thermoacoustique, l'étude de la géométrie (Figure 27) est inspirée de la géométrie de Syeda[57]. Les dimensions du résonateur sont (H, L=9,64H). Le résonateur est un tube bidimensionnel réparti en 3 parties comme suit :

$$\begin{cases} 0 \leq x < n_1: \text{Partie I (région fluide)} \\ n_1 \leq x < n_2: \text{Partie II (milieu poreux)} \\ n_2 \leq x < L: \text{Partie III (région fluide)} \end{cases}$$

Où n_1 et n_2 sont les extrémités du stack, avec $n_1 = x_c - (l_s/2)$ et $n_2 = x_c + (l_s/2)$, et où x_c et l_s sont respectivement la position du centre du stack et sa longueur. Le flux oscillant est produit par un haut-parleur qui est situé sur le côté gauche du résonateur ($x = 0$), et qui génère une onde acoustique dont la vitesse est sinusoïdale. L'onde émise est réfléchiée par l'extrémité fermée du résonateur ($x = L$). Une température uniforme de 300 °K règne à l'intérieur du résonateur et du stack. Une fréquence de 200 Hz est délivrée par le haut-parleur. Le nombre de Reynolds

et le nombre de Prandtl sont respectivement fixés à 25 et à 0,71. Le système d'équations et les hypothèses simplificatrices sont celles décrites dans le chapitre 3.

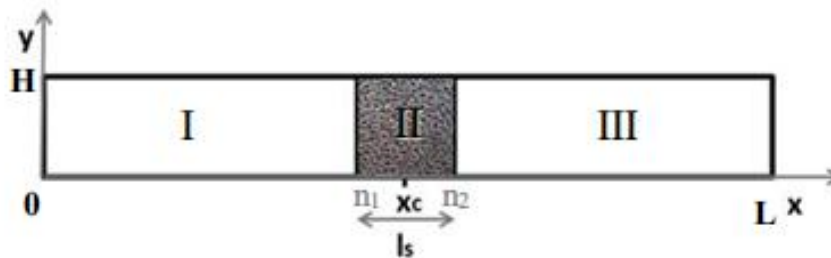


Figure 27 : Modèle géométrique

2. Résultats

2.1. Champs de vitesse dynamique

Afin de donner une représentation graphique de l'écoulement à l'intérieur du résonateur thermoacoustique, le champ de vitesse et les contours en U sont enregistrés à chaque quart de période pendant le dernier cycle de simulation. Les **Figure 28.A-D**, **Figure 29** et **Figure 30 A-C** illustrent le champ dynamique dans les trois parties du résonateur. La figure 4 montre que la forme des profils de vitesse varie dans les différentes parties. La vitesse absolue atteint un maximum sur la ligne médiane de la géométrie dans les parties fluides (parties I et III). D'autre part, le mouvement du fluide est accéléré dans la première partie et décéléré dans la seconde en raison de la présence de milieux poreux et de l'extrémité fermée du résonateur. Selon la même figure, la présence d'effet annulaire peut également être constatée aux instants $t = Te/4$ et $t = 3Te/4$. Cet effet, appelé également effet Richardson [105], se produit à côté des parois horizontales haute et basse. Il résulte à la fois du phénomène visqueux causé par la paroi et de la force d'inertie du flux de fluide qui revient de la dernière période au milieu du canal[104].

Les **Figures 28, 30-A et 30-C** montrent que la vitesse maximale se situe sur l'axe du canal, dans les régions fluides, parties 1 et 3, à $t = Te/2$ et Te . Elle diminue ensuite progressivement avant de s'annuler près des parois du canal. Cependant, à $t = Te/4$ et $3Te/4$, l'effet annulaire se produit. Dans la partie 2, le profil de vitesse est aplati, (**Figure 30-B**). Cela est dû à la présence de la matrice solide à l'intérieur du milieu poreux. Le profil montre également une couche limite dynamique importante près des parois horizontales[99].

Dans les trois parties du résonateur, une symétrie périodique est observée dans les profils de vitesse temporelle sur toute la superficie du résonateur avec une différence de phase d'une demi-période (**Figure 30**). Il est intéressant de noter que l'amplitude de la vitesse diminue à mesure que la position X augmente et s'éloigne du haut-parleur. Dans le stack poreux, la frontière dynamique se rapproche davantage des parois haut-bas que dans les régions fluides.

La **Figure 30** montre les variations périodiques de vitesse à trois endroits différents le long de la ligne médiane du canal. Le profil de vitesse a la même tendance à travers différentes instances. Cette vitesse a deux valeurs maximales locales à $wt = 0^\circ$ et $wt = 360^\circ$ et un minimum local à $wt = 180^\circ$. Par conséquent, l'amplitude de la vitesse diminue progressivement depuis l'entrée vers la sortie du résonateur. La diminution observée peut s'expliquer par la présence du milieu poreux et de l'extrémité fermée du résonateur [104].

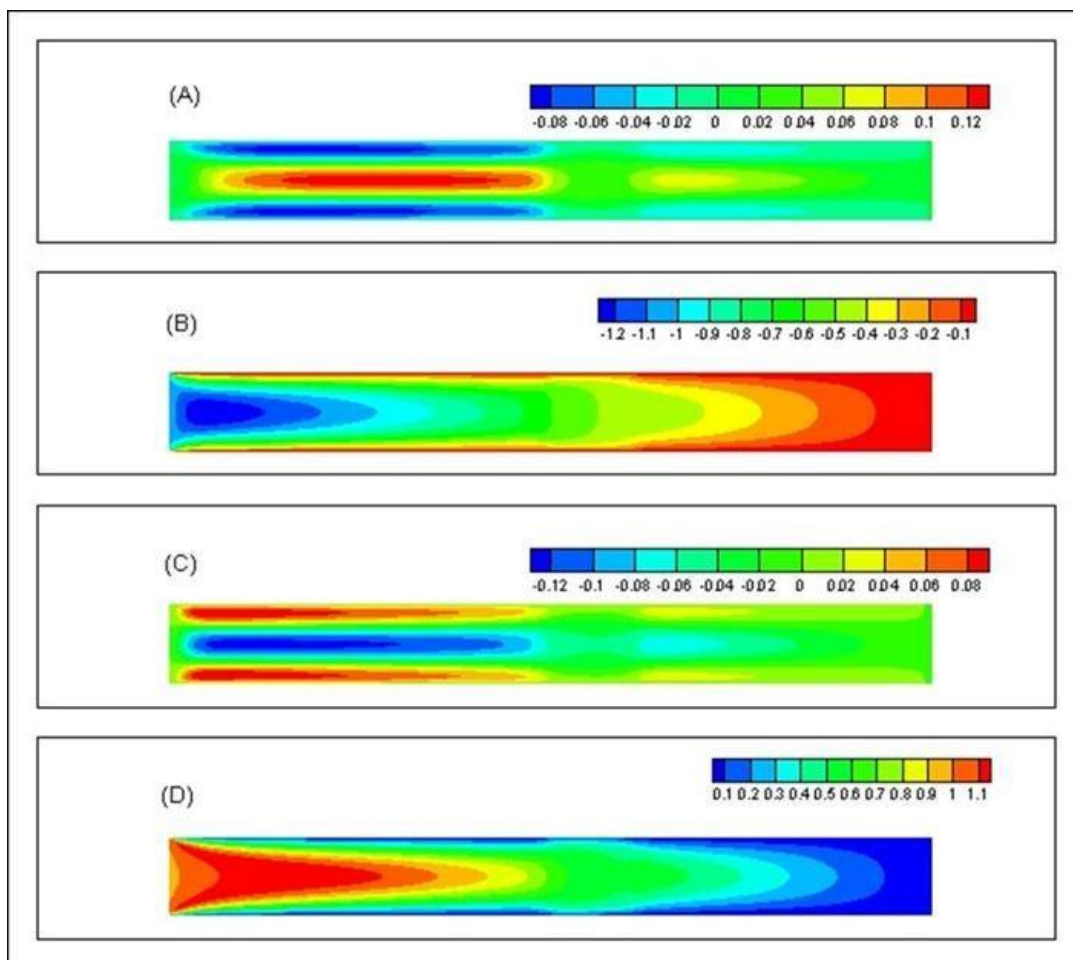


Figure 28: Contours en U instantanés dans le résonateur à 4 instants (A : $t = Te/4$, B : $t = Te/2$, C : $t = 3Te/4$ et D : $t = Te$)

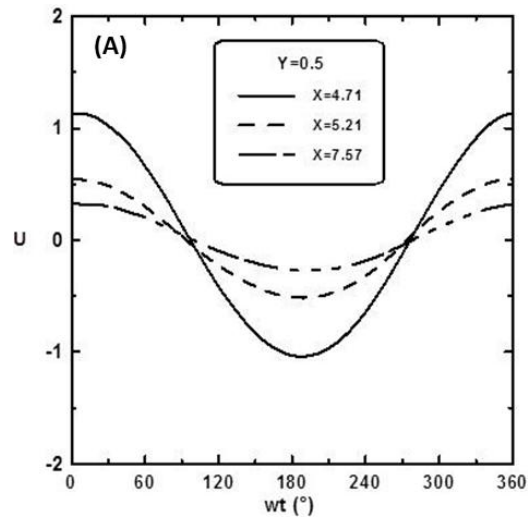


Figure 29: Variation périodique de U à $Y = 0,5$, $X = 4,71, 5,21, 7,57$ pour $X_c = 5,21$, $f = 200$ Hz, $Pr = 0,71$, $\epsilon = 0,7$, $Da = 0,01$, $Rk = 30$, $Rc = 2,5$ de la géométrie 2

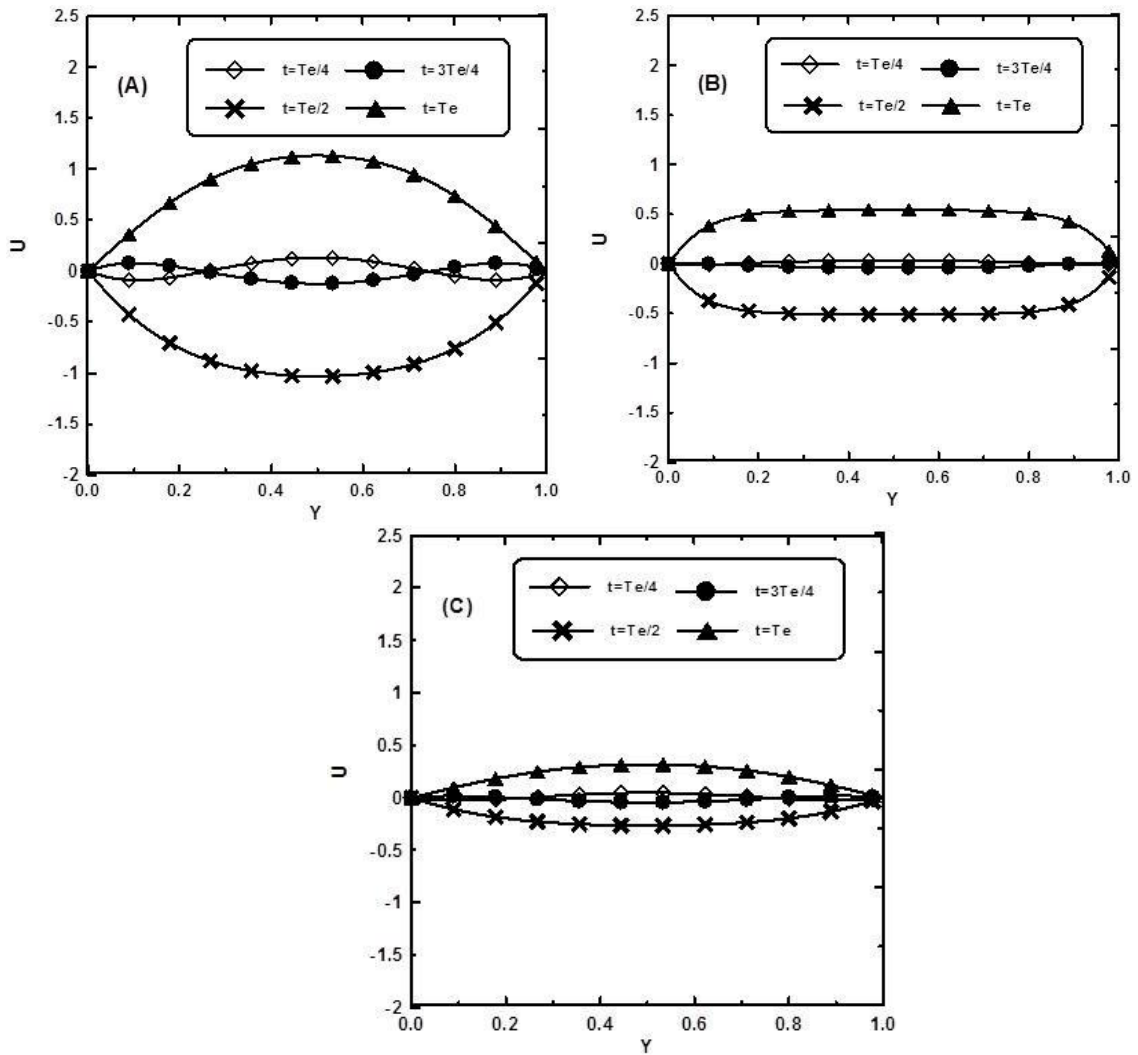


Figure 30: Fluctuations de la vitesse sur une période à (A : $X = 4,71$, B : $X = 5,21$ et C : $X = 7,57$) pour $f = 200$ Hz, $Pr = 0,71$, $\epsilon = 0,7$, $Da = 0,01$, $Rk = 30$, $Rc = 2,5$

