



HAL
open science

Etude de l'influence des paramètres opératoires sur l'intensification du transfert de chaleur en présence d'ultrasons

Christophe Poncet

► **To cite this version:**

Christophe Poncet. Etude de l'influence des paramètres opératoires sur l'intensification du transfert de chaleur en présence d'ultrasons. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALI061 . tel-03364065

HAL Id: tel-03364065

<https://theses.hal.science/tel-03364065v1>

Submitted on 4 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : MEP : Mécanique des fluides, Energétique, Procédés

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Christophe PONCET

Thèse dirigée par **Nicolas GONDREXON, Professeur, Université Grenoble Alpes**
et co-encadrée par **Sébastien FERROUILLAT, Maître de Conférences, Université Grenoble**

préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels**
dans l'**École Doctorale I-MEP2 – Ingénierie – Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production**

Etude de l'influence des paramètres opératoires sur l'intensification du transfert de chaleur en présence d'ultrasons

Thèse soutenue publiquement le **15 juillet 2021**,
devant le jury composé de :

Monsieur Olivier LOUISNARD

MAITRE DE CONFERENCES, IMT Mines-Albi, Rapporteur

Monsieur Marc MISCEVIC

MAITRE DE CONFERENCES, Université Toulouse 3, Rapporteur

Madame Viviane RENAUDIN

PROFESSEURE, Université de Lorraine, Examinatrice

Madame Henda DJERIDI

PROFESSEURE, Grenoble INP, Présidente du jury

Monsieur Nicolas GONDREXON

PROFESSEUR, Université Grenoble Alpes, Directeur de thèse

Monsieur Sébastien FERROUILLAT

MAITRE DE CONFERENCES, Université Grenoble Alpes, Co-encadrant de thèse

Monsieur Odin BULLIARD-SAURET

MAITRE DE CONFERENCES, Université Grenoble Alpes, Invité

Madame Laure VIGNAL

INGENIEURE DE RECHERCHE, Grenoble INP, Invitée



Remerciements

Cette thèse est l'aboutissement de plus de 3 années de travail, durant lesquelles j'ai eu la chance de travailler et d'interagir avec de nombreuses personnes. Cette section est donc l'occasion de remercier tous ceux qui m'ont aidé et soutenu dans mon travail et m'ont permis d'aboutir à ce résultat.

Tout d'abord je souhaiterais remercier mes encadrants, Nicolas GONDREXON et Sébastien FERROUILLAT, pour m'avoir fait confiance, pour leur soutien sans faille, et leur implication dans ce travail. Je tiens également à remercier Laure VIGNAL qui a largement contribué à l'encadrement et m'a énormément apporté dans le travail expérimental mené au cours de ces 3 dernières années. Enfin, je tiens à remercier Odin BULLIARD-SAURET qui a également participé à l'encadrement, et m'a donné toutes les clés pour prendre la suite de ses travaux de thèse, et merci également pour tous les moments conviviaux que l'on a pu partager en dehors du labo. Merci à tous les quatre, j'ai été très heureux de travailler et de construire mon parcours scientifique à vos côtés! Mes remerciements vont également à Alain MEMPONTEIL qui a également largement contribué au démarrage de la thèse.

Je tiens ensuite à remercier Henda DJERIDI qui a présidé la soutenance de cette thèse, Olivier LOUISNARD et Marc MISCEVIC pour leur travail de rapporteur, et Viviane RENAUDIN pour le travail d'examinatrice. Vos remarques au sein des rapports ainsi que les discussions menées au cours de la soutenance permettront d'ouvrir d'autres pistes et ainsi poursuivre le travail mené au cours de cette thèse.

Je remercie également les deux directeurs successifs du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) Achim WIRTH, puis Joel SOMMERIA, qui m'ont accueilli au sein du laboratoire, et m'ont permis de réaliser ce travail dans de bonnes conditions. Au sein du LEGI, je souhaite remercier l'ensemble des membres du service méca, du service info, et du service administratif (mention spéciale à Stéphane PIOZ-MARCHAND, Gabriel MOREAU, Olivier DE-MARCHI et Cécile CRETIN), sans qui rien de serait possible.

Mes remerciements vont également à mes anciens professeurs de Master et désormais collègues Sébastien MARC, Giovanni GHIGLIOTTI, ainsi que l'ensemble de l'équipe Génie des Procédés.

Merci également à Antoine COUROUBLE pour son travail et son implication quotidienne en tant que stagiaire, malgré la période un peu compliquée durant laquelle s'est déroulé ce stage.

Merci aussi à Ayoub BARCHOUCI, pour les coups de main pour la sonochimiluminescence, et en souvenir de toutes les conférences que l'on aura faites ensemble.

Et surtout, merci à ceux qui ont définitivement marqué ces années au labo, mes ami.e.s et collègues du LEGI, ceux rencontrés au début, Sofien, Jean-Bastien, Yves, Flavia, Vincent, Pierre, Antoine, Miguel, Camille, Antoine, Yann, Cruz, Daniel... mais aussi ceux rencontrés plus tard, Mathieu, Enzo, Rémi, Géraldine, Lucas, Quentin, Helder, Claudine, Luis, Ivan, Sarah, Jason, Oliver, Amélie,... Beaucoup de souvenirs, de bons moments partagés, et surtout de discussions interminables aux pauses café!

Un remerciement particulier à Anne, la meilleure co-bureau, pour tout le soutien dans les moments de galère, et surtout pour toutes les discussions qui n'avait pas grand-chose à voir avec la science!

Et finalement une pensée à tous les camarades de l'université!

Une thèse ne se résume pas qu'à la vie passée au laboratoire, je tiens donc aussi à remer-

cier mes parents qui m'ont toujours soutenu, mon petit frère, et mes deux grands frères. Merci à mes amis pour avoir été à mes côtés durant cette aventure, Romain et Cyndia, Léo, Axel, Joana. Un remerciement particulier à Maël, je n'aurais pas parié une belle brasseur que je finirais une thèse, 8 ans après le début de notre coloc pour nos premières années d'études!

Enfin merci à Manuela pour avoir partagé tout ça avec moi, comme deux canards dans la mare.

Table des matières

Introduction	1
I Etude bibliographique	3
I.1 Généralités sur les écoulements	3
I.1.1 Notions de couche limite	3
I.1.2 Nombre de Reynolds	5
I.1.3 Spécificités d'un écoulement interne	5
I.1.4 Turbulence	7
I.1.4.1 Description de la turbulence	7
I.1.4.2 Effets de la turbulence	10
I.1.5 Pertes de charge	10
I.1.6 Conclusions de la section I.1	11
I.2 Généralités sur les transferts thermiques	11
I.2.1 Conduction	11
I.2.2 Convection	12
I.2.2.1 Couche limite thermique	12
I.2.2.2 Grandeurs adimensionnelles en convection	15
I.2.3 Intensification des transferts thermiques convectifs	16
I.2.3.1 Techniques passives	16
I.2.3.2 Techniques actives	20
I.2.4 Conclusions de la section I.2	22
I.3 Généralités sur les ultrasons	23
I.3.1 Description d'une onde acoustique	23
I.3.2 Propagation des ondes acoustiques	25
I.3.3 Dispositifs de génération d'ultrasons	26
I.3.4 Cavitation acoustique	27
I.3.4.1 Effets mécaniques de la cavitation acoustique	29
I.3.4.2 Effets chimiques de la cavitation acoustique	30
I.3.5 Courants acoustiques	30
I.3.6 Conclusions de la section I.3	31
I.4 Ultrasons et hydrodynamique	32
I.4.1 Evolution d'un écoulement soumis à un champ ultrasonore	32
I.4.2 Evolution de la cavitation acoustique soumise à un écoulement	36
I.4.3 Evolution des courants acoustiques soumis à un écoulement	38
I.4.4 Conclusions de la section I.4	39
I.5 Influence des ultrasons sur les transferts thermiques en convection naturelle	40
I.5.1 Influence de l'intensité acoustique	40
I.5.2 Propagation des ondes acoustiques	41
I.5.3 Influence de la cavitation acoustique sur le transfert thermique	45
I.5.4 Influence des courants acoustiques sur le transfert thermique	46
I.5.5 Influence du flux thermique	48
I.5.6 Influence de l'angle	48
I.5.7 Conclusions de la section I.5	49