2.2. Etude paramétrique

L'objectif principal de cette section est d'étudier l'effet des différents paramètres du stack et de spécifier la meilleure combinaison pour un réfrigérateur thermoacoustique à onde stationnaire ayant un stack carréformé d'un milieu poreux. Les performances du réfrigérateur thermoacoustique sont évaluées en utilisant la différence de température moyenne entre les extrémités du stack sur une période à l'état stationnaire. Cette dernière est déterminée selon les expressions suivantes :

$$\Delta T = \frac{1}{T_w} \int_{T_f - T_e}^{T_f} (T_m(n_2) - T_m(n_1)) dt \quad (4.1)$$

Où

$$T_m(x) = \frac{1}{H} \int_0^H T(x, y) dy \quad (4.2)$$

Avec T_e est la période de l'onde, T_f est le temps de simulation, $T_m(x)$ est la moyenne de la température à la section 'x', H est la largeur du canal, $x = n_1$ et $x = n_2$ sont les extrémités du stack et $T(x, y)$ est la température à la position (x, y) . Les résultats obtenus dans la partie qui suit sont ΔT à l'état stationnaire. La température à l'état initial dans tout le résonateur ainsi dans le stack est à 300°K, puis au cours du temps la différence de température entre les extrémités du stack augmente et se stabilise dans une valeur donnée. Par exemple dans le cas

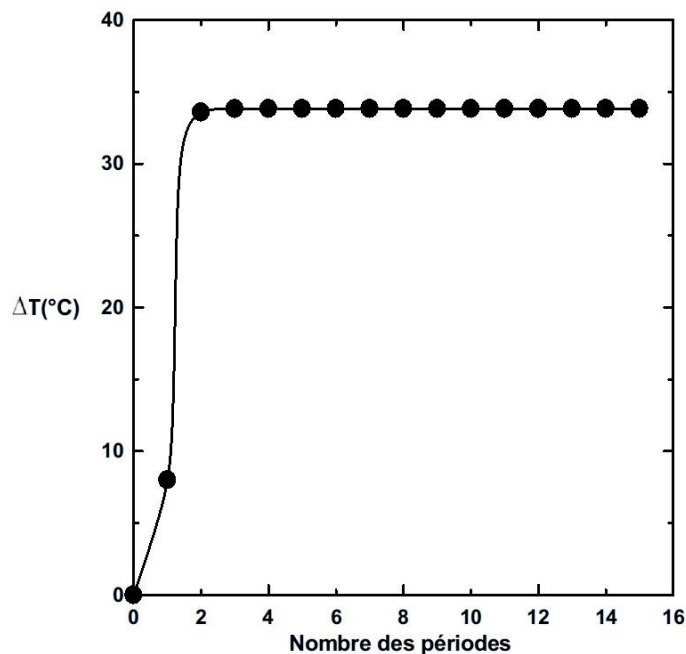


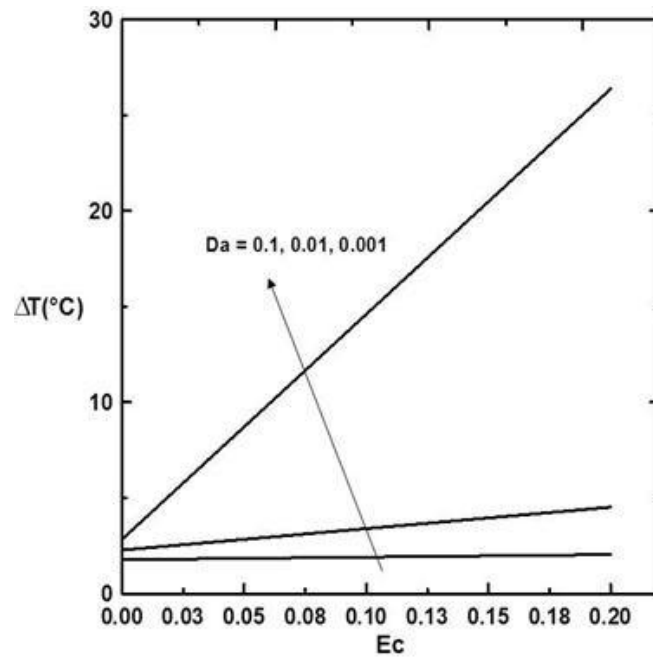
Figure 31: Variation de ΔT au cours du temps pour $\varepsilon=0.3$, $Da= 10^{-3}$, $Rc=20$, $Rk=22$, $Ec=0.2$

étudié (**Figure 31**), la différence de température reste fixe à 34 °C dès la troisième période.

2.2.1. Effet du nombre d'Eckert

Les **Figures 32, 33, 34 et 35** décrivent l'évolution de la moyenne temporelle de la différence de température générée à travers le stack sur un cycle ΔT , par rapport aux valeurs du nombre d'Eckert (Ec) allant de 0 à 0,2. Sur ces figures, l'effet du nombre de Darcy (Da), du rapport de capacité thermique (Rc), de la porosité (ϵ) et du rapport de conductivité thermique (Rk) sont successivement présentés et interprétés dans la partie qui suit. Dans tous les cas étudiés, la ΔT augmente linéairement avec Ec . Le maximum atteint par ΔT pour les grandes valeurs de Ec est fortement affecté par chaque paramètre considéré: Da , Rk , Rc et ϵ . L'échange de chaleur entre les extrémités du stack est amélioré par des valeurs plus élevées de Ec . En effet, cela est dû à la contribution de la dissipation thermique comme source de chauffage. Ces résultats sont en concordance avec ceux publiés précédemment [33,50]. Ainsi, le terme de dissipation est d'une grande importance dans l'équation d'énergie (Eq3.12) et doit désormais être pris en compte.

Figure 32: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différentes valeurs de Da pour $Rc = 2,5$, $Rk = 10$, $\epsilon = 0,7$, $Xc = 5$ et $Ls = 1$



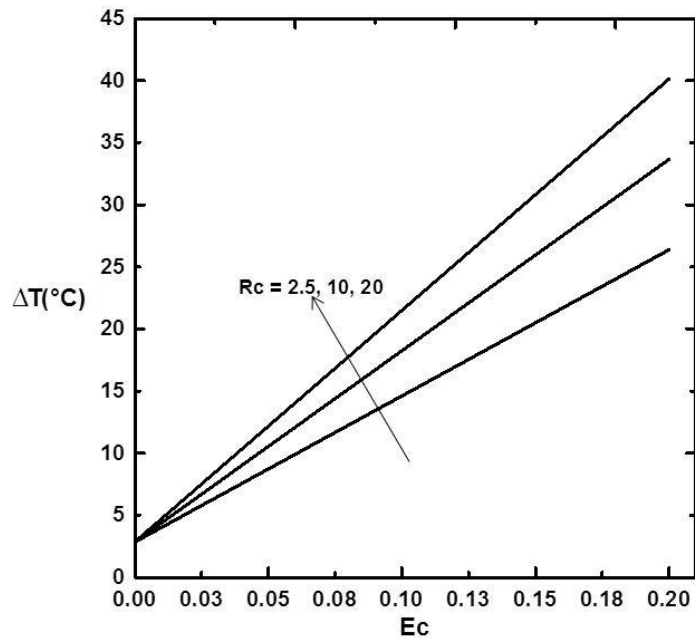


Figure 33: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différentes valeurs de Rc pour $Da=0.001$, $Rk=10$, $\epsilon=0.7$, $Xc=5.33$, $ls=1$

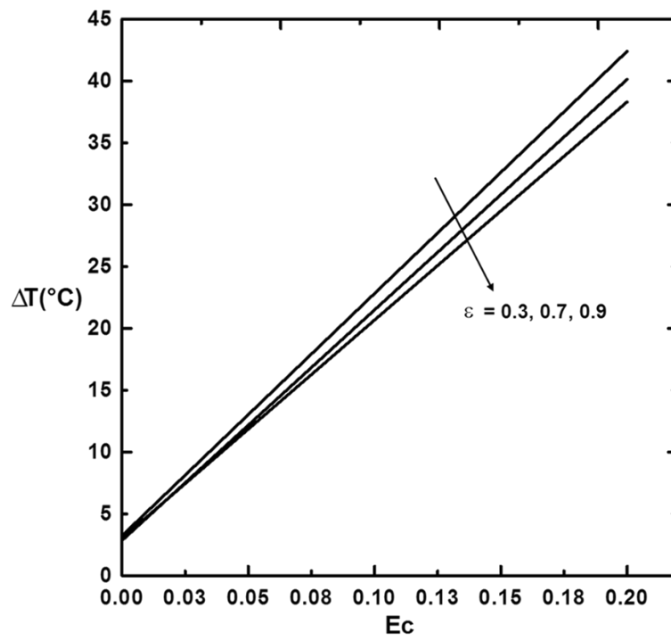


Figure 34: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différentes porosités pour $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $Rc= 20$, $Xc = 5$ et $Ls = 1$

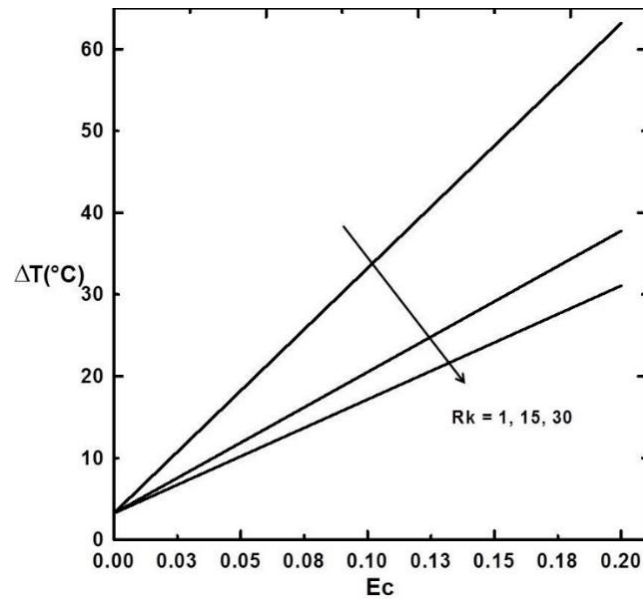


Figure 35: Variation de ΔT en fonction du nombre d'Eckert pour différents rapports de conductivité thermique pour $Da = 0,001$, $\varepsilon = 0,3$, $Rc = 20$, $Ec = 0,2$, $Xc = 5$ et $Ls = 1$

2.2.2. Effet du nombre de Darcy

L'effet du nombre Darcy sur les performances du réfrigérateur thermoacoustique est examiné et représenté dans les **Figures 32 et 36**. Il est clair que le système est plus performant en diminuant la valeur du nombre Darcy. La ΔT diminue à partir d'un pic élevé correspondant à des faibles valeurs du nombre de Darcy pour devenir quasi-asymptotique et égale à 2 °C pour des valeurs de Da supérieures à 0,1. Par conséquent, l'optimisation du réfrigérateur thermoacoustique nécessite l'utilisation de matériaux poreux à faible perméabilité. Ce type de matériau induit des valeurs de perte de charge plus faibles. Il contribue ainsi davantage à l'amélioration du transfert de chaleur. En effet, la conductivité thermique de la matrice solide est plus importante que celle du fluide, $R_k = 10$. En conséquence, le transfert de chaleur à l'intérieur du milieu poreux est amélioré[42]. Pour ces raisons, le TAR est plus performant avec les stacks caractérisés par des faibles valeurs de perméabilité.

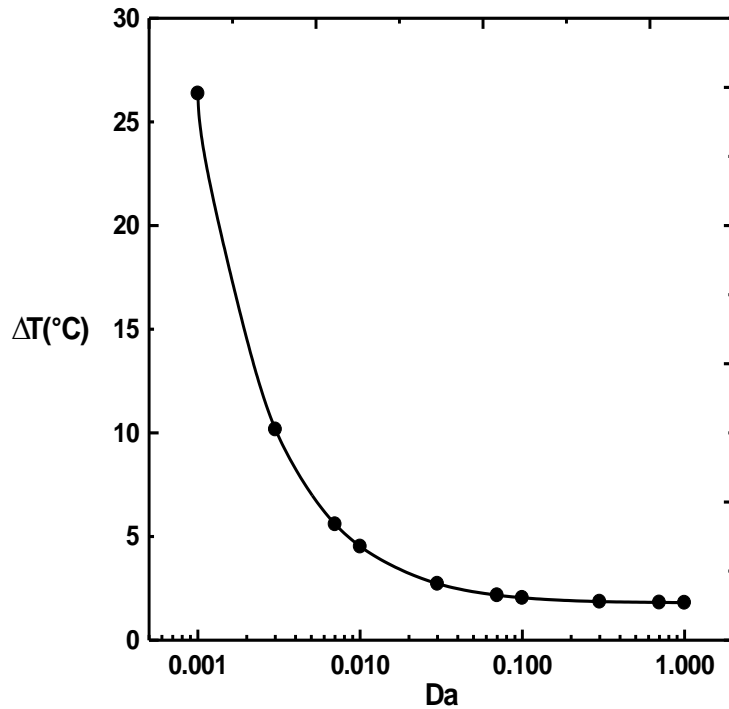


Figure 36: Effet du nombre de Darcy sur la performance du TAR pour $Rc=2.5$, $Rk=10$, $\varepsilon=0.7$, $Xc=5$, $Ls=1$, et $Ec=0.2$

2.2.3. Effet du rapport des capacités thermiques

La **Figure 33** montre la dépendance de ΔT du nombre d'Eckert $[0, 0,2]$ pour trois rapports différents de capacité thermique $\{2,5, 10, 20\}$. L'indicateur de performance augmente avec Rc . Cela peut s'expliquer par la contribution du terme inertiel du matériau choisi dans les performances du système considéré. Cette figure montre à nouveau que les performances du réfrigérateur thermoacoustique augmentent avec des valeurs plus élevées du rapport de capacité thermique. Pour un nombre d'Eckert fixe $Ec = 0,2$ (**Figure 37**), la ΔT à travers le stack thermoacoustique augmente de $26,37\text{ °C}$ à $40,13\text{ °C}$ pour un rapport de capacité thermique allant de $2,5$ à 20 . Ces résultats sont similaires à ceux des recherches précédentes, étudiant le stack à plaques parallèles[2]. Certes, l'efficacité du réfrigérateur thermoacoustique augmente en utilisant un matériau à haute capacité calorifique pour le stack, et en même temps un fluide à faible capacité calorifique [9].

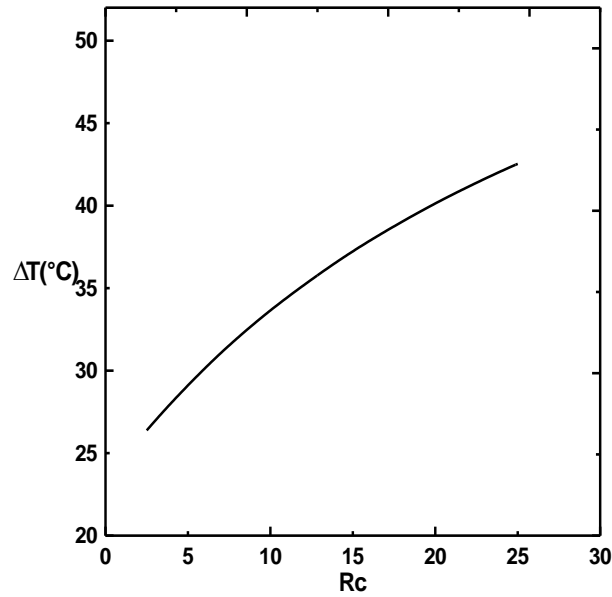
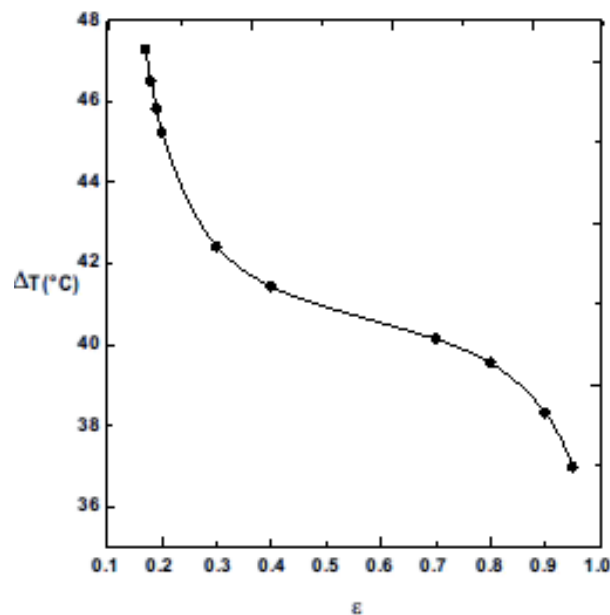


Figure 37: Effet de Rc sur la performance du TAR pour $Ec = 0.2$, $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $\epsilon = 0,7$, $Xc = 5,33$ et $Ls = 1$

2.2.4. Effet de la porosité

La Figure 34 illustre la ΔT à travers le stack en fonction du nombre d'Eckert (de 0 à 0,2) pour trois porosités ϵ différentes {0,3, 0,7 et 0,9}. Les dimensions du stack carré sont maintenues constantes. Pour un nombre d'Eckert fixe $Ec = 0,2$ (Figure 38), lorsque ϵ diminue de 0,9 à 0,3, la différence de température entre les extrémités du stack augmente considérablement de $38,3^\circ C$ à $42,4^\circ C$. On peut conclure que le TAR est plus efficace en utilisant un stack de



faible porosité.

Figure 38 : Effet de la porosité sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $Rk = 10$, $Rc = 20$, $Xc = 5$ et $Ls = 1$ $Ec = 0.2$

2.2.5. Effet des conductivités thermiques

Le rapport de conductivité thermique est un paramètre crucial dans le choix du matériau du stack et du fluide pour disposer d'un réfrigérateur thermoacoustique performant [2]. Pour cette raison, l'effet du rapport de conductivité thermique est présenté sur les **Figures 35 et 39**. Pour les faibles valeurs de R_k , la ΔT diminue pour acquérir une valeur de $63,18^\circ\text{C}$, tout en ayant $Ec = 0,2$. Par conséquent, afin d'améliorer la performance du TAR, il est préférable d'utiliser un matériau constituant la phase solide de stack à faible conductivité thermique et un fluide de travail à haute conductivité thermique.

Concernant les matériaux constituant le stack, l'utilisation de la mousse de RVC de conductivité thermique 0.04W/m.K est avantageux par rapport l'utilisation de la mousse d'aluminium (de conductivité thermique 5.8 W/m.K) ou bien de celle du cuivre(de conductivité thermique 10.1W/m.K).

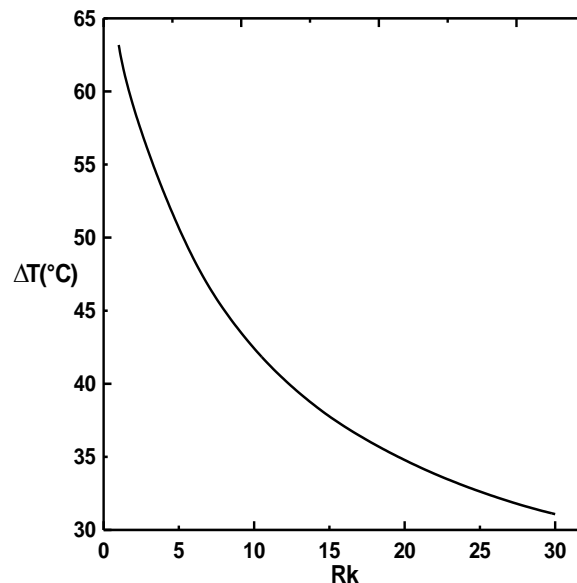


Figure 39: Effet de R_k sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $\varepsilon = 0,3$, $Rc = 20$, $Ec = 0,2$, $Xc = 5$ et $Ls = 1$

2.2.6. Effet de la position du stack

La **Figure 40** révèle l'effet de la position du centre du stack sur la différence de température à travers le stack par rapport à sa valeur au centre, allant de $\lambda /16$ à $(3 \lambda)/16$. On constate l'existence d'une valeur critique de position du stack, pour laquelle le système considéré est plus efficace. Par conséquent, la différence de température maximale observée est de $67,5^\circ\text{C}$ à $X_c = \lambda /8$. Cette position coïncide avec le milieu du résonateur et l'anti-noeud de vitesse [2].

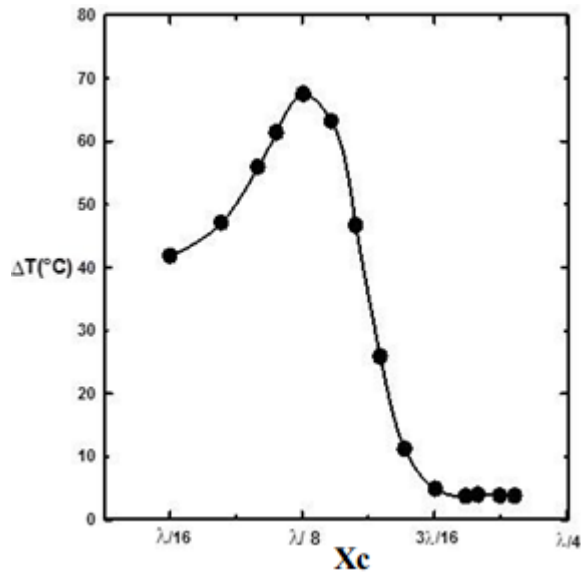


Figure 40: Effet de la position du centre du stack sur la performance du TAR pour $Da = 0,001$, $Rc = 20$, $Rk = 1$, $Xc = 5,33$ et $Ls = 1$

2.2.7. Effet de la fréquence

La fréquence de résonance est la fréquence qui donne la différence de température maximale en gardant tous les paramètres constants. La Figure 41 montre l'effet de la fréquence sur la différence de température pour trois différentes positions du stack. Il ressort de cette figure que la fréquence de résonance a tendance à changer avec les différentes positions du stack. Ainsi, le changement de fréquence de résonance peut s'expliquer par le fait que le stack interagit avec la propagation de l'onde sonore et modifie le comportement acoustique de l'ensemble du réfrigérateur. C'est la raison principale de la variation de la fréquence de résonance en modifiant la position du stack.