I.6	Combinaisons de plusieurs champs ultrasonores	50
I.6.1	Amélioration de l'activité cavitationnelle	50
I.6.2	Intensification des transferts thermiques	51
I.6.3	Conclusions de la section I.6	52
I.7	Influence des ultrasons sur les transferts thermiques en convection forcée	52
I.7.1	Influence de l'intensité acoustique	53
I.7.2	Influence de la vitesse et du régime d'écoulement	53
I.7.3	Conclusions de la section I.7	56
I.8	Conclusions du chapitre I	57
II	Matériels et méthodes	59
II.1	Présentation du banc d'essais expérimental	59
II.1.1	Circuits hydrauliques	59
II.1.2	Section d'essais initiale	61
II.1.3	Section d'essais pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores	64
II.1.4	Section d'essais pour l'étude de l'influence des ultrasons en fonction du régime d'écoulement	66
II.2	Description des transducteurs ultrasonores	69
II.2.1	Caractérisation de la puissance ultrasonore des transducteurs	70
II.2.1.1	Détermination de la puissance transmise au réacteur	71
II.2.1.2	Calorimétrie des transducteurs ultrasonores	72
II.2.2	Caractérisation des effets produits par les ultrasons	73
II.3	Méthodes de mesures et d'analyses	75
II.3.1	Transferts thermiques	75
II.3.1.1	Acquisition de la température	75
II.3.1.2	Traitements des données	76
II.3.2	Vélocimétrie par Images de Particules	77
II.3.2.1	Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules	77
II.3.2.2	Dispositif utilisé	78
II.3.2.3	Acquisition et traitement de données	80
II.3.2.4	Limites de l'utilisation de la PIV	83
II.3.3	Sonochimiluminescence	83
II.3.4	Pertes de charge	84
II.4	Conclusions du chapitre II	85
III	Combinaisons de champs ultrasonores	87
III.1	Présentation des conditions expérimentales	87
III.1.1	Conditions silencieuses	88
III.1.1.1	Caractérisation hydrodynamique	88
III.1.1.2	Caractérisation thermique	90
III.1.2	Configurations expérimentales avec ultrasons	93
III.2	Influence de l'orientation d'un champ ultrasonore unique sur le transfert thermique convectif et l'hydrodynamique	94
III.2.1	Influence des ultrasons de basse fréquence (25 kHz)	94
III.2.2	Influence des ultrasons de haute fréquence (2 MHz)	99
III.3	Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique convectif et l'hydrodynamique	103
III.3.1	Etude à même puissance combinée	103
III.3.2	Influence de la répartition de la puissance ultrasonore	111
III.4	Conclusions du chapitre III	114

IV Influence des ultrasons selon le régime d'écoulement	116
IV.1 Conditions expérimentales	117
IV.1.1 Caractérisation hydrodynamique en conditions silencieuses	118
IV.1.2 Caractérisation thermique en conditions silencieuses	120
IV.2 Etude en présence d'ultrasons de 25 kHz	124
IV.2.1 Analyse hydrodynamique	124
IV.2.2 Analyse thermique	130
IV.2.3 Conclusions sur les effets produits par les ultrasons de 25 kHz selon le régime d'écoulement	134
IV.3 Etude en présence d'ultrasons de 2 MHz	136
IV.3.1 Analyse hydrodynamique	136
IV.3.2 Analyse thermique	141
IV.3.3 Conclusions sur les effets produits par les ultrasons de 2 MHz selon le régime d'écoulement	144
IV.4 Comparaison selon la fréquence ultrasonore	146
IV.5 Conclusions du chapitre IV	151
V Étude énergétique de l'intérêt des ultrasons comme méthode d'intensifi- cation des transferts thermiques	153
V.1 Intensification du transfert thermique par ultrasons en lien avec la couche limite thermique	154
V.1.1 Intensification du transfert thermique par ultrasons selon différents entraxes	154
V.1.2 Approche corrélative de l'intensification du transfert thermique par ultrasons	158
V.2 Analyse énergétique de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons	163
V.2.1 Influence des ultrasons sur les pertes de charge régulières	163
V.2.2 Étude comparative des puissances nécessaires à l'existence d'un ni- veau de transfert thermique donné en conditions silencieuses ou ul- trasonores	165
V.2.3 Evaluation des performances énergétiques des systèmes thermiques intensifiés par ultrasons	169
V.3 Conclusions du chapitre V	172
Conclusion générale et perspectives	174
Annexe A Courbe de pompe du circuit hydraulique	179
Table des figures	180
Liste des tableaux	188
Bibliographie	189
Résumé de la thèse	197

Nomenclature

Symboles grec

α	Diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
β	Coefficient de dilatation	K^{-1}
Δ	Opérateur mathématique Différence	
δ	Epaisseur de couche limite	m
κ	Constante de von Kármán	-
Λ	Coefficient de frottement	-
λ	Longueur d'onde	m
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
μ'	Viscosité seconde	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Φ	Flux thermique	W
Π	Périmètre mouillé	m
ρ	Masse volumique	$\text{kg}.\text{m}^{-3}$
σ	Tension de surface	$\text{N}.\text{m}^{-1}$
τ	Contrainte de cisaillement	$\text{N}.\text{m}^{-2}$
θ_R	Coefficient de réflexion d'une onde	-
θ_T	Coefficient de transmission d'une onde	-
φ	Densité de flux thermique	$\text{W}.\text{m}^{-2}$
k	Conductivité thermique	$\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Symboles latin minuscules

a	Coefficient d'absorption acoustique	m^{-1}
c	Célérité d'une onde	$\text{m}.\text{s}^{-1}$
d	Distance transducteur-plaque chauffante	m
e	Epaisseur	m
f	Fréquence d'une onde	s^{-1} ou Hz
g	Accélération de pesanteur	$\text{m}.\text{s}^{-2}$
h	Coefficient de transfert thermique convectif	$\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
p	Pression	Pa
t	Variable temporelle	s

u	Composante de vitesse	m.s^{-1}
x	Variable de position selon l'axe x	m
y	Variable de position selon l'axe y	m
z	Variable de position selon l'axe z	m

Symboles latin majuscules

C_p	Capacité thermique massique isobare	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
D	Diamètre	m
E	Facteur d'efficacité (d'un système d'intensification des transferts thermiques)	-
Gr	Nombre de Grashof	-
I	Intensité acoustique	W.m^{-2}
L	Longueur	m
Nu	Nombre de Nusselt	-
P	Puissance	W
PEC	Performance Evaluation Criterion	-
Pr	Nombre de Prandtl	-
Q_v	Débit volumique	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds	-
S	Section de passage	m^2
T	Température absolue	K
U	Vitesse de l'écoulement	m.s^{-1}
Z	Impédance acoustique d'un milieu	Pa.s.m^{-1}

Indices

∞	Se réfère à une position éloignée, non affectée par les phénomènes se produisant à proximité d'une paroi	
f	Frottement	
+	Grandeurs adimensionnalisées	-
0	Etat initial ou sans intensification	
A	Acoustique	
c	Critique	
canal	Se réfère au canal d'entrée	
carac	Se réfère à une grandeur caractéristique d'un problème	
e	Etablissement (d'un écoulement)	
e	Etablissement (d'un écoulement)	
h	Hydraulique	
m	Débitante	
p	Paroi	
th	Thermique	

tot	Totale
turb	Turbulent
US	En présence d'ultrasons
x	Se réfère à l'axe x
y	Se réfère à l'axe y
z	Se réfère à l'axe z

Introduction

Les échangeurs de chaleur sont des dispositifs utilisés dans de nombreux procédés industriels et permettent de transférer l'énergie thermique d'un fluide à un autre. Dans une perspective d'optimisation énergétique, la conception et le développement d'échangeurs de chaleur plus efficaces jouent un rôle clé. L'amélioration du transfert thermique au sein de l'échangeur de chaleur permet ainsi de garantir un coût énergétique moins important, en réduisant l'énergie nécessaire à la mise en mouvement du fluide. Cela peut également permettre de concevoir des échangeurs de chaleur plus compacts, garantissant néanmoins un niveau de performance élevé. Pour cela, il apparaît nécessaire de comprendre et de maîtriser les mécanismes physiques permettant d'améliorer les performances des systèmes de transferts thermiques. De nombreuses technologies, matures à l'échelle industrielle, existent pour intensifier les transferts thermiques. D'autres technologies présentent des perspectives prometteuses. C'est notamment le cas des ultrasons, définis comme des ondes acoustiques dont la fréquence est comprise entre 20 kHz et 10 MHz. Bien que les premiers travaux scientifiques sur l'utilisation des ultrasons afin d'intensifier les transferts thermiques soient parus dans les années 1960, la thématique connaît un essor notable au cours des dernières années, avec le développement d'émetteurs ultrasonores plus fiables.

L'intérêt scientifique pour l'intensification des transferts thermiques a fait l'objet de travaux de recherches menés au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI), en collaboration avec le Laboratoire de Rhéologie et Procédés (LRP), ainsi qu'avec le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives (CEA). Les premiers travaux, ont notamment permis de démontrer l'intérêt des ultrasons pour intensifier les transferts thermiques au sein d'un échangeur de chaleur, selon différentes configurations opératoires et différents modèles (échangeur coaxial, tubes et calandre). Par la suite, d'autres travaux ont été menés afin de comprendre les mécanismes physiques à l'origine du phénomène d'intensification des transferts thermiques par ultrasons. Ces travaux ont permis une première approche sur les interactions existantes entre les ultrasons et l'hydrodynamique d'un écoulement à l'origine de l'intensification des transferts thermiques en convection forcée. De plus, il a été observé que les effets produits par les ultrasons sur l'hydrodynamique et le transfert thermique sont différents selon la fréquence ultrasonore.

Cependant, plusieurs aspects restent encore inexplorés, tels que les effets que peuvent produire plusieurs champs ultrasonores de fréquences différentes lorsqu'ils sont combinés, ou encore l'influence du régime d'écoulement sur l'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons. Cette thèse a ainsi été réalisée au LEGI, et s'inscrit dans la continuité des travaux menés sur l'intensification des transferts thermiques par ultrasons.

L'objectif de cette thèse est d'étudier l'intensification du transfert thermique par ultrasons afin de mieux en comprendre les mécanismes et en optimiser les paramètres opératoires. Une analyse applicative est ensuite développée sur l'intérêt énergétique de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons. Pour cela, une analyse du transfert thermique convectif, associée à une analyse de l'hydrodynamique, en présence d'ultrasons est menée. De plus, l'ensemble de ces analyses est réalisé pour deux fréquences ultrasonores distinctes (25 kHz et 2 MHz) afin d'apporter une distinction complémentaire des effets observés. Les campagnes d'essais nécessaires à l'étude de ces phénomènes physiques sont effectuées sur un banc d'essais issu des précédents travaux menés au LEGI, qui a été repris et amélioré au cours de cette thèse.