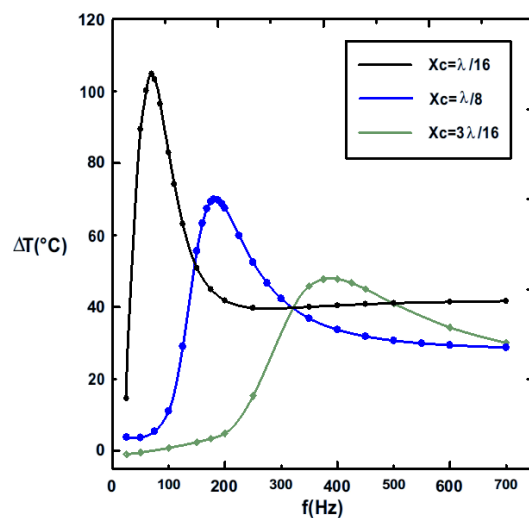


Figure 41: Effet de la fréquence sur la performance de TAR pour différentes positions de stack pour $Da = 0,001$, $Rc = 20$, $Rk = 1$ et $Ls = 1$

Partie 2 : Comparaison de deux formes de résonateurs

Cette partie est une étude comparative entre deux formes de résonateurs. Plusieurs recherches scientifiques se sont focalisées sur des résonateurs des réfrigérateurs thermoacoustiques à extrémité fermée[20,30,68,106]. Néanmoins, d'autres études se sont intéressées aux résonateurs à extrémité ouverte[107]. Dans les deux résonateurs, le flux oscillant est produit par un haut-parleur qui est situé sur le côté gauche du résonateur ($x = 0$), et qui génère une onde acoustique dont la vitesse produite est sinusoïdale. A l'état initial, une température uniforme de 300 °K règne à l'intérieur du résonateur et du stack. Une pression atmosphérique règne dans les deux résonateurs. Une fréquence de 200 Hz est délivrée par le haut-parleur. Le nombre de Prandtl est fixé à 0,71. Le système d'équations et les hypothèses simplificatrices sont celles décrites dans le chapitre 3, à l'exception de la condition aux limites de la paroi du résonateur ($x = L$)

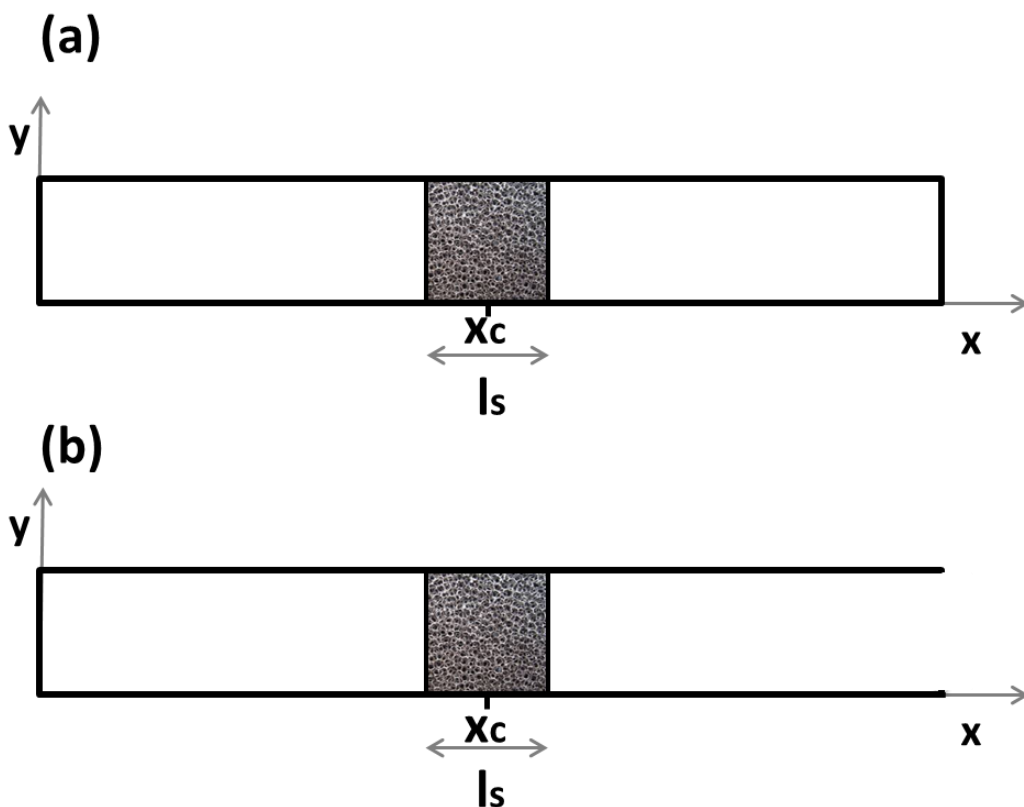


Figure 42: Modèles géométriques de (a) résonateur à extrémité ouverte, (b) résonateur à extrémité fermée

1. Champs dynamiques

Afin de comparer les deux résonateurs, une étude de l'écoulement à l'intérieur des réfrigérateurs thermoacoustiques est réalisée. Les **Figures de 43 à 46** et le **Tableau 10** illustrent les champs de vitesse et les contours de vitesse, enregistrés à des instants différents pendant la dernière période de simulation pour les deux résonateurs. La **Figure 46** montre que, tout comme le résonateur à extrémité fermée, la forme des profils de vitesse dans le résonateur à extrémité ouverte varie dans les différentes parties. La vitesse absolue atteint un maximum sur la ligne médiane de la géométrie dans les parties fluides (parties I et III). D'autre part, le mouvement du fluide est accéléré dans la première partie et décéléré dans la seconde en raison de la présence de milieux poreux, comme c'est déjà expliqué en détails dans la partie 1 du chapitre 4. Cela est dû, d'une part à la perte de charge, et d'autre part à la présence du milieu poreux.

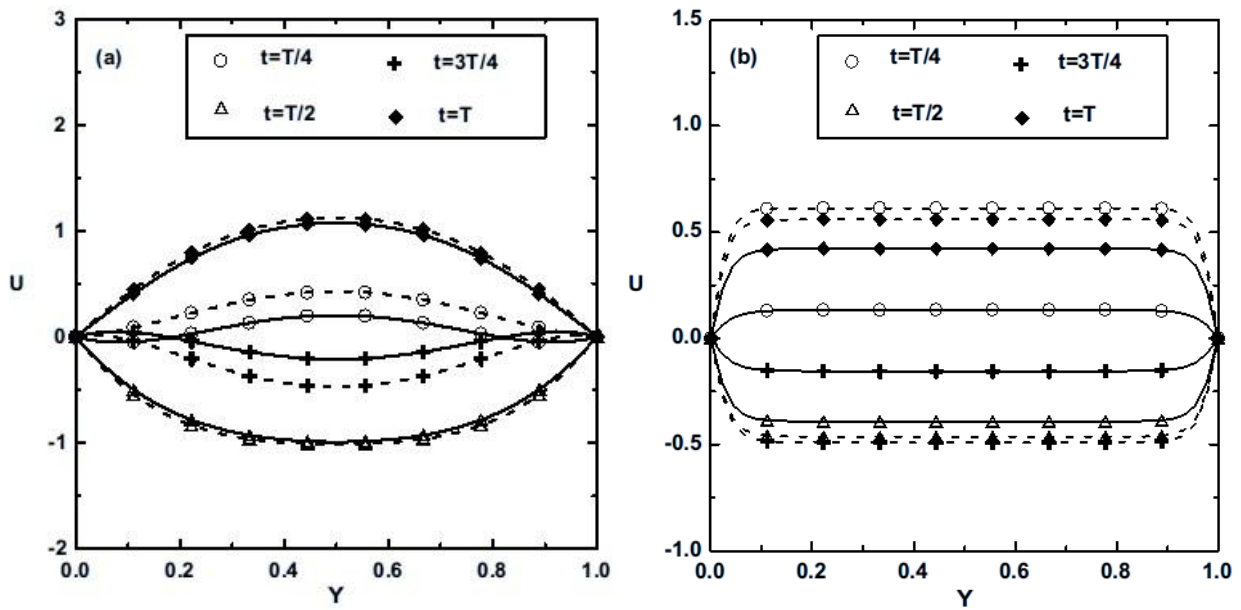
Selon les **Figures 43 et 45**, la présence d'effet annulaire [105] est constatée aux instants $t = T_e/4$ et $t = 3T_e/4$ pour le résonateur à extrémité fermée. Cela est absent dans le cas du résonateur à extrémité ouverte. Cela confirme que cet effet résulte de la force d'inertie du flux de fluide réfléchi de l'extrémité fermée et qui revient de la dernière période au milieu du canal [104].

Les **Figures 43 (A et C) 45** montrent que la vitesse absolue maximale se situe sur l'axe du canal, dans les régions fluides, parties I et III, à $t = T_e/2$ et T_e . Dans la partie II des deux résonateurs, le profil de vitesse est aplati, comme le montre la **Figure 43-B**. Cela est dû à la présence de la matrice solide à l'intérieur du milieu poreux. Le profil montre également une couche limite dynamique importante près des parois horizontales [99].

Dans les trois parties des résonateurs, une symétrie périodique est observée dans les profils de vitesse temporelle sur toute la surface du résonateur avec une différence de phase d'une demi-période (**Figure 43**). Il est intéressant de noter que l'amplitude de la vitesse diminue lorsque la position X augmente et donc en s'éloignant du haut-parleur (**Figure 46**). Dans le stack poreux, la frontière dynamique se rapproche davantage des parois haut-bas que dans les régions fluides.

La **Figure 44** montre les variations périodiques de vitesse à trois endroits différents le long de la ligne médiane du canal. Cette vitesse a deux valeurs maximales locales à $\omega t = 0^\circ$ et $\omega t = 360^\circ$ et un minimum local à $\omega t = 180^\circ$. Cette vitesse diminue ensuite progressivement avant de s'annuler près des parois du canal pour le résonateur à extrémité fermée. Pour le résonateur

à extrémité ouverte, la vitesse près de la paroi diminue sans s'annuler (**Figure 46**). Les valeurs maximales et minimales des vitesses dans les trois parties du résonateur sont exposées dans le **Tableau 10**. Par conséquent, l'amplitude de la vitesse diminue progressivement depuis l'entrée vers la sortie du résonateur. La diminution observée peut s'expliquer par la présence du milieu poreux[104].



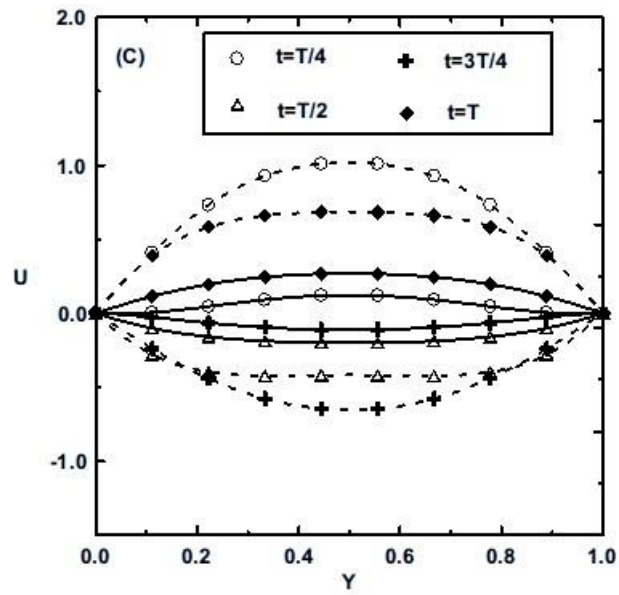


Figure 43: Comparaison des profils de vitesses dans les résonateurs sur une période à (A : $X = 5.51$, B : $X = 5,434$ et C : $X = 7,67$) (trait pointillé= les vitesses dans le résonateur à extrémité ouverte, trait continu = vitesse dans le résonateur à extrémité fermée)

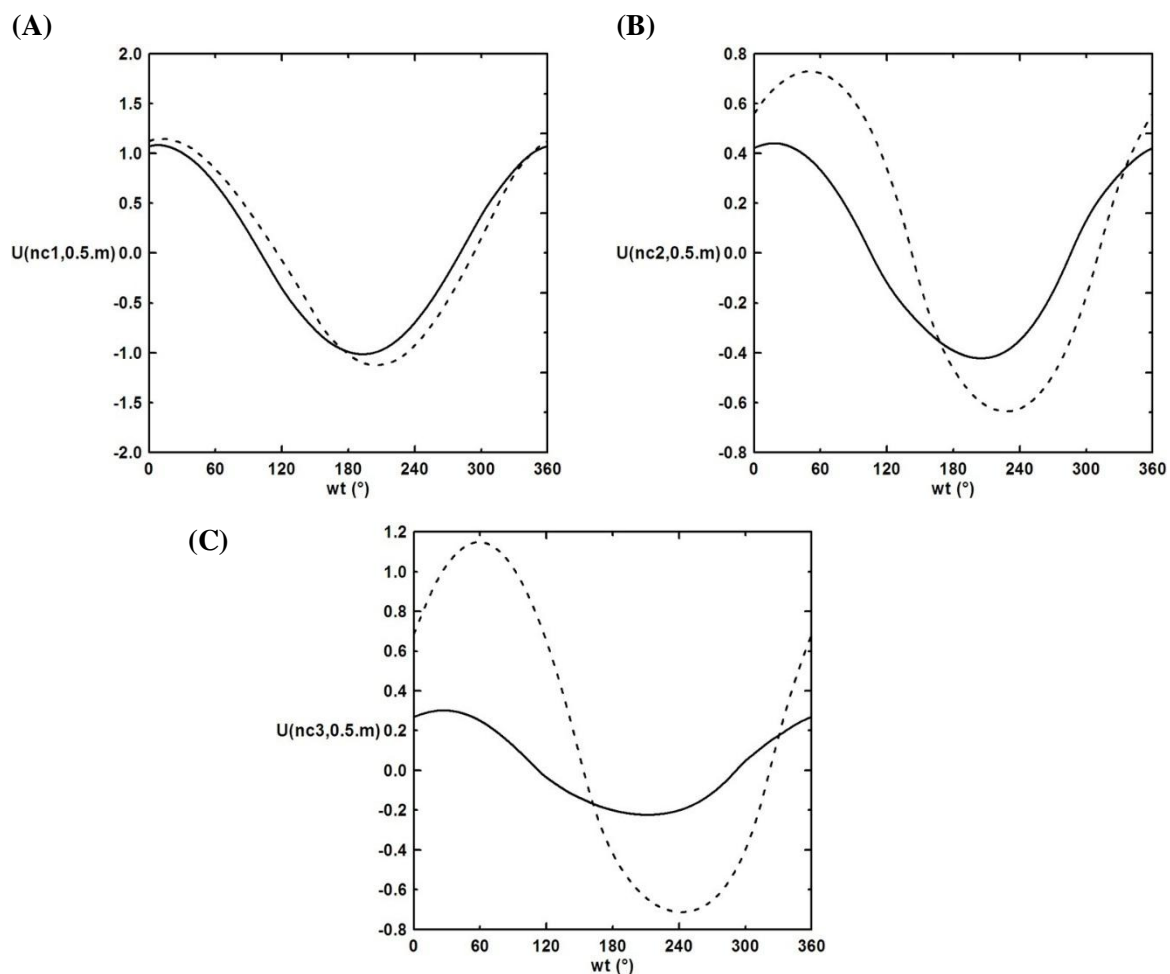
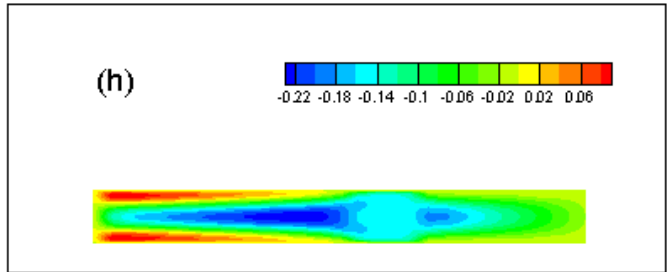
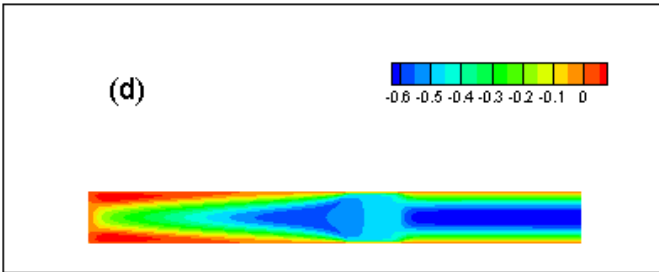
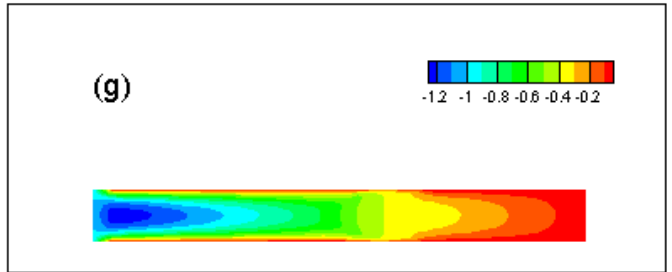
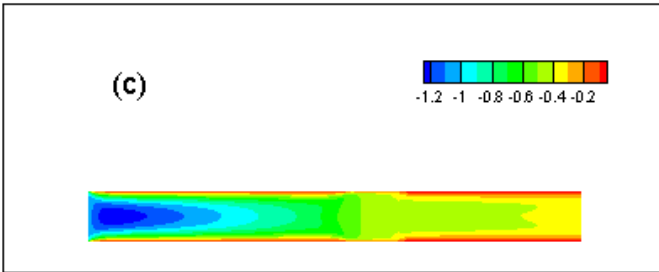
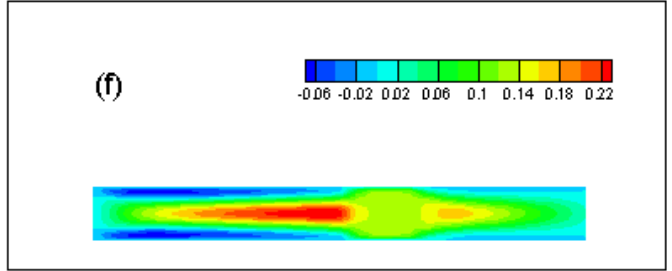
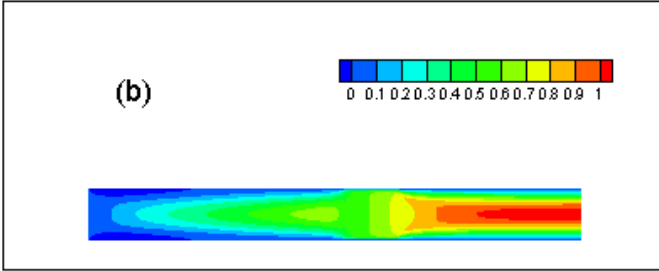
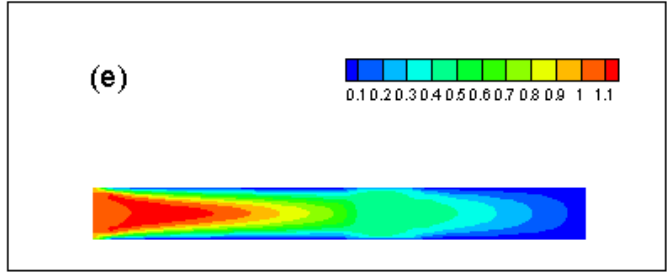
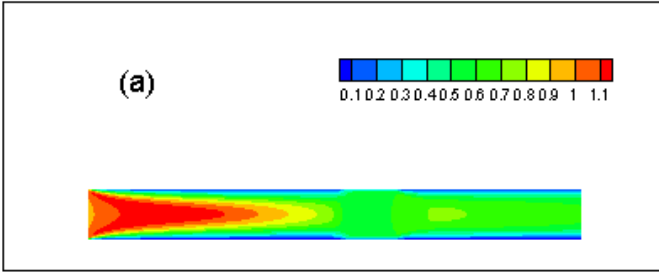


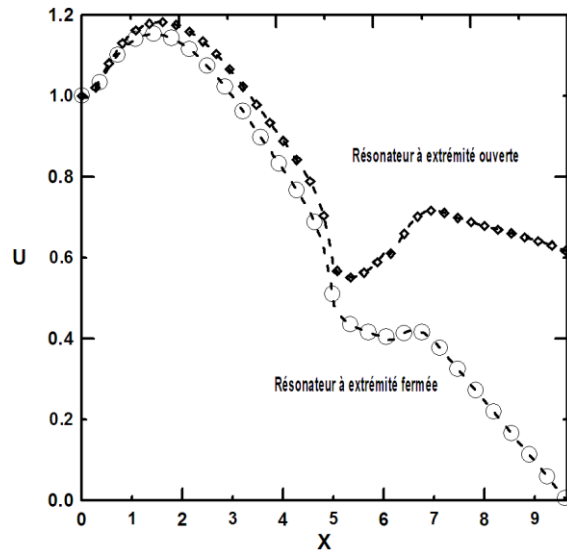
Figure 44: Vitesse au cours du temps dans trois positions des deux résonateurs (trait continu: résonateur fermé, trait pointillé: résonateur ouvert)

Tableau 10 : Comparaison des vitesses dans les deux résonateurs dans trois positions

		Centre de gravité de la partie I		Centre de gravité de la partie II		Centre de gravité de la partie III	
		wt	U	wt	<u>U</u>	wt	U
Résonateur ouvert	Min	204.896057	-1.1254	228.0356	-0.636254	242.354691	-0.713281
	Max	10.99703	1.14633	49.639374	0.729236	58.918118	1.14817
Résonateur fermé	Min	193.288	-1.01697	204.78	-0.42315	211.12007	-0.224289
	Max	7.8277	1.08222	18.09	0.440245	22.566822	0.3000958

Figure 45: Contours des vitesses instantanés dans les résonateurs à 4 instants (a et e : $t = T_e/4$, b et f : $t = T_e/2$, c et g : $t = 3T_e/4$ et d et h : $t = T_e$) (a, b c et d : résonateur à extrémité ouverte, e, f, g et h : résonateur à extrémité fermée)





**Figure 46: Vitesses aux centres des deux résonateurs pour $Da=5.10^{-4}, Rc =20, Rk=1, Ec=0.2$
 $\epsilon=0.4, Re=50, Xc=5.434$**

2. Effet de la position du stack

La **Figure 47** révèle l'effet de la variation de la position du centre du stack sur la différence de température à travers les extrémités du stack pour le résonateur à extrémité ouverte. Pour cela, tous les paramètres caractérisants le fluide et la géométrie sont fixés et mentionnés en dessous de la figure. La position du centre du stack varie de $\lambda /64$ à $(3\lambda)/16$. On constate que le réfrigérateur est plus performant lorsque le stack est plus proche du haut-parleur. Contrairement au réfrigérateur à extrémité fermée, la position optimale du stack dans un résonateur à quart de longueur d'onde est à la position $X_c = \lambda /8$. Pour le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte, la valeur maximale de la différence de température entre les extrémités du stack est 23.3°C obtenue à la position $X_c = \lambda /64$.

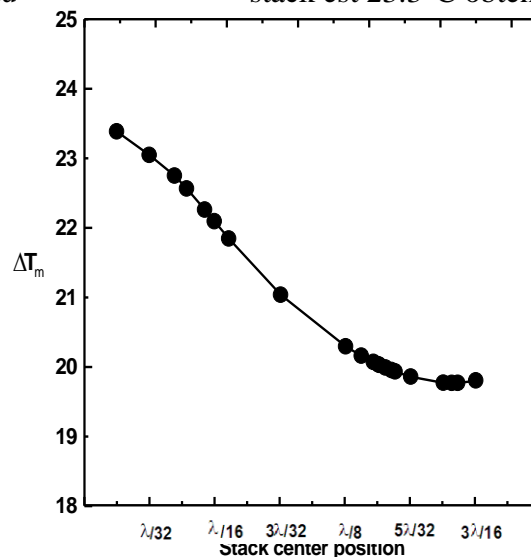


Figure 47: Effet de la position du stack sur la performance du TAR à extrémité ouverte pour $\epsilon=0.4, Da = 0,005, Re=100, Rc = 20, Rk = 1$ et $Ls = 1$

3. Effet de la porosité et du nombre de Darcy

La Figure 48 illustre la ΔT à travers le stack en fonction du nombre de Darcy (de 0.03 à 1) pour trois porosités ε différentes (0,4, 0,6 et 0,9). Des faibles valeurs de Da augmentent la performance du réfrigérateur à extrémité ouverte. En effet, pour Da allant de 0.003 à 1, la différence de température passe de 28.5 à 13°C. D'autres part, des faibles porosités (ε), augmentent légèrement la performance du réfrigérateur à extrémité ouverte. On peut conclure que tout comme le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité fermée (Figure 36 et **Figure 38**), le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte est plus efficace en utilisant un stack de faible porosité et de faible perméabilité.

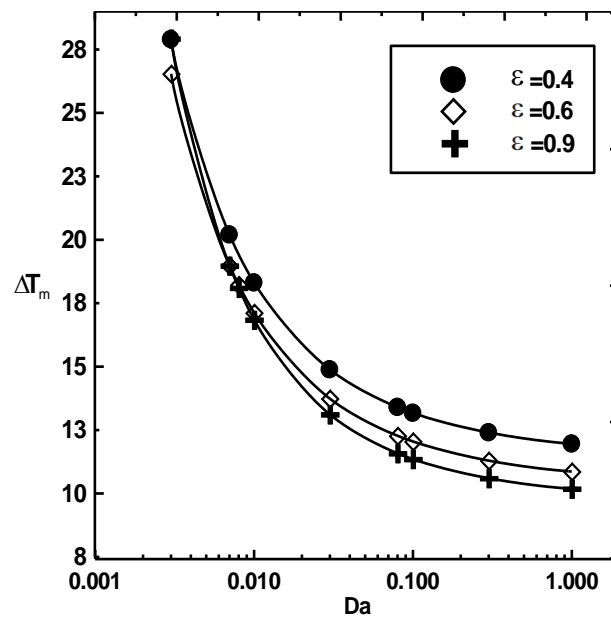


Figure 48: Variation de ΔT en fonction du nombre de Darcy pour différentes valeurs de ε pour $Re=25$, $Rc=20$, $Rk=1$, $Ec=0.2$, $Xc=0.58=\lambda/64$, $ls=1$

4. Effet du rapport des capacités calorifiques et des conductivités thermiques

Les effets de la conductivité thermique et de la capacité calorifique, du fluide et du milieu poreux constituant le stack, sur la performance du réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte sont analysés simultanément dans la **Figure 49**. Cette courbe montre que le système est plus performant en utilisant des milieux poreux à faible rapport des capacités thermiques et des grandes valeurs de rapport des conductivités thermiques. Dans le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte, il est à noter que la variation mesurée sur la variation

de ΔT est très petite par rapport à celle trouvée dans le réfrigérateur thermoacoustique à extrémitée fermée. En effet, la différence de température mesurée dans le premier réfrigérateur pour une élévation de R_c de 2.5 à 20 est de 14°C (**Figure 37**) alors que pour le deuxième type de réfrigérateur et pour la même élévation de R_c , le système est moins performant, seulement 0.3°C .