Ce manuscrit se structure autour de 5 chapitres. Le premier chapitre est consacré à la présentation de l'ensemble des notions physiques liées à l'intensification des transferts thermiques par ultrasons, puis s'attache à dresser un état des connaissances sur le sujet à partir de la bibliographie existante. Ce chapitre permet ainsi de dégager nettement les problématiques qui ont guidé ces travaux de thèse. Le second chapitre s'attache à décrire le banc d'essais utilisé pour cette étude, ainsi que les dispositifs permettant de générer des ultrasons. Ce chapitre présente également en détail les techniques de mesures expérimentales utilisées dans ces travaux et la méthodologie mise en place pour analyser ces mesures. Ce chapitre développe les méthodes permettant de quantifier l'évolution du transfert thermique en présence d'ultrasons. Il décrit également les techniques permettant d'analyser les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons. Le chapitre III présente l'étude menée sur l'influence de la combinaison simultanée de deux champs ultrasonores de fréquences différentes sur le transfert thermique convectif. Cette étude est réalisée en régime laminaire, et analyse les effets hydrodynamiques et thermiques produits par un champ ultrasonore unique, selon l'orientation du champ ultrasonore par rapport à l'écoulement, et selon la fréquence ultrasonore. Ces résultats sont ensuite comparés à ceux obtenus avec deux champs ultrasonores orthogonaux, de fréquences différentes. Le chapitre IV porte ensuite sur l'influence des ultrasons sur le transfert thermique convectif, selon le régime d'écoulement. Ce chapitre présente l'évolution des effets hydrodynamiques et thermiques produits par les ultrasons en fonction du régime d'écoulement pour les deux fréquences testées. Enfin, le chapitre V propose une approche plus globale du phénomène de l'intensification du transfert thermique par ultrasons, en lien avec la couche limite thermique. De plus, dans le cadre d'une démarche applicative, l'intensification des transferts thermiques est également analysée d'un point de vue énergétique, en considérant le coût de puissance supplémentaire lié à l'utilisation des ultrasons.

Chapitre I

Etude bibliographique

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter l'ensemble des problématiques physiques lié à l'intensification des transferts thermiques en convection forcée par ultrasons, en mettant en perspective de manière la plus exhaustive possible les recherches menées sur le sujet. Dans un premier temps, ce chapitre aborde les phénomènes et notions physiques générales liés aux écoulements, aux transferts thermiques et aux ultrasons, permettant l'appréhension globale du sujet. Dans un second temps, les interactions entre ultrasons et écoulements, puis entre ultrasons et transferts thermiques sont analysées au travers des résultats des différentes recherches portant sur le sujet, et permettant de mieux cerner les phénomènes physiques produits par l'utilisation des ultrasons. Enfin, ce chapitre s'attache à présenter les études menées sur l'interaction entre ultrasons, écoulements et transferts thermiques, définissant ainsi le contour des connaissances actuelles sur le sujet de ce manuscrit de thèse.

I.1 Généralités sur les écoulements

L'écoulement d'un fluide induit un transport de quantité de mouvement. De manière analogue au transport d'énergie ou de masse, ce transport peut s'effectuer de manière diffusive ou convective. Les notions physiques permettant la compréhension des mécanismes liés à l'écoulement d'un fluide, et notamment l'interaction entre fluide et surface, sont présentées dans cette section. Une attention particulière est portée sur le cas des fluides visqueux, non compressibles, s'écoulant le long d'une paroi immobile.

I.1.1 Notions de couche limite

Dans un écoulement libre en régime permanent, les particules de fluide se déplacent de manière unidirectionnelle et à la même vitesse. Lorsqu'un fluide s'écoule à une vitesse U_∞ le long d'une paroi immobile, le phénomène dit de couche limite hydrodynamique se développe. Ce type d'écoulement est généralement défini comme un écoulement externe. L'hypothèse de non-glissement à la paroi permet de considérer que, du fait d'une paroi fixe, les particules de fluide tangentes à la paroi ont une vitesse égale à 0, et exercent ainsi une contrainte de cisaillement sur les particules à proximité, qui ralentissent. Un gradient de vitesse se développe alors entre la paroi, où $U_p = 0$, et plus loin dans l'écoulement, où le fluide s'écoule à U_∞ . Cette contrainte de cisaillement, définissant le transport de quantité de mouvement diffusif, est fonction de la viscosité dynamique du fluide et du gradient de vitesse normal à la paroi, où l'axe x est parallèle à la paroi, et l'axe y orthogonal à la paroi, selon la relation suivante :

$$\tau = \mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (\text{I.1})$$

La couche limite définit donc cette région entre la paroi immobile, où $U_p = 0$, et le coeur de l'écoulement, au sein duquel la vitesse U_∞ n'est pas affectée. Son épaisseur peut

être définie telle que la distance à la paroi à partir de laquelle la vitesse a atteint 99% de la vitesse de l'écoulement libre, $U_x(y)/U_\infty = 0,99$. Sous l'effet du transfert de la quantité de mouvement, cette couche limite s'épaissit à mesure que le fluide s'écoule le long de la paroi et qu'il s'éloigne du bord d'attaque de la paroi. La figure I.1 présente un schéma du développement de la couche limite le long d'une paroi, en écoulement externe. Les différentes phases présentées sur cette figure sont discutées plus loin dans cette section.

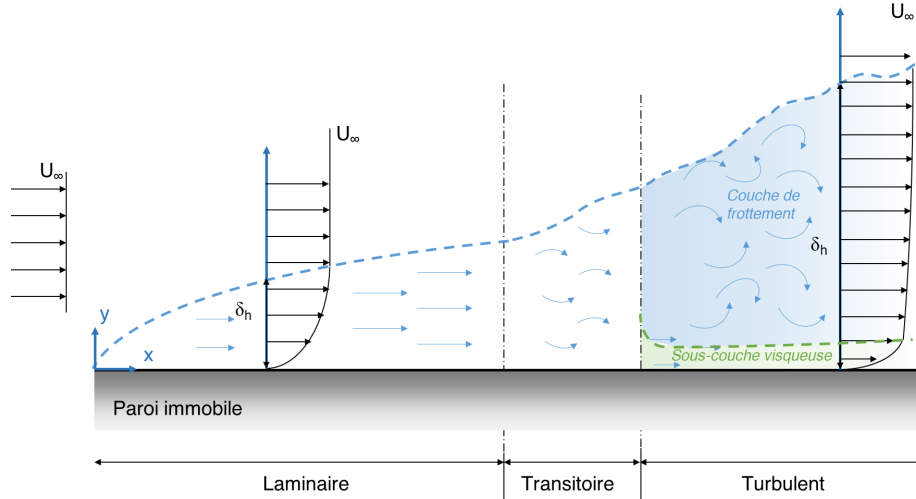


FIGURE I.1 – Schéma de l'évolution de la couche limite le long d'une paroi immobile [1]

Au début du développement de la couche limite, le déplacement des particules fluides se fait de manière régulière et prévisible sous forme de couches, s'écoulant généralement dans la même direction, sans se mélanger aux autres couches adjacentes. Les forces d'inertie de l'écoulement sont ainsi dominées par les forces visqueuses, et le transfert de quantité de mouvement est essentiellement diffusif. La couche limite est qualifiée de laminaire.

La couche limite se développant progressivement le long de la plaque, le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses évolue, la distance axiale avec le bord d'attaque de la plaque augmentant. Les forces d'inertie devenant progressivement plus importantes, des instabilités hydrodynamiques se développent au sein de la couche limite, induisant un mélange des particules fluides entre couches, sans pour autant rompre la continuité des tranches de fluide. L'état de la couche limite est défini comme transitoire.

Ces instabilités se développent et deviennent de plus en plus intenses à mesure que le fluide s'écoule le long de la plaque, jusqu'à la rupture de la continuité des tranches de fluide. Les forces d'inertie prévalent alors sur les forces visqueuses, et les particules fluides se déplacent de manière désordonnée et suivant un comportement stochastique. Cela induit généralement la présence de nombreux tourbillons, suivant différentes échelles spatiales et temporelles (Cascade de Kolmogorov). La couche limite est alors qualifiée de turbulente, et son épaisseur augmente fortement. Au sein de la couche limite turbulente se distingue une sous-couche visqueuse, ayant des propriétés similaires à la couche limite laminaire, et une couche de frottement où se développent les instabilités et tourbillons caractéristiques de la turbulence. Le développement de la couche limite turbulente le long de la plaque induit une augmentation de l'épaisseur de la couche de frottement bien plus rapide que l'augmentation de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Le phénomène de turbulence étant un sujet pour le moins complexe, la section I.1.4 y est consacrée afin d'en établir une description plus détaillée.

L'épaisseur exacte de la couche limite hydrodynamique δ_h pour un écoulement laminaire peut être déterminée à partir de la viscosité cinématique ν , décrivant la capacité du fluide à transporter une quantité de mouvement par diffusion, de la vitesse du fluide U_∞ et de la distance x parcourue le long de la paroi [2] :

$$\delta_h = \frac{4,916 \cdot x}{\sqrt{\frac{U_\infty \cdot x}{\nu}}} \quad (\text{I.2})$$

Le gradient de vitesse et donc la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi immobile sont directement liés à la couche limite, selon une évolution qui peut être approximée par l'équation suivante :

$$\tau_p \approx \mu \cdot \frac{U_\infty}{\delta_h} \quad (\text{I.3})$$

L'équation I.3 n'est pas exacte car le gradient de vitesse n'est pas constant dans la couche limite, cependant, elle illustre bien que la contrainte de cisaillement décroît avec l'épaississement de la couche limite, et donc avec l'augmentation de la distance au bord d'attaque de la plaque [3].

I.1.2 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re est un nombre adimensionnel qui permet de caractériser le régime d'écoulement. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, et est donc fonction de la vitesse débitante de l'écoulement U_m , de la longueur caractéristique L_{carac} de l'écoulement, et de la viscosité cinématique du fluide ν :

$$Re = \frac{U_{carac} \cdot L_{carac}}{\nu} \quad (\text{I.4})$$

Dans le cas d'un écoulement externe, la vitesse caractéristique correspond à U_∞ et la longueur caractéristique à la distance au bord d'attaque de la plaque x . Le nombre de Reynolds critique $Re_{x,c}$ définit la limite au-delà de laquelle la couche limite est considérée comme turbulente. Cette limite $Re_{x,c}$ peut varier en fonction de la rugosité de la surface sur laquelle s'écoule le fluide, de la présence d'éléments pouvant induire des perturbations dans l'écoulement, mais est généralement comprise entre $3 \cdot 10^5$ à $6 \cdot 10^6$ [2].

I.1.3 Spécificités d'un écoulement interne

Dans le cas d'un fluide s'écoulant au sein d'une conduite, ou entre deux plaques, le développement de la couche limite est un peu différent. La figure I.2 présente le cas d'un canal, au sein duquel une couche limite se développe sur la partie inférieure et sur la partie supérieure du canal. Les couches limites finissent par se rejoindre au centre du canal. Lorsque les couches limites se rejoignent, l'écoulement est défini comme "écoulement interne établi".

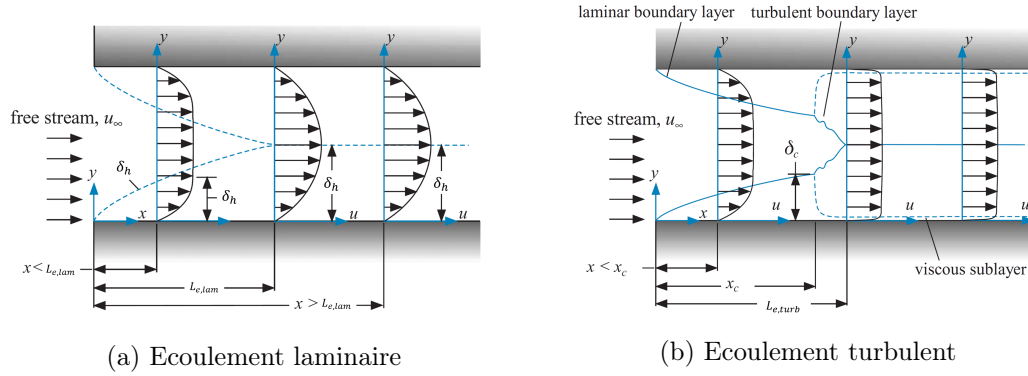


FIGURE I.2 – Etablissement d'un écoulement dans un canal selon le régime d'écoulement. Figure extraite de *Heat Transfer*, par G. Nellis et S. Klein [2].

Le diamètre hydraulique D_h permet de généraliser la notion de diamètre pour un écoulement interne au sein d'une conduite non-circulaire. Il est fonction de la section de passage S et du périmètre mouillé Π , présenté dans l'équation suivante :

$$D_h = \frac{4 \cdot S}{\Pi} \quad (\text{I.5})$$

Par ailleurs, la vitesse caractéristique de l'écoulement, nommée vitesse débitante U_m , est défini par le rapport du débit volumique Q_v et de la section de passage S :

$$U_m = \frac{Q_v}{S} \quad (\text{I.6})$$

Le nombre de Reynolds devient alors :

$$Re_{D_h} = \frac{U_m \cdot D_h}{\nu} \quad (\text{I.7})$$

Un écoulement interne peut être turbulent si les couches limites deviennent turbulentes avant de se rejoindre (*cf.* figure I.2b). Si les couches limites se rejoignent avant le développement de la turbulence, l'écoulement interne est alors laminaire (*cf.* figure I.2a), à moins qu'il ne subisse par la suite une perturbation à même de générer des instabilités dans l'écoulement, le rendant ainsi turbulent.

Pour un écoulement interne dans une conduite, il est généralement admis que le seuil d'apparition de la turbulence se situe aux alentours d'un nombre de Reynolds compris entre 2000 et 10000, selon les conditions expérimentales (*i.e.* la rugosité de la surface, l'état de l'écoulement libre en entrée, etc ...) [3]. Ainsi, lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 2000, les forces visqueuses prévalent, et l'écoulement est considéré comme laminaire. Pour un nombre de Reynolds supérieur à 10000, les forces d'inertie dominent largement les forces visqueuses et l'écoulement est considéré comme turbulent. Pour les écoulements ayant un nombre de Reynolds dans cette zone intermédiaire d'apparition de la turbulence entre 2000 et 10000, le régime d'écoulement est usuellement qualifié de transitoire.

La distance entre l'entrée du canal et le point où les couches limites inférieure et supérieure se rejoignent est nommée longueur d'établissement L_e . Si la longueur d'établissement est supérieure à la longueur totale de la conduite, les couches limites ne se rejoignent donc pas, et l'écoulement peut être considéré comme un écoulement externe.

Dans le cas d'un canal plat, la longueur d'établissement pour un écoulement laminaire peut être calculée à partir de la formule suivante [4] :

$$\frac{L_e}{D_h} = 0,011 \cdot Re_{D_h} \frac{0,315}{1 + 0,0175 \cdot Re_{D_h}} \quad (\text{I.8})$$

Lorsque l'écoulement est établi, le profil de vitesse de l'écoulement est le même, quelle que soit la position axiale dans la conduite. Ainsi, d'après l'équation (I.3), si l'épaisseur

de la couche limite et la vitesse de l'écoulement n'évoluent pas, alors la contrainte de cisaillement reste constante dans un écoulement interne, dès lors qu'il est établi [2]. Pour un écoulement laminaire hydrodynamiquement établi entre deux plaques parallèles, avec la distance entre les deux plaques définie comme l'entraxe d , le profil de vitesse peut être déterminé à partir de l'équation suivante, fonction de la vitesse U_{max} qui correspond à $3/2$ de la vitesse débitante U_m :

$$U_x(y) = U_{max} \cdot \frac{(y^2 - d \cdot y)}{(0,5 \cdot d)^2} \quad (\text{I.9})$$

I.1.4 Turbulence

I.1.4.1 Description de la turbulence

La turbulence se déclenche dans un écoulement lorsque les forces d'inertie dominent les forces visqueuses. Le nombre de Reynolds présenté dans la section précédente caractérise ce rapport entre forces d'inertie et forces visqueuses et permet d'identifier lorsqu'un écoulement est turbulent.

La prévalence des forces d'inertie génère alors des tourbillons, apparaissant de manière stochastique, selon différentes échelles de temps et de taille. La figure I.3 présente un exemple de ces tourbillons. Les lignes de courants ne sont plus vraiment identifiables car les particules de fluide se déplacent de manière aléatoire dans toutes les directions, sous l'influence des tourbillons (tout en se déplaçant en moyenne selon la direction de l'écoulement).



FIGURE I.3 – Visualisation d'une coupe longitudinale de la couche limite turbulente qui se développe sur une plaque plane, dans l'air. D'après les travaux de Laadhari, extrait de *Turbulence*, par Bailly *et al.* [5].

Le déplacement désordonné des particules fluides dans les écoulements turbulents implique donc des fluctuations spatiales et temporelles aléatoires de la vitesse. De par ce caractère aléatoire, il est nécessaire d'utiliser une description statistique des écoulements turbulents, en décrivant les champs moyens et leurs fluctuations.

Si l'on imagine une expérience où l'on mesure la composante u_x de la vitesse d'un écoulement turbulent en un point donné, et que l'on répète la mesure un nombre de fois suffisamment important, il sera possible d'obtenir une valeur moyenne de la vitesse $\overline{u_x}$. Les fluctuations de la vitesse à chaque mesure par rapport à la moyenne sont définies par u'_x , avec $\overline{u'_x} = 0$. Cette description est appelée décomposition de vitesse de Reynolds. Il est ainsi possible de décrire la composante u_x de la vitesse sous la forme suivante :

$$u_x = \overline{u_x} + u'_x \quad (\text{I.10})$$

A partir des fluctuations de la vitesse instantanée u' selon les 3 composantes spatiales, il est possible de calculer l'énergie cinétique de turbulence (*TKE*), correspondant à la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse dans chaque direction (généralement dénommée u_{rms}) au carré et multipliée par $1/2$, de la manière suivante [5] :

$$TKE = \frac{1}{2} \left(\overline{(u'_x)^2} + \overline{(u'_y)^2} + \overline{(u'_z)^2} \right) \quad (\text{I.11})$$

Par ailleurs, à partir de la décomposition de la vitesse, et de l'équation de Navier-Stokes, il est possible de définir la contrainte de Reynolds :

$$\tau_{turb} = -\rho \overline{u'_x u'_y} \quad (\text{I.12})$$

La contrainte de Reynolds (ou contrainte turbulente) rend compte du transport de quantité de mouvement dû aux fluctuations turbulentes, elle caractérise ainsi les phénomènes convectifs au sein de la turbulence. Le terme $\overline{u'_x u'_y}$, de par la relation entre les fluctuations u'_x et u'_y , est généralement négatif [5], ce qui implique que la contrainte de turbulence est positive.