D'autre part, la variation du rapport des conductivités de 1 à 30 a causé la baisse de la ΔT du système de 31°C (**Figure 39**) pour le réfrigérateur à extrémité fermée. Alors que pour cette même variation pour le réfrigérateur à extrémité fermée, cela a causé l'élévation de ΔT de 0.4°C .

On peut dire que les capacités thermiques et les conductivités thermiques pour ce type de réfrigérateur n'ont pas d'effet sur la performance du système, contrairement au réfrigérateur à extrémité fermée. Cela peut être dû à la position du stack dans le réfrigérateur à extrémité ouverte qui est positionné près du haut-parleur. Donc, la force d'onde produite par le haut-parleur est dominante sur les propriétés thermiques du stack et du fluide.

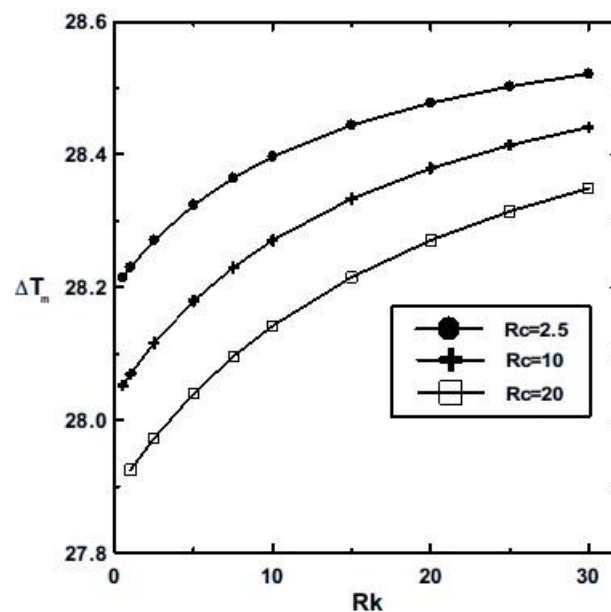


Figure 49: Variation de ΔT en fonction de R_k pour différentes valeurs de R_c pour $Da=0.1$, $Re=50$, $Ec=0.2$, $\varepsilon=0.6$, $X_c=0.58=\lambda/64$, $l_s=1$

5. Comparaison des deux types de résonateurs

La **Figure 50** révèle la comparaison des efficacités des deux types de réfrigérateurs introduits précédemment au cours du temps. La différence de température générée entre les extrémités

du stack (Eq 4.1) est enregistrée pour les deux types de réfrigérateurs. Les paramètres des deux réfrigérateurs étudiés sont les mêmes. Cette figure montre que les deux réfrigérateurs atteignent l'état stationnaire au même temps (deuxième période). Mais la différence de la performance est claire. En effet, le réfrigérateur à extrémité fermé délivre une différence de température égale à 56°C , alors que sous les mêmes conditions celui à extrémité ouverte délivre une différence de température égale à 33°C .

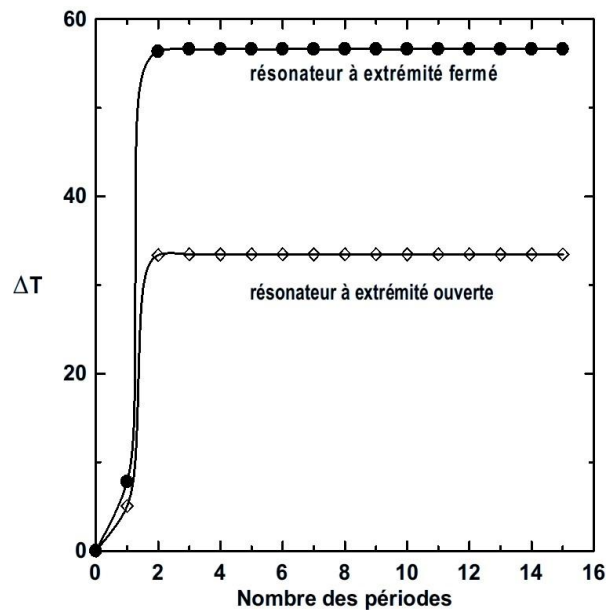


Figure 50: Comparaison des efficacités des deux types de réfrigérateurs au cours du temps
 $Da=0.005, Rc=20, Rk=1, Ec=0.2, \varepsilon=0.4, Xc=0.58=\lambda/64, ls=1$

Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats numériques sont exposés et interprétés. Dans la première partie, une étude est effectuée pour analyser les impacts de certains paramètres sur l'efficacité d'un réfrigérateur thermoacoustique alimenté par l'énergie solaire (TAR). Le TAR étudié est équipé d'un résonateur de section rectangulaire et d'un stack homogène d'un matériau poreux. Les paramètres considérés comprennent le nombre de Darcy, la porosité du stack, le rapport de capacité thermique, le rapport de conductivité thermique, le nombre d'Eckert, la position centrale du stack et la fréquence. Le modèle étendu de Darcy-Brinkmann-Forchheimer est utilisé pour l'équation de quantité du mouvement. L'approche proposée suit la méthode de Lattice Boltzmann en utilisant l'approximation de Bhatnagar-Gross-Kross. La moyenne temporelle de la différence de température entre les extrémités du stack au cours d'un cycle est utilisée comme indicateur pour qualifier les performances du réfrigérateur

thermoacoustique. Le modèle utilisé consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes et celles du gaz idéal. Les champs de vitesse et de température sont obtenus et analysés. Les résultats obtenus dans ce chapitre sont :

- L'écoulement est accéléré dans la première partie et décéléré dans la seconde en raison de la présence du milieu poreux et de l'extrémité fermée du résonateur. Les profils de vitesse sont harmoniques et présentent un déphasage pendant une demi-période.
- L'amplitude de la vitesse diminue en s'éloignant du haut-parleur. La frontière dynamique se rapproche des parois haut-bas dans le stack poreux, plus qu'elle ne le fait dans les régions fluides.
- Le flux dans le système considéré est énormément affecté par le nombre de Darcy.
- L'utilisation de matériaux poreux à faible perméabilité et haute conductivité dans le réfrigérateur thermoacoustique améliore son efficacité.
- L'effet de la dissipation visqueuse, considéré comme source interne, affecte les performances du système. Cet impact devient important en utilisant un matériau poreux avec des valeurs plus élevées du rapport de capacité thermique.
- Le meilleur emplacement du centre du stack est le milieu du résonateur à quart de longueur d'onde

Une étude numérique est effectuée, dans la seconde partie, pour comparer deux formes de résonateurs. La différence entre les deux réfrigérateurs est que le premier résonateur est à extrémité fermée alors que le second est à extrémité ouverte. Les champs de vitesse dans les deux résonateurs sont obtenus et analysés. L'effet des paramètres caractérisant le fluide et le milieu poreux, constituant le stack, dans le second résonateur est analysé.

- Une similitude est constatée dans les effets du nombre de Darcy et de la porosité. En effet, les deux réfrigérateurs sont plus performants en utilisant des stacks à faible porosité et à faible perméabilité.
- Une différence est constatée en examinant les impacts de la position du stack sur l'efficacité d'un réfrigérateur thermoacoustique. Dans le réfrigérateur à extrémité fermée, la position optimale du stack dans un résonateur à quart de longueur d'onde est à la position ($X_c = \lambda / 8$). Alors que pour le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte, la valeur maximale de la différence de température entre les

extrémités du stack est obtenue à la position la plus proche du haut-parleur ($X_c = \lambda / 64$).

- Les capacités thermiques et les conductivités thermiques des milieux poreux et du fluide n'ont pas trop d'impact sur l'efficacité du réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte. Cela n'est pas le cas du réfrigérateur thermoacoustique à extrémité fermée. De point de vue efficacité, le résonateur à extrémité fermée est plus performant que le réfrigérateur à extrémité ouverte.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le réfrigérateur thermoacoustique alimenté via les panneaux photovoltaïques est une alternative prometteuse aux systèmes thermiques frigorifiques solaires existants. Au-delà du fait d'utiliser le soleil pour produire directement du froid en minimisant les contraintes environnementales et en maximisant la robustesse du système, la combinaison des deux technologies, solaire et thermoacoustique, permet d'améliorer les systèmes de réfrigération commercialisés actuellement.

Dans les deux premiers chapitres, une recherche bibliographique a été menée pour comprendre le phénomène thermoacoustique et la méthode de Boltzmann sur réseau. D'autre part, les caractéristiques du milieu poreux sont présentées.

Dans le troisième chapitre, le système d'équations physiques décrivant le flux de chaleur et de température à l'intérieur du réfrigérateur thermoacoustique est présenté d'une nouvelle manière. Ensuite, le système d'équations, modélisant le système étudié par la méthode de Boltzmann sur réseau, est présenté. Puis, les résultats de la validation dynamique et thermique du code numérique généré sont présentés et interprétés. Ce chapitre se termine par un test de maillage.

Le quatrième chapitre est organisé en deux grandes parties. Dans la première partie, une étude numérique est menée, afin d'identifier les effets des paramètres reliés au fluide, au stack et au haut-parleur sur la performance du système. Le système étudié est un réfrigérateur thermoacoustique alimenté par des panneaux photovoltaïques. Il s'agit d'un système photovoltaïque raccordé au réseau. La partie simulée est le réfrigérateur thermoacoustique. Le résonateur est un tube de quart d'onde dont les extrémités sont exposées à la température ambiante. Le résonateur a une extrémité fermée, tandis qu'à l'autre extrémité un haut-parleur est placé, assurant la puissance acoustique. Le résonateur est rempli d'air à la pression atmosphérique. Le fluide est animé par l'onde émise par le haut-parleur. Le stack est un matériau poreux homogène. Les paramètres considérés comprennent, d'une part, les caractéristiques du haut-parleur et d'autre part, les caractéristiques du fluide et du stack. Les résultats de la simulation ont abouti aux résultats suivants :

- L'écoulement est accéléré dans la première partie et décéléré dans la seconde en raison de la présence du milieu poreux et de l'extrémité fermée du résonateur. Les profils de vitesse sont harmoniques et présentent un déphasage pendant une demi-période.

- L'amplitude de la vitesse diminue en s'éloignant du haut-parleur. La frontière dynamique se rapproche des parois haut-bas dans le stack, plus qu'elle ne le fait dans les régions fluides.
- Le flux dans le système considéré est énormément affecté par le nombre de Darcy.
- L'utilisation de matériaux poreux à faible perméabilité et haute conductivité dans le réfrigérateur thermoacoustique améliore son efficacité.
- L'effet de la dissipation visqueuse, considéré comme source interne, affecte les performances du système. Cet impact devient important en utilisant un matériau poreux avec des valeurs plus élevées du rapport de capacité thermique.
- Le meilleur emplacement du centre du stack est le milieu du résonateur à quart de longueur d'onde

Dans la deuxième partie de ce chapitre, une étude numérique est effectuée pour comparer deux formes de résonateurs. La différence entre les deux réfrigérateurs est que le premier résonateur est à extrémité fermée alors que le second est à extrémité ouverte. Les champs de vitesse dans les deux résonateurs sont obtenus et analysés. Les effets des paramètres caractérisant le fluide et le milieu poreux, constituant le stack, dans le second résonateur sont analysés. Les principaux résultats obtenus ont abouti à :

- Une similitude est constatée en examinant les effets du nombre de Darcy et de la porosité. En effet, les deux réfrigérateurs sont plus performants en utilisant des stacks à faible porosité et à faible perméabilité.
- Une différence est constatée concernant les impacts de la position du stack sur l'efficacité d'un réfrigérateur thermoacoustique. Dans le réfrigérateur à extrémité fermée, la position optimale du stack dans un résonateur à quart de longueur d'onde est à $(X_c = \lambda / 8)$. Alors que pour le réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte, la valeur maximale de la différence de température entre les extrémités du stack est obtenue à la position la plus proche du haut-parleur $(X_c = \lambda / 64)$.
- Les capacités thermiques et les conductivités thermiques des milieux poreux et du fluide n'ont pas trop d'impact sur l'efficacité du réfrigérateur thermoacoustique à extrémité ouverte. Cela n'est pas le cas du réfrigérateur thermoacoustique à extrémité fermée. De point de vue efficacité, le résonateur à extrémité fermée est plus performant que le réfrigérateur à extrémité ouverte.