Il est intéressant de noter que ce tenseur de Reynolds peut être exprimé par analogie à la contrainte de cisaillement liée à la viscosité τ :

$$\tau_{turb} = \mu_{turb} \left(\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_y}}{\partial x} \right) \quad (\text{I.13})$$

Cette viscosité turbulente μ_{turb} ne correspond pas à une réalité physique, car indépendante des propriétés physiques du fluide, mais caractérise la turbulence pour un écoulement donné, selon le fluide et la géométrie considérés. Elle permet de rendre compte de l'augmentation de la friction et du transport de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent.

À partir de la contrainte de Reynolds, on peut exprimer la contrainte totale τ_{tot} dans un écoulement ainsi :

$$\tau_{tot} = \underbrace{\mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial y}}_{\text{contrainte visqueuse}} - \underbrace{\overline{\rho u'_x u'_y}}_{\text{contrainte turbulente}} \quad (\text{I.14})$$

Cette contrainte totale représente le transport de quantité de mouvement par diffusivité et par convection dans un écoulement turbulent. La contrainte totale est largement dominée par la contrainte turbulente. En effet, les mouvements de fluide perpendiculaires à la paroi, sous l'influence des tourbillons produits par la turbulence, transportent beaucoup plus de quantité de mouvement que ne le ferait la diffusion sur le même laps de temps. Cependant, dans le cas où l'on se place à proximité de la paroi, les effets visqueux redeviennent alors prépondérants. Ainsi, par rapport à un écoulement laminaire, la couche limite turbulente est caractérisée par une contrainte pariétale de cisaillement plus élevée, et donc un gradient de vitesse bien plus important. Son épaisseur totale (sous-couche visqueuse + couche de frottement) peut être approximée à partir de l'équation suivante [2] :

$$\delta_{h,turb} \approx \frac{0,16 \cdot x}{Re_x^{1/7}} \quad (\text{I.15})$$

Pour le cas d'un écoulement interne, la longueur d'établissement $L_{e,turb}$ peut ainsi être déterminée tel que :

$$L_{e,turb} \approx D_h \cdot 3,8 \cdot Re_{D_h}^{1/6} \quad (\text{I.16})$$

Dans un écoulement turbulent, la couche limite peut-être décomposée en plusieurs zones, comme décrit brièvement dans la section I.1.1. La sous-couche visqueuse correspond à la couche située entre la plaque et le reste de l'écoulement. Ses propriétés sont similaires à celles de la couche limite laminaire. Lorsque l'on se place au niveau de cette sous-couche visqueuse, la contrainte turbulente est nulle ($-\rho \overline{u'_x u'_y} = 0$), la contrainte totale τ_{tot} se réduit donc à la contrainte visqueuse $\mu \cdot (\partial u_x / \partial y)$. À partir de la contrainte visqueuse, il est possible de calculer une vitesse de frottement à la paroi :

$$u_f = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (\text{I.17})$$

Cette vitesse de frottement représente une échelle de vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes. En adimensionnalisant les variables de paroi avec cette vitesse de frottement :

$$u^+ = \frac{\overline{u_x}}{u_f} \quad (\text{I.18})$$

et

$$y^+ = \frac{y \cdot u_f}{\nu} \quad (\text{I.19})$$

Il est alors possible de définir la répartition de la vitesse dans la sous-couche visqueuse par une loi linéaire :

$$u^+ = y^+ \quad (\text{I.20})$$

Dans la couche de frottement, l'évolution de la vitesse suit une loi logarithmique, définie grâce aux variables de paroi adimensionnalisées u^+ et y^+ :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad (\text{I.21})$$

Où κ est la constante de von Kármán, et C une constante. Ces constantes peuvent être déterminées empiriquement. Dans le cas d'une conduite lisse, $\kappa \approx 0,4$ et $C \approx 5,5$ [5].

La figure I.4 présente le profil des vitesses moyennes au sein d'une couche limite turbulente. La modélisation de la loi linéaire ($u^+ = y^+$) dans la sous-couche visqueuse est valable jusqu'à $y^+ = 5$. En effet, au-delà la turbulence devient prépondérante, et le profil de vitesse ne suit plus une évolution linéaire. Entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique se trouve une zone dite tampon, définie pour $5 \leq y^+ \leq 30$. A partir de $y^+ = 30$ se trouve la zone logarithmique [5].

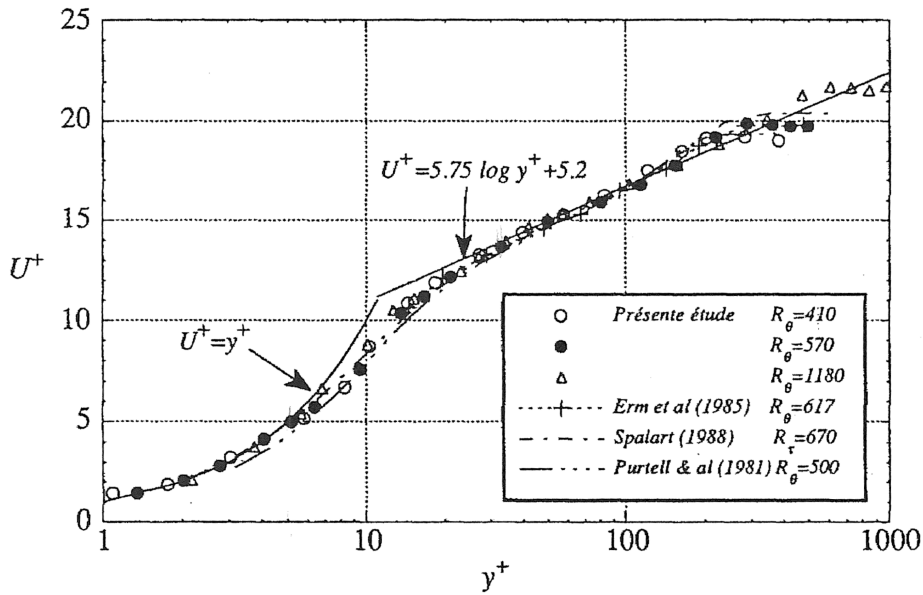


FIGURE I.4 – Profil de vitesses moyennes pour une couche limite turbulente dans l'eau avec référence prise à la paroi. D'après les travaux de Laadhari, Erm *et al.*, Spalart et Purtell *et al.*, extrait de *Turbulence*, Bailly *et al.* [5].

Il est cependant possible de déterminer le profil de vitesse pour un écoulement turbulent à partir de modèles empiriques, le plus simple et le plus connu étant le profil de vitesse nommé loi de puissance "1/7". Pour un écoulement turbulent hydrodynamiquement établi entre deux plaques parallèles, avec un entraxe d , le profil de vitesse peut être déterminé à partir de l'équation suivante :

$$U_x(y) = U_{max} \cdot \frac{y}{0,5 \cdot d}^{1/7} \quad (\text{I.22})$$

Où U_{max} peut être déterminée à partir de la formule suivante :

$$U_{max} \approx U \cdot \left(1 + 1,33 \cdot \sqrt{(100 \cdot Re_{D_h})^{-1/4}} \right) \quad (\text{I.23})$$

I.1.4.2 Effets de la turbulence

Les fluctuations de vitesse au sein d'un écoulement turbulent induisent donc une contrainte de cisaillement bien plus importante que pour un écoulement laminaire, à travers la contrainte turbulente, et par conséquent permettent un transport de quantité de mouvement bien plus efficace grâce aux effets convectifs qu'elles produisent, comparativement aux transferts diffusifs prépondérants en écoulement laminaire. Le résultat est analogue pour le transfert thermique, les transferts convectifs produits par un écoulement turbulent sont bien plus efficaces que ceux produits par le transfert diffusif. L'intérêt de la turbulence pour le transfert thermique sera présenté plus en détails dans la section I.2.2.

Cependant, l'augmentation de la vitesse dans un objectif d'augmenter la contrainte de cisaillement produite par la turbulence induit également des pertes de charge plus importantes, et donc une puissance à fournir plus importante afin de surmonter les pertes de charge et mettre en circulation le fluide. Ces aspects sont discutés dans la partie suivante.

I.1.5 Pertes de charge

L'écoulement d'un fluide dans une conduite induit une dissipation d'énergie mécanique appelée pertes de charge Δp . Ces pertes de charge peuvent être classées en deux catégories, selon l'origine de cette dissipation d'énergie mécanique. La dissipation d'énergie due aux frottements d'un fluide visqueux le long d'une paroi fixe, de par la contrainte de cisaillement, est appelée perte de charge régulière (ou linéaire). La dissipation d'énergie due aux changements brutaux de section de passage ou de direction d'une conduite est appelée perte de charge singulière.

Les pertes de charge linéaires sont fonction d'un coefficient de frottement Λ lié à la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi, tel que :

$$\Lambda = \frac{\tau_p \cdot 8}{\rho \cdot U_m^2} \quad (\text{I.24})$$

Il est cependant généralement déterminé à partir du nombre de Reynolds et de la rugosité relative de la conduite, grâce au diagramme de Moody [2].

Les pertes de charge linéaires peuvent être calculées à partir d'une formule générale fonction de ce coefficient de frottement Λ , des dimensions de la conduite telles que la longueur L et le diamètre hydraulique D_h , de la masse volumique du fluide ρ et de la vitesse débitante U_m :

$$\Delta p = \Lambda \cdot \frac{L}{D_h} \cdot \frac{\rho \cdot U_m^2}{2} \quad (\text{I.25})$$

La puissance hydraulique, soit la puissance que fournit la pompe d'un circuit pour mettre le fluide en circulation, est fonction des pertes de charge et du débit volumique :

$$P_h = \Delta p \cdot Q_v \quad (\text{I.26})$$

L'augmentation de la perte de charge joue donc un rôle prédominant dans la puissance de pompage pour un circuit, et donc dans le coût d'un procédé.

I.1.6 Conclusions de la section I.1

L'étude des écoulements visqueux en conduite implique nécessairement la compréhension du phénomène de couche limite, qui induit le développement d'un gradient de vitesse entre la paroi, où la vitesse est nulle, et le coeur de l'écoulement, où la vitesse n'est pas affectée. La contrainte de cisaillement à la paroi, caractérisant le transfert de quantité de mouvement, est ainsi définie en fonction de la viscosité du fluide et de ce gradient de vitesse au niveau de la paroi. Le transfert de quantité de mouvement est donc fortement lié à l'état de la couche limite. Cette couche limite varie en fonction du régime d'écoulement, qui peut être évalué par le nombre de Reynolds, définissant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. La couche limite peut être laminaire, les forces visqueuses prévalent et le transfert de quantité de mouvement est diffusif. Lorsque les forces d'inertie dominent les forces visqueuses, la couche limite est alors turbulente, et le transfert de quantité de mouvement est bien plus important, grâce au transfert convectif produit par les forces d'inertie. Seule reste une petite zone à proximité de la paroi, définie comme la sous-couche visqueuse, où le transfert de quantité de mouvement est diffusif. La turbulence permet d'améliorer les transferts, quelle que soit leur nature (quantité de mouvement, thermique, matière, ...) entre la paroi et l'écoulement. Cependant, cela induit également une augmentation de la dissipation d'énergie entre le fluide et la paroi, sous forme de frottement, ce qui se traduit par une augmentation de la puissance hydraulique. Ces notions de mécanique des fluides sont donc essentielles à la compréhension des phénomènes de transfert thermique, présentés dans la suite de ce manuscrit.

I.2 Généralités sur les transferts thermiques

Le transfert thermique est un transfert d'énergie dû à un gradient de température. Ce transfert peut s'effectuer selon 3 modes différents, qui peuvent se combiner. La conduction induit un transfert de proche en proche de la chaleur par diffusion, sans déplacement de matière. Le rayonnement permet un transfert d'énergie par rayonnement électromagnétique. Enfin, le déplacement de matière au sein d'un fluide soumis à un gradient de température permet un transfert thermique dénommé convection. Cette section s'attachera à développer les notions physiques liées au transfert thermique par conduction et par convection, le rayonnement étant un phénomène bien distinct et n'occupant qu'une place marginale dans les transferts thermiques étudiés dans cette thèse.

I.2.1 Conduction

La conduction est un transfert thermique par diffusion, sans mouvement de matière, provoquée par l'existence d'un gradient de température au sein d'un milieu. L'intensité du transfert thermique peut être caractérisée par la densité de flux thermique φ , caractérisant la puissance transférée pour une surface donnée. Cette densité de flux thermique est définie par la loi de Fourier, présentée dans l'équation suivante selon une dimension (flux unidirectionnel) :

$$\varphi = -k \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (\text{I.27})$$

Le coefficient k correspond à la conductivité thermique du matériau. C'est une caractéristique physique qui varie grandement selon le matériau et son état physique. Il définit ainsi sa capacité à transférer l'énergie thermique. Il apparaît que le transfert thermique par conduction présentée par l'équation (I.27) suit une loi similaire au transport de quantité

de mouvement, présentée dans l'équation (I.1). En effet, ces équations caractérisent des phénomènes de transport par diffusion, portés par un gradient.

Dans le cas d'un mur plan d'épaisseur e et de surface S , soumis à un gradient de température entre T_1 et T_2 , le flux thermique par conduction en régime stationnaire et selon une dimension peut ainsi être déterminé de la manière suivante :

$$\Phi = \frac{k \cdot S}{e} \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{I.28})$$

Cet exemple est un cas classique de conduction unidirectionnelle. Il est schématisé sur la figure I.5.

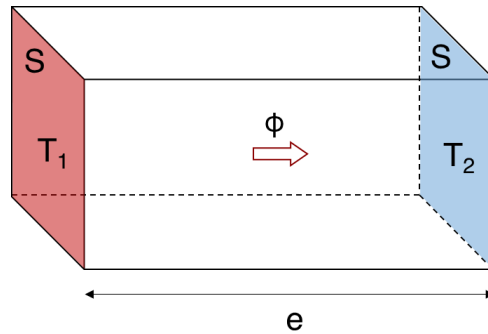


FIGURE I.5 – Schéma représentatif de la conduction au sein d'un mur plan soumis à un gradient de température.

I.2.2 Convection

La convection est un mode de transfert thermique se produisant au sein d'un fluide ou entre un fluide et une paroi solide. La convection se caractérise notamment par des mouvements macroscopiques du milieu. Ces mouvements peuvent être générés par la gravité, lorsqu'un gradient de température s'établit dans le fluide, induisant ainsi une différence de masse volumique. La masse du fluide le plus chaud, ayant une masse volumique plus faible, acquiert un mouvement ascendant, tandis que la masse du fluide le plus froid acquiert un mouvement descendant. Ce type de convection est appelé convection naturelle. Lorsque le fluide est mis en mouvement par des forces mécaniques extérieures, comme avec l'utilisation d'un ventilateur ou d'une pompe, on parle de convection forcée.

La convection est donc caractéristique d'un transfert d'énergie advectif, lié au mouvement de la matière. L'existence d'un gradient de température entre une surface et un fluide induit donc l'existence d'une couche limite thermique, où le transfert sera alors essentiellement diffusif. Par ailleurs, le transfert thermique peut également être réalisé avec changement de phase (régime diphasique), induisant un transfert thermique bien plus important. Les mécanismes de ce dernier type de transfert thermique sont bien plus complexes et dépassent le cadre de cette thèse, ils ne sont donc pas traités ici. Cette section s'attache essentiellement à présenter les phénomènes liés à la convection monophasique, au coeur du sujet de ces travaux.

I.2.2.1 Couche limite thermique

De manière similaire à la couche limite hydrodynamique, lorsqu'un fluide à une température T_∞ est en contact avec une paroi à une température T_p différente de T_∞ , le phénomène de couche limite thermique se développe. Dans le cas d'une paroi chauffante en contact avec un fluide plus froid, la température des particules de fluide directement adjacentes à la paroi est quasiment égale à la température de paroi, et un gradient de température se développe entre la paroi à T_p et le coeur du fluide à T_∞ .

Dans le cas de la convection naturelle, le gradient de température induit un gradient de masse volumique au sein du fluide produisant une mise en mouvement du fluide. Le développement d'un gradient de vitesse étant par conséquent uniquement dû au gradient de température, les couches limites hydrodynamique et thermique auront donc des tailles similaires. Dans le cas d'une plaque chauffante verticale immergée dans un fluide, la couche limite se développe donc de manière ascendante, en s'épaississant le long de la plaque.

Le reste de cette section se consacrera essentiellement au développement de la couche limite en convection forcée en régime laminaire. Dans le cas d'un écoulement en convection forcée, parallèle à la paroi chauffante, la couche limite thermique s'épaissit le long de la plaque chauffante, suivant le sens de l'écoulement. Cette épaisseur de couche limite thermique peut être calculée de manière similaire à la couche limite hydrodynamique (cf. équation I.2), en fonction de la vitesse U_∞ et de la position au niveau de la plaque x , tel que :

$$\delta_{th} = \frac{4,916 \cdot x}{\sqrt{\frac{u_\infty \cdot x}{\nu}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\nu}{\alpha}}} \quad (\text{I.29})$$

La diffusivité thermique α , présente dans l'équation (I.29), décrit la capacité d'un fluide à transporter de l'énergie thermique par diffusion. Elle peut être déterminée à partir de la conductivité thermique k , de la capacité thermique massique C_p et de la masse volumique ρ d'un fluide, tel que :

$$\alpha = \frac{k}{\rho \cdot C_p} \quad (\text{I.30})$$

Le rapport entre la capacité d'un fluide à transporter de la quantité de mouvement et de l'énergie par diffusion est défini par le nombre de Prandtl Pr . Ce nombre adimensionnel permet de caractériser la rapidité des phénomènes hydrodynamiques par rapport aux phénomènes thermiques dans un fluide. Il est défini de la manière suivante :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{I.31})$$

Ainsi, un fluide ayant un nombre de Prandtl supérieur à 1 (l'eau par exemple, $Pr = 7$ à $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) transportera bien mieux la quantité de mouvement que l'énergie thermique. Cela peut être illustré en calculant le rapport de l'épaisseur des couches limites laminaire hydrodynamique et thermique, données respectivement par les équations (I.2) et (I.29), qui est ainsi uniquement fonction du nombre de Prandtl :

$$\frac{\delta_{th}}{\delta_h} = \frac{\sqrt{\frac{u_\infty \cdot x}{\nu}}}{\sqrt{\frac{u_\infty \cdot x}{\nu}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\nu}{\alpha}}} = \frac{1}{\sqrt[3]{Pr}} \quad (\text{I.32})$$

L'équation (I.32) montre que l'écoulement d'un fluide dont le nombre de Prandtl est supérieur à 1, et dont les couches limites thermique et hydrodynamique se développent simultanément, induira une couche limite hydrodynamique plus épaisse. Ce rapport des couches limites en fonction du nombre de Prandtl est illustré sur la figure I.6.