Perspectives

Perspectives

Ce mémoire a essentiellement porté sur les réfrigérateurs à ondes stationnaires de section rectangulaire. Dans les prochains travaux, nous envisageons de

- Dimensionner les panneaux photovoltaïques afin d'optimiser la consommation.
- Modéliser les échangeurs de chaleurs, froid et chaud, de part et d'autre du stack. Une étude paramétrique sera faite dans ce sens
- Etudier l'effet de la forme du résonateur sur l'efficacité de ce type de réfrigérateur thermoacoustique.
- Simuler numériquement, par la méthode de Boltzmann sur réseau, le réfrigérateur–moteur thermoacoustique. La réalisation expérimentale est envisagée. En effet, la simulation numérique du moteur thermoacoustique est en cours de réalisation dans le cadre d'un sujet de thèse. La collaboration est envisagée dans les brefs délais
- Simuler le réfrigérateur thermoacoustique à onde progressive afin de comparer les résultats.

Tout ces points feront l'objet des prochains travaux qui suivront cette thèse.

Références

Références Bibliographiques

- [1] AFP, “Afghanistan: les verreries d’Herat, autrefois flamboyantes, sombrent dans l’oubli - L’Express L’Expansion,” 2018. https://lexpansion.lexpress.fr/actualites/1/actualite-economique/afghanistan-les-verrieres-d-herat-autrefois-flamboyantes-sombrent-dans-l-oubli_2044039.html (accessed Nov. 13, 2020).
- [2] N. A. Zolpakar, N. Mohd-Ghazali, and M. Hassan El-Fawal, “Performance analysis of the standing wave thermoacoustic refrigerator: A review,” *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 54, pp. 626–634, Feb. 2016,
- [3] John William Strutt Baron Rayleigh, *The Theory of Sound*. .
- [4] P. Merkli and H. Thomann, “Thermoacoustic effects in a resonance tube,” *J. Fluid Mech.*, vol. 70, no. 01, p. 161, Jul. 1975,
- [5] J. Wheatley, T. Hofler, G. W. Swift, and A. Migliori, “An intrinsically irreversible thermoacoustic heat engine,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 74, no. 1, pp. 153–170, Jul. 1983
- [6] K. T. Feldman, “Review of the literature on Sondhauss thermoacoustic phenomena,” *J. Sound Vib.*, vol. 7, no. 1, pp. 71–82, Jan. 1968.
- [7] N. Rott, “Thermoacoustics,” *Adv. Appl. Mech.*, vol. 20, no. C, pp. 135–175, Jan. 1980.
- [8] T. Yazaki, A. Tominaga, and Y. Narahara, “Experiments on thermally driven acoustic oscillations of gaseous helium,” *J. Low Temp. Phys.*, vol. 41, no. 1–2, pp. 45–60, Oct. 1980.
- [9] W. E. Gifford and R. C. Longworth, “Surface Heat Pumping,” in *Advances in Cryogenic Engineering*, Springer US, 1966, pp. 171–179.
- [10] T. J. Hofler and T. James, “Thermoacoustic Refrigerator Design and Performance,” *Thesis (PH.D.)--UNIVERSITY CALIFORNIA, SAN DIEGO, 1986.Source Diss. Abstr. Int. Vol. 47-11, Sect. B, page 4551.*, 1986, Accessed: Nov. 09, 2017. [Online]. Available: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1986PhDT.....110H>.
- [11] S. L. GARRETT, J. A. ADEFF, and T. J. HOFLER, “Thermoacoustic refrigerator for space applications,” *J. Thermophys. Heat Transf.*, vol. 7, no. 4, pp. 595–599, Oct. 1993.
- [12] J. Wheatley, T. Hofler, G. W. Swift, and A. Migliori, “Understanding some simple phenomena in thermoacoustics with applications to acoustical heat engines,” *Am. J. Phys.*, vol. 53, no. 2, pp. 147–162, Feb. 1985.
- [13] G. W. Swift, “Thermoacoustic engines,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 84, no. 4, pp. 1145–1180, Oct. 1988.
- [14] J. A. Adeff and T. J. Hofler, “Performance improvements for the solar powered, thermoacoustically driven, thermoacoustic refrigerator,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 108, no. 5, pp. 2554–2555, Nov. 2000.
- [15] M. Perier-Muzet, J. Castaing-Lasvignottes, and M.-X. François, “A solar driven thermoacoustic refrigerator TACSOL ANR TACSOL View project Thermal Analysis :

- Differential scanning calorimetry View project,” 2011. Accessed: Jun. 08, 2021. [Online]. Available: <https://www.researchgate.net/publication/263441328>.
- [16] M. E. Poese, R. W. M. Smith, S. L. Garrett, R. Van Gerwen, and P. Gosselin, “Thermoacoustic refrigeration for ice cream sales,” Accessed: Feb. 14, 2018. [Online].
- [17] G. W. Swift, “Analysis and performance of a large thermoacoustic engine,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 92, no. 3, pp. 1551–1563, Sep. 1992,.
- [18] H. Bailliet, P. Lotton, M. Bruneau, V. Gusev, J. C. Valière, and B. Gazengel, “Acoustic power flow measurement in a thermoacoustic resonator by means of laser Doppler anemometry (L.D.A.) and microphonic measurement,” *Appl. Acoust.*, vol. 60, no. 1, pp. 1–11, May 2000.
- [19] T. Biwa, Y. Ueda, T. Yazaki, and U. Mizutani, “Work flow measurements in a thermoacoustic engine,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 41, no. 5–6, pp. 305–310, May 2001, doi: 10.1016/S0011-2275(01)00078-9.
- [20] A. I. Abd El-Rahman, W. A. Abdelfattah, and M. A. Fouad, “A 3D investigation of thermoacoustic fields in a square stack,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 108, pp. 292–300, May 2017, doi: 10.1016/J.IJHEATMASSTRANSFER.2016.12.015.
- [21] G. W. Swift, “Thermoacoustic Engines and Refrigerators,” *Phys. Today*, vol. 48, no. 7, pp. 22–28, Jul. 1995.
- [22] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. de Waele, “The optimal stack spacing for thermoacoustic refrigeration,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 112, no. 1, pp. 128–133, Jul. 2002.
- [23] N. M. Hariharan, P. Sivashanmugam, and S. Kasthuriengan, “Influence of stack geometry and resonator length on the performance of thermoacoustic engine,” *Appl. Acoust.*, vol. 73, no. 10, pp. 1052–1058, Oct. 2012.
- [24] W. P. Arnott, H. E. Bass, and R. Raspet, “General formulation of thermoacoustics for stacks having arbitrarily shaped pore cross sections,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 90, no. 6, pp. 3228–3237, Dec. 1991.
- [25] D. A. Russell and P. Weibull, “Tabletop thermoacoustic refrigerator for demonstrations,” *Am. J. Phys.*, vol. 70, no. 12, pp. 1231–1233, Dec. 2002.
- [26] R. S. Reid and G. W. Swift, “Experiments with a flow-through thermoacoustic refrigerator,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 108, no. 6, pp. 2835–2842, Dec. 2000.
- [27] R. A. Hiller and G. W. Swift, “Condensation in a steady-flow thermoacoustic refrigerator,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 108, no. 4, pp. 1521–1527, Oct. 2000.
- [28] M. Wetzel and C. Herman, “Experimental study of thermoacoustic effects on a single plate. Part I: Temperature fields,” *Warme- und Stoffübertragung Zeitschrift*, vol. 36, no. 1, pp. 7–20, 2000.
- [29] F. Wu, L. Chen, A. Shu, X. Kan, K. Wu, and Z. Yang, “Constructal design of stack filled with parallel plates in standing-wave thermo-acoustic cooler,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 49, no. 3–4, pp. 107–111, Mar. 2009.

- [30] S. H. Tasnim, S. Mahmud, and R. A. Fraser, “Compressible pulsating convection through regular and random porous media: The thermoacoustic case,” *Heat Mass Transf. und Stoffuebertragung*, vol. 48, no. 2, pp. 329–342, Feb. 2012.
- [31] S. H. Tasnim, S. Mahmud, and R. A. Fraser, “Measurements of thermal field at stack extremities of a standing wave thermoacoustic heat pump,” *Front. Heat Mass Transf.*, vol. 2, no. 1, 2011.
- [32] H. Babaei and K. Siddiqui, “Design and optimization of thermoacoustic devices,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 49, no. 12, pp. 3585–3598, Dec. 2008.
- [33] S. Balonji, L. K. Tartibu, and T. C. Jen, “Performance Evaluation of Ceramic Substrates for Cooling Applications in Thermo-acoustic Refrigerators,” *Procedia Manuf.*, vol. 7, pp. 131–137, 2017.
- [34] F. Zink, H. Waterer, R. Archer, and L. Schaefer, “Geometric optimization of a thermoacoustic regenerator,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 48, no. 12, pp. 2309–2322, Dec. 2009.
- [35] A. Piccolo, “Optimization of thermoacoustic refrigerators using second law analysis,” *Appl. Energy*, vol. 103, pp. 358–367, 2013.
- [36] N. M. Hariharan, P. Sivashanmugam, and S. Kasthuriengan, “Optimization of thermoacoustic refrigerator using response surface methodology,” *J. Hydrodyn.*, vol. 25, no. 1, pp. 72–82, Feb. 2013.
- [37] L. K. Tartibu, B. Sun, and M. A. E. Kaunda, “Lexicographic multi-objective optimization of thermoacoustic refrigerator’s stack,” *Heat Mass Transf. und Stoffuebertragung*, vol. 51, no. 5, pp. 649–660, May 2015.
- [38] N. A. ZOLPAKAR, N. MOHD-GHAZALI, and R. AHMAD, “SIMULTANEOUS OPTIMIZATION OF FOUR PARAMETERS IN THE STACK UNIT OF A THERMOACOUSTIC REFRIGERATOR,” *Int. J. Air-Conditioning Refrig.*, vol. 22, no. 02, p. 1450011, Jun. 2014.
- [39] G. W. Swift, *Thermoacoustics: A Unifying perspective for some engines and refrigerators: Second edition*. Springer International Publishing, 2017.
- [40] E. C. Nsofor and A. Ali, “Experimental study on the performance of the thermoacoustic refrigerating system,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 29, no. 13, pp. 2672–2679, Sep. 2009.
- [41] S. Mahmud and R. A. Fraser, “Therporaooustic convection: Modeling and analysis of flow, thermal, and energy fields,” *J. Heat Transfer*, vol. 131, no. 10, pp. 1–12, Oct. 2009.
- [42] Tijani Meh., “Loudspeaker-driven thermoacoustic refrigeration,” 2001.
- [43] H. C. Q. . C. B. . Bammann T.C, “Reviewof flow-through design in thermoacoustic refrigeration ,” Accessed: Dec. 30, 2020.
- [44] M. Wetzel and C. Herman, “Design optimization of thermoacoustic refrigerators,” *Int. J. Refrig.*, vol. 20, no. 1, pp. 3–21, Jan. 1997.

- [45] I. Paek, J. E. Braun, and L. Mongeau, “Evaluation of standing-wave thermoacoustic cycles for cooling applications,” *Int. J. Refrig.*, vol. 30, no. 6, pp. 1059–1071, Sep. 2007.
- [46] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. de Waele, “Prandtl number and thermoacoustic refrigerators,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 112, no. 1, pp. 134–143, Jul. 2002.
- [47] M. Wetzel and C. Herman, “Limitations of temperature measurements with holographic interferometry in the presence of pressure variations,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 17, no. 4, pp. 294–308, Aug. 1998.
- [48] D. Marx and P. Blanc-benon, “Numerical calculation of the temperature difference between the extremities of a thermoacoustic stack plate,” vol. 45, pp. 163–172, 2005.
- [49] O. Miled, H. Dhahri, and A. Mhimid, “Numerical investigation of porous stack for a solar-powered thermoacoustic refrigerator,” *Adv. Mech. Eng.*, vol. 12, no. 6, 2020.
- [50] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, and A. T. A. M. De Waele, “Construction and performance of a thermoacoustic refrigerator,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 42, no. 1, pp. 59–66, Jan. 2002.
- [51] N. M. Hariharan, P. Sivashanmugam, and S. Kasthuriengan, “Experimental investigation of a thermoacoustic refrigerator driven by a standing wave twin thermoacoustic prime mover,” *Int. J. Refrig.*, vol. 36, no. 8, pp. 2420–2425, Dec. 2013.
- [52] M. E. . Tijani, J. C. . Zeegers, and A. T. A. . de Waele, “Design of thermoacoustic refrigerators,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 42, no. 1, pp. 49–57, Jan. 2002.
- [53] G. W. Swift, “Background,” in *Thermoacoustics*, Cham: Springer International Publishing, 2017, pp. 31–57.
- [54] I. Setiawan, A. Bambang Setio Utomo, M. Mitraryana, M. Katsuta, and M. Nohtomi, “Experimental study on the influence of the porosity of parallel plate stack on the temperature decrease of a thermoacoustic refrigerator,” in *Journal of Physics: Conference Series*, Apr. 2013, vol. 423, no. 1, p. 012035.
- [55] M. Akhavanbazaz, M. H. K. Siddiqui, and R. B. Bhat, “The impact of gas blockage on the performance of a thermoacoustic refrigerator,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 32, no. 1, pp. 231–239, Oct. 2007.
- [56] G. Poignand, B. Lihoreau, P. Lotton, E. Gaviot, M. Bruneau, and V. Gusev, “Optimal acoustic fields in compact thermoacoustic refrigerators,” *Appl. Acoust.*, vol. 68, no. 6, pp. 642–659, Jun. 2007.
- [57] S. H. Tasnim and R. A. Fraser, “Computation of the flow and thermal fields in a thermoacoustic refrigerator ☆,” vol. 37, pp. 748–755, 2010.
- [58] C. Wantha and K. Assawamartbunlue, “The impact of the resonance tube on performance of a thermoacoustic stack,” *Front. Heat Mass Transf.*, vol. 2, no. 4, pp. 1–8, 2011.
- [59] “Scopus - Document search | Signed in.” <https://www.scopus.com> (accessed Apr. 03, 2021).