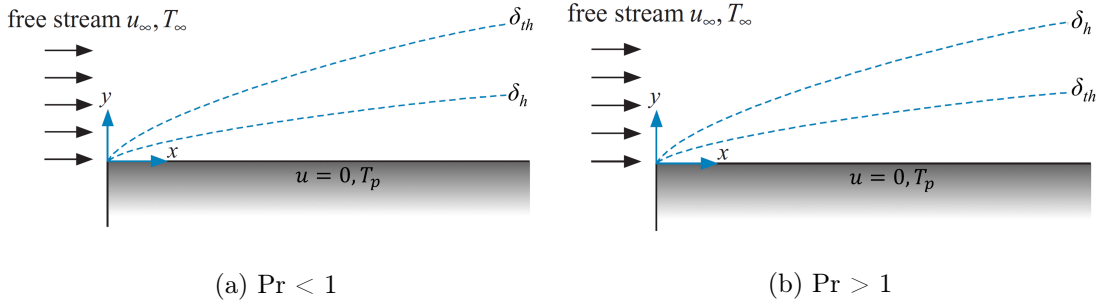


FIGURE I.6 – Schéma de l'évolution des couches limites thermique et hydrodynamique selon le nombre de Prandtl. Figure extraite de *Heat Transfer*, par G. Nellis et S. Klein [2].

De manière analogue à la couche limite hydrodynamique, en convection interne, un écoulement est considéré comme thermiquement établi lorsque les couches limites thermiques se rejoignent. Ainsi, la longueur d'établissement de la couche limite thermique en régime laminaire peut être approximée à partir de l'équation suivante [2] :

$$\frac{L_{etab,th}}{D_h} \approx 0,06 \cdot Re_{D_h} \cdot Pr \quad (I.33)$$

Dans le cas d'un écoulement turbulent, l'équation suivante permet de calculer la longueur d'établissement de la couche limite thermique [4] :

$$\frac{L_{etab,th}}{D_h} = \frac{0,04 \cdot Re_{D_h} \cdot Pr}{1 + 0,002 \cdot Re_{D_h} \cdot Pr} \quad (I.34)$$

Au sein de la couche limite thermique, le transfert thermique est diffusif, il peut alors être approximé comme de la conduction au niveau de la paroi :

$$\varphi_p \approx k \frac{(T_p - T_\infty)}{\delta_{th}} \quad (I.35)$$

Le transfert thermique au niveau de la paroi se comporte ainsi comme la contrainte de cisaillement τ_p (cf. équation (I.3)). L'épaississement des couches limites hydrodynamique et thermique induit respectivement une diminution du transfert de quantité de mouvement, et du transfert thermique à la paroi.

Le transfert thermique à la paroi est généralement quantifié par un coefficient de transfert thermique convectif h , défini par la loi de Newton :

$$\varphi_p = h \cdot (T_p - T_\infty) \quad (I.36)$$

A partir des équations (I.35) et (I.36), on peut donc définir le coefficient de transfert thermique en fonction de l'épaisseur de la couche limite thermique et de la conductivité du fluide, tel que :

$$h \approx \frac{k}{\delta_{th}} \quad (I.37)$$

L'équation (I.37) permet de donner un sens physique au coefficient de transfert thermique h . Le transfert thermique par convection est fonction du rapport entre la capacité du fluide à transmettre l'énergie thermique, et l'épaisseur de la couche limite thermique, limitant le transfert thermique. Un fluide ayant une conductivité thermique élevée induira généralement un coefficient de transfert thermique élevé, tandis que l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique, induira un coefficient de transfert thermique h plus faible [2].

Cependant, avec le développement de l'écoulement le long de la plaque chauffante, il apparaît alors la possibilité que se développent des instabilités, et donc de la turbulence. Comme l'ont montré les paragraphes précédents, le transport d'énergie se comporte de

manière similaire au transport de quantité de mouvement. En effet, les tourbillons produits par un écoulement turbulent à proximité d'une paroi chauffante permettent de transporter bien plus d'énergie que dans un écoulement laminaire. La turbulence permet ainsi de réduire la couche limite à une sous-couche visqueuse dont l'épaisseur est bien plus petite que la couche limite laminaire. Le coefficient de transfert thermique est alors bien plus élevé. La figure I.7 présente l'évolution qualitative conjointe de la contrainte de cisaillement et du coefficient de transfert thermique le long d'une paroi.

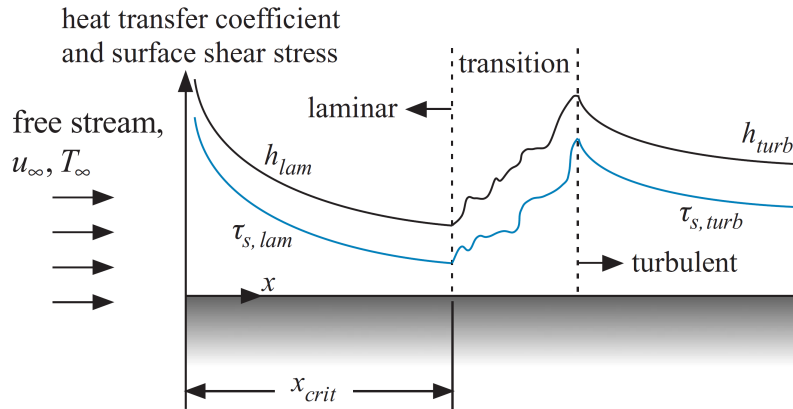


FIGURE I.7 – Evolution qualitative de la contrainte de cisaillement τ et du coefficient de transfert thermique h le long d'une paroi. Figure extraite de *Heat Transfer*, par G. Nellis et S. Klein [2].

I.2.2.2 Grandeurs adimensionnelles en convection

La qualité du transfert thermique convectif est généralement définie par le nombre de Nusselt, qui est une grandeur adimensionnelle décrivant le rapport de l'énergie thermique transférée par convection et par conduction dans le fluide. Il est fonction du coefficient de transfert thermique h , de la longueur caractéristique du problème L_{carac} , et de la conductivité thermique du fluide k :

$$Nu = \frac{h \cdot L_{carac}}{k} \quad (I.38)$$

Pour un écoulement externe, la longueur caractéristique correspond à la position axiale le long de la paroi x , tandis que pour un écoulement interne, c'est le diamètre hydraulique D_h qui est utilisé comme longueur caractéristique.

En convection naturelle, le nombre de Grashof permet de caractériser le rapport entre les forces de gravité générant le mouvement du fluide et les forces visqueuses, et est ainsi analogue au nombre de Reynolds (utilisé en convection forcée). le nombre de Grashof est fonction de la différence de température entre la paroi et le fluide, de la longueur caractéristique, de la viscosité cinématique du fluide, ainsi que de l'accélération gravitationnelle g et du coefficient de dilatation du fluide β . Il est défini ainsi :

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_p - T_\infty) \cdot L_{carac}^3}{\nu^2} \quad (I.39)$$

Le transfert thermique en convection naturelle est donc fonction du nombre de Grashof et du rapport entre les effets hydrodynamiques et les effets thermiques, caractérisé par le nombre de Prandtl. Ainsi, les formules empiriques permettant de déterminer le nombre de Nusselt prennent généralement la forme suivante :

$$Nu = C_{c,n} \cdot (Gr \cdot Pr)^m \quad (I.40)$$

Avec $C_{c,n}$ et m des constantes dépendantes des configurations étudiées pour la convection naturelle.

Dans le cas de la convection forcée, la formulation est analogue, le transfert thermique est donc fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl. Les formules empiriques permettant de déterminer le nombre de Nusselt suivent généralement la forme suivante :

$$Nu = C_{c,f} \cdot Re^{n_1} \cdot Pr^{n_2} \quad (\text{I.41})$$

Avec $C_{c,f}$, n_1 et n_2 qui sont des constantes dépendantes des types d'écoulements et des configurations étudiées en convection forcée.

Ces aspects généraux concernant les transferts thermiques convectifs monophasiques permettent de donner un sens physique aux grandeurs utilisées, et une compréhension de la similarité des phénomènes de transport de quantité de mouvement et d'énergie thermique. Le transfert thermique convectif est donc conditionné à l'état de la couche limite thermique, et dans le cas d'un fluide ayant un nombre de Prandtl supérieur à 1, de l'état de la couche limite hydrodynamique (ce qui est le cas pour de nombreux fluides caloporteurs, dont l'eau). Dans des conditions géométriques données, l'augmentation du débit, et donc l'augmentation du nombre de Reynolds, permet d'améliorer le transfert thermique, caractérisé par le nombre de Nusselt. En effet, la turbulence permet de transporter bien plus d'énergie et de quantité de mouvement que par transfert diffusif. Ainsi, dans un objectif d'amélioration des transferts thermiques convectifs, la génération de turbulence est un moyen d'arriver à cela. Cependant, comme discuté dans la section I.1.5, dans le cas d'un écoulement interne, l'augmentation de la turbulence et donc de la contrainte de cisaillement induisent une augmentation de la perte de charge, et donc de la puissance hydraulique.