- [60] M. Bouzidi, M. Firdaouss, and P. Lallemand, “Momentum transfer of a Boltzmann-lattice fluid with boundaries,” *Phys. Fluids*, vol. 13, no. 11, pp. 3452–3459, Nov. 2001.
- [61] H. ELABRACH, “ETUDE DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE LORS DU SECHAGE D’UN MILIEU POREUX DEFORMABLE,” Monastir, 2014.
- [62] D. A. Nield and A. Bejan, “Mechanics of Fluid Flow Through a Porous Medium,” in *Convection in Porous Media*, Springer New York, 2013, pp. 1–29.
- [63] J. A. Adeff, T. J. Hofler, A. A. Atchley, and W. C. Moss, “Measurements with reticulated vitreous carbon stacks in thermoacoustic prime movers and refrigerators,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 104, no. 1, p. 32, Jun. 1998.
- [64] H.-S. Roh, R. Raspet, and H. E. Bass, “Parallel capillary-tube-based extension of thermoacoustic theory for random porous media,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 121, no. 3, pp. 1413–1422, Mar. 2007.
- [65] C. Jensen and R. Raspet, “Thermoacoustic properties of fibrous materials,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 127, no. 6, pp. 3470–3484, Jun. 2010.
- [66] I. P. Shohel Mahmud, “Effect of the Darcy number on the energy flow and operating conditions of a thermoacoustic porous-medium system,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, pp. 4028–4036, 2011.
- [67] S. H. Tasnim, “Modeling and Analysis of Flow, Thermal, and Energy Fields Within Stacks of Thermoacoustic Engines Filled With Porous Media: A Conjugate Problem,” *J. Therm. Sci. Eng. Appl.*, vol. 1, no. 4, p. 41006, 2009.
- [68] S. H. Tasnim, S. Mahmud, and R. A. Fraser, “Modeling and analysis of flow, thermal, and energy fields within stacks of thermoacoustic engines filled with porous media,” *Heat Transf. Eng.*, vol. 34, no. 1, pp. 84–97, Jan. 2013.
- [69] S. H. Tasnim, S. Mahmud, and R. A. Fraser, “Second law analysis of porous thermoacoustic stack systems,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 31, no. 14–15, pp. 2301–2311, Oct. 2011.
- [70] I. P. Syeda Humaira Tasnim, Shohel Mahmud, Roydon Andrew Fraser, “Brinkman–Forchheimer modeling for porous media thermoacoustic system,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, 2011.
- [71] P. Taylor, S. H. Tasnim, S. Mahmud, and R. A. Fraser, “Modeling and analysis of flow, thermal, and energy fields Within Stacks of Thermoacoustic Engines Filled With Porous Media Modeling and Analysis of Flow , Thermal , and Energy Fields Within Stacks of Thermoacoustic Engines,” no. January 2013, pp. 37–41, 2012.
- [72] D. A. Wolf-Gladrow, *Lattice Gas Cellular Automata and Lattice Boltzmann Models*, vol. 1725. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [73] G. R. McNamara and G. Zanetti, “Use of the Boltzmann Equation to Simulate Lattice-Gas Automata,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, no. 20, pp. 2332–2335, Nov. 1988.
- [74] Z. Guo and T. S. Zhao, “Lattice Boltzmann model for incompressible flows through porous media,” *Phys. Rev. E*, vol. 66, no. 3, p. 036304, Sep. 2002.

- [75] J. A. Cosgrove, J. M. Buick, S. J. Tonge, C. G. Munro, C. A. Greated, and D. M. Campbell, “Application of the lattice Boltzmann method to transition in oscillatory channel flow,” *J. Phys. A. Math. Gen.*, vol. 36, no. 10, pp. 2609–2620, Mar. 2003.
- [76] R. Z. x He, S Chen, “A Lattice Boltzmann scheme for incompressible multiphases flow and its application in simulation of Rayleigh-taylor instability,” *J. Comput. Phys.*, vol. 152, no. 2, pp. 642–663, 1999.
- [77] K. Y. Hiroshi Yamaguchi, Xin-Rong Zhang, Xiao-Dong Niu, “Thermomagnetic natural convection of thermoasensitive magnetic fluids in cubic cavity with heat generating object inside,” *Journall Magn. Magn. Mater.*, vol. 322, no. 6, pp. 698–704, 2010.
- [78] A. A. (Abdulmajeed A. . Mohamad, *Lattice Boltzmann method: fundamentals and engineering applications with computer codes.* .
- [79] J. Hardy, Y. Pomeau, and O. de Pazzis, “Time evolution of a two-dimensional model system. I. Invariant states and time correlation functions,” *J. Math. Phys.*, vol. 14, no. 12, pp. 1746–1759, Dec. 1973.
- [80] X. He and L.-S. Luo, “A priori derivation of the lattice Boltzmann equation,” *Phys. Rev. E*, vol. 55, no. 6, pp. R6333–R6336, Jun. 1997.
- [81] N. Qin and B. E. Richards, “Finite Volume 3DNS and PNS Solutions of Hypersonic Viscous Flow Around a Delta Wing using Osher’s Flux Difference Splitting,” in *Hypersonic Flows for Reentry Problems*, Springer Berlin Heidelberg, 1991, pp. 947–959.
- [82] T. Krüger, H. Kusumaatmaja, A. Kuzmin, O. Shardt, G. Silva, and E. M. Vigggen, *The Lattice Boltzmann Method*. Cham: Springer International Publishing, 2017.
- [83] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, and M. Krook, “A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems,” *Phys. Rev.*, vol. 94, no. 3, pp. 511–525, May 1954.
- [84] A. A. Mohamad, *Lattice Boltzmann Method Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes*. 2011.
- [85] R. Djebali, H. Sammouda, and M. El Ganaoui, “Some advances in applications of lattice boltzmann method for complex thermal flows,” *Adv. Appl. Math. Mech.*, vol. 2, no. 5, pp. 587–608, 2010.
- [86] S. G. Malla, J. Dadi, and P. K. Dadi, “Solar-hydrogen energy based hybrid electric vehicle,” in *2017 International Conference on Energy, Communication, Data Analytics and Soft Computing (ICECDS)*, Aug. 2017, pp. 129–137.
- [87] and M. V. L. Millet, A. Berrueta, M. Bruch, N. Reiners, “Extensive analysis of photovoltaic battery self-consumption: Evaluation through an innovative district case-study,” *Appl. Phys. Rev.*
- [88] and T. S. C.Kost, S. Shammugam, V. Julch, H.-T. Nguyen, “Levelized Cost of Electricity-Renewable Energy Technologies,” *Fraunhofer Inst. Sol. Energy Syst. ISE*, 2018.

- [89] R. Mei, L.-S. Luo, and W. Shyy, “An accurate curved boundary treatment in the lattice Boltzmann method,” Nov. 1999.
- [90] R. S. Maier, R. S. Bernard, and D. W. Grunau, “Boundary conditions for the lattice Boltzmann method,” *Phys. Fluids*, vol. 8, no. 7, pp. 1788–1801, Jul. 1996.
- [91] R. Mei, L.-S. Luo, and W. Shyy, “An accurate curved boundary treatment in the lattice Boltzmann method,” Nov. 1999.
- [92] B. Alazmi and K. Vafai, “Analysis of fluid flow and heat transfer interfacial conditions between a porous medium and a fluid layer,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 44, no. 9, pp. 1735–1749, May 2001.
- [93] S. Chen and G. D. Doolen, “LATTICE BOLTZMANN METHOD FOR FLUID FLOWS,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 30, no. 1, pp. 329–364, Jan. 1998.
- [94] Y. Wang, Y. He, J. Huang, and Q. Li, “Implicit-explicit finite-difference lattice Boltzmann method with viscous compressible model for gas oscillating patterns in a resonator,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 59, no. 8, pp. 853–872, Mar. 2009.
- [95] Y. Wang, Y. L. He, Q. Li, and G. H. Tang, “Numerical simulations of gas resonant oscillations in a closed tube using lattice Boltzmann method,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 51, no. 11–12, pp. 3082–3090, Jun. 2008.
- [96] Y. Wang, D.-K. Sun, Y.-L. He, and W.-Q. Tao, “Lattice Boltzmann study on thermoacoustic onset in a Rijke tube,” *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 130, no. 1, p. 9, Jan. 2015.
- [97] N. Zahi, A. Boughamoura, H. Dhahri, and S. Ben Nasrallah, “Flow and Heat Transfer in a Cylinder with a Porous Medium Insert along the Compression Stroke,” *J. Porous Media*, vol. 11, no. 6, pp. 525–540, 2008.
- [98] H. Dhahri, K. Slimi, and S. Ben Nasrallah, “Entropy Generation for Pulsating Flow in a Composite Fluid/Porous System,” *J. Porous Media*, vol. 11, no. 6, pp. 557–574, 2008.
- [99] B. Amami, H. Dhahri, and A. Mhimid, “VISCOUS DISSIPATION EFFECTS ON HEAT TRANSFER, ENERGY STORAGE, AND ENTROPY GENERATION FOR FLUID FLOW IN A POROUS CHANNEL SUBMITTED TO A UNIFORM MAGNETIC FIELD,” *J. Porous Media*, vol. 17, no. 10, pp. 841–859, 2014.
- [100] H. Bai, P. Yu, S. H. Winoto, and H. T. Low, “Lattice Boltzmann method for flows in porous and homogenous fluid domains coupled at the interface by stress jump,” *Int. J. Numer. Methods Fluids*, vol. 60, no. 6, pp. 691–708, Jun. 2009.
- [101] Z. Guo and T. S. Zhao, “Lattice Boltzmann model for incompressible flows through porous media,” *Phys. Rev. E*, vol. 66, no. 3, pp. 1–9, 2002.
- [102] Z. Guo and T. S. Zhao, “A LATTICE BOLTZMANN MODEL FOR CONVECTION HEAT TRANSFER IN POROUS MEDIA,” *Numer. Heat Transf. Part B Fundam.*, vol. 47, no. 2, pp. 157–177, Jan. 2005.
- [103] D. K. GARTLING, C. E. HICKOX, and R. C. GIVLER, “Simulation of Coupled Viscous and Porous Flow Problems,” *Int. J. Comput. Fluid Dyn.*, vol. 7, no. 1–2, pp. 23–48, Jul. 1996.

- [104] Q. Dai and L. Yang, “LBM numerical study on oscillating flow and heat transfer in porous media,” *Appl. Therm. Eng.*, vol. 54, no. 1, pp. 16–25, May 2013.
- [105] D. S. A. E. G. RICHARDSON, B.A., PH.D. and A. In. P. E. TYLER, M.Sc., “THE TRANSVERSE VELOCITY GRADIENT NEAR THE MOUTHS OF PIPES IN WHICH AN ALTERNATING OR CONTINUOUS FLOW OF AIR IS ESTABLISHED,” *Proc. Phys. Soc.*, vol. 42, no. 1, 1929.
- [106] P. Lotton *et al.*, “Transient temperature profile inside thermoacoustic refrigerators,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 52, no. 21–22, pp. 4986–4996, Oct. 2009,.
- [107] M. Veselý and T. Vít, “Difference between working gases in thermoacoustic engine,” in *EPJ Web of Conferences*, 2014, vol. 67, p. 02126.