I.2.3 Intensification des transferts thermiques convectifs

Cette section a pour objectif de présenter différentes méthodes existantes permettant d'améliorer les transferts thermiques en régime monophasique, sans modification du débit. De très nombreuses recherches ont été menées sur le sujet, et l'objectif ici n'est pas d'en établir une revue exhaustive. Ainsi, cette section s'attachera à présenter les méthodes d'intensification des transferts thermiques n'impliquant pas une modification des propriétés physico-chimiques du fluide (par exemple : ajout de nano-particules dans le fluide), ou de la paroi chauffante (par exemple : dopage de la conductivité thermique de la paroi grâce à des polymères). Le champ des techniques étudiées peut se diviser selon deux catégories : les techniques passives, permettant l'intensification permanente du transfert thermique, et les techniques actives, requérant une intervention extérieure et induisant une intensification temporaire du transfert thermique, liée à l'activation du mécanisme d'intensification.

I.2.3.1 Techniques passives

Les techniques passives d'amélioration du transfert thermique sont généralement basées sur la modification de la géométrie de la canalisation, ou l'insertion de dispositifs au sein de l'écoulement. Elles génèrent donc une amélioration du transfert thermique en perturbant la couche limite, mais induisent par conséquent une augmentation des pertes de charge. L'intérêt d'un dispositif permettant d'améliorer les transferts thermiques peut être évalué à partir du rapport d'amélioration du transfert thermique pour le même débit (calculé à partir du coefficient de frottement), défini comme le facteur d'efficacité E , selon la formule suivante [6] :

$$E = \frac{Nu/Nu_0}{(\Delta/\Delta_0)} \quad (\text{I.42})$$

Ou bien à partir du rapport d'amélioration du transfert thermique pour la même puissance de pompage, défini par le Performance Evaluation Criterion (PEC) [7], tel que :

$$PEC = \frac{Nu/Nu_0}{(\Lambda/\Lambda_0)^{1/3}} \quad (I.43)$$

Les techniques passives d'intensification du transfert thermique peuvent se distinguer selon plusieurs catégories. La corrugation de la surface chauffante est une technique répandue dans les échangeurs de chaleur. La formation d'une rugosité artificielle de la surface permet de faciliter la génération de turbulence au sein de l'écoulement, mais également de perturber la sous-couche visqueuse en générant des zones de décollement de couche limite permettant un meilleur mélange et favorisant l'apparition de recirculations locale régulières, à proximité de la paroi, sans pour autant perturber complètement le coeur de l'écoulement. Plusieurs types de corrugations peuvent être utilisés, selon l'usage. Les chevrons (un exemple est présenté sur la figure I.8) ont été largement étudiés pour les échangeurs à plaques, comme le montre la revue de Zhang *et al.* [8], avec de nombreuses études portant sur l'influence des paramètres géométriques des chevrons sur le transfert thermique, ainsi que sur les pertes de charge. L'angle γ des chevrons (présenté sur la figure I.8) apparaît comme le paramètre géométrique le plus important, le transfert thermique et les pertes de charge augmentant conjointement avec l'augmentation de l'angle de chevron. Le rapport entre la hauteur des chevrons et la distance entre chaque chevron semble également jouer un rôle notable, son augmentation permettant d'améliorer le transfert thermique grâce à la perturbation de la couche limite ainsi qu'à l'augmentation de la surface d'échange, cependant cela induit également une augmentation des pertes de charge. Concernant le régime d'écoulement, les plaques corruguées semblent plutôt favorables aux faibles nombres de Reynolds, l'augmentation de ce dernier induisant généralement une diminution du critère d'évaluation de performance (PEC).

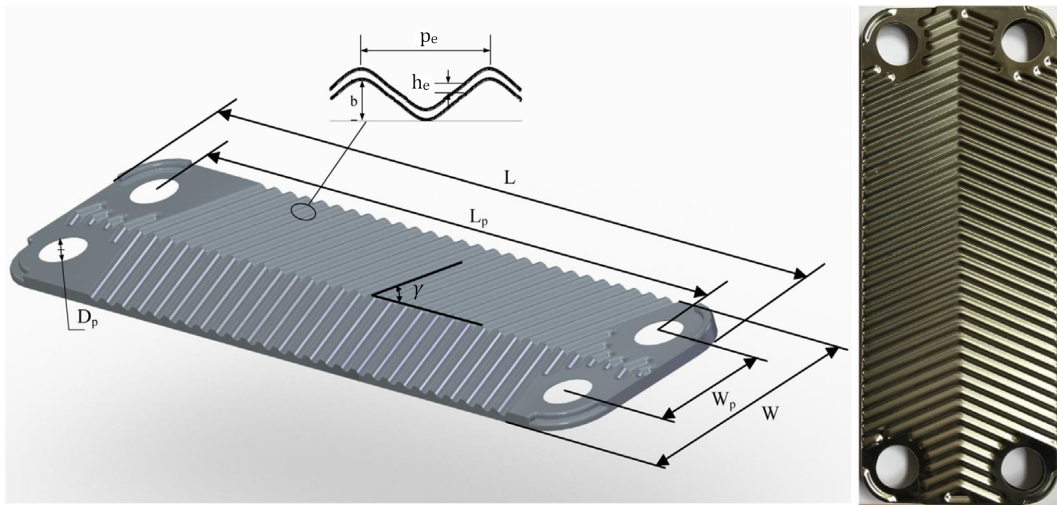


FIGURE I.8 – Représentation annotée des paramètres géométriques, et photographie d'une plaque corruguée en chevrons [8]

Dans les échangeurs tubulaires, l'utilisation de nervures, internes ou externes a été largement étudiée. Kareem *et al.* [9] ont présenté une revue exhaustive des travaux menés sur les tubes corrugués, pour des régimes d'écoulement différents. Les paramètres géométriques de ces corrugations (écart entre chaque corrugation, angle et profondeur de la corrugation) jouent un rôle critique dans l'intensification du transfert thermique généré. La figure I.9 présente un exemple de tubes corrugués.

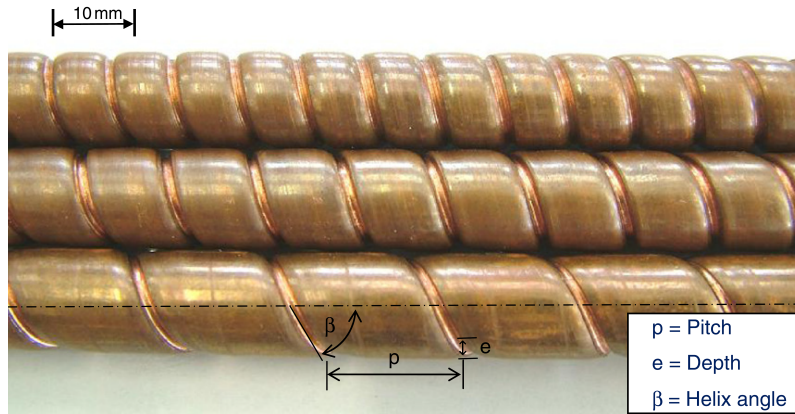


FIGURE I.9 – Photographie de tubes corrugués, annotée des différents paramètres géométriques [10].

L'usage de corrugation peut s'inclure dans une perspective plus générale de formation de vortex au sein d'écoulement interne, permettant l'intensification des transferts thermiques. Les tourbillons longitudinaux multiples constituent des écoulements secondaires permettant d'améliorer le mélange entre le fluide au coeur de l'écoulement et le fluide à proximité de la paroi, ainsi que de réduire l'épaisseur de la couche limite thermique [11].

De plus, Zheng *et al.* [6] ont dressé un état de l'art des possibilités d'optimisation d'un écoulement permettant d'intensifier le transfert thermique, tout en minimisant l'augmentation des pertes de charge induites par cette modification. Ils ont ainsi démontré que la formation de tourbillons longitudinaux multiples permettait d'obtenir des résultats remarquables. En effet, l'augmentation du nombre de tourbillons constitue d'autant plus d'écoulements secondaires, et peut donc induire une intensification du transfert thermique plus importante que l'augmentation des pertes de charge, selon les conditions d'écoulement. La figure I.10 présente la structure d'un écoulement présentant des tourbillons longitudinaux.

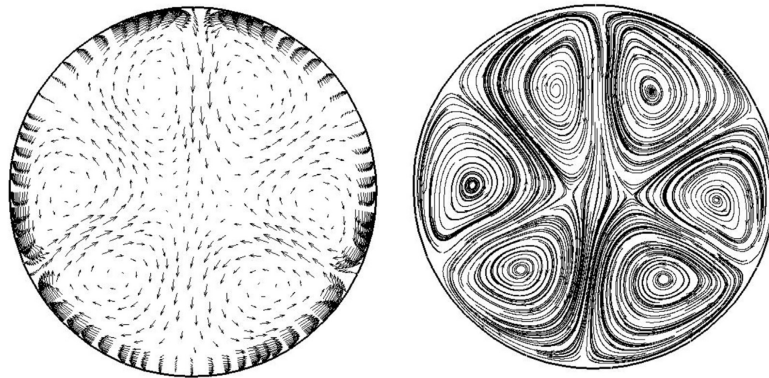


FIGURE I.10 – Structure d'un écoulement présentant six tourbillons longitudinaux selon les vecteurs de vitesse (à gauche) et les lignes de courant (à droite) [12].

La formation de tourbillons peut alors être réalisée par diverses techniques telles que l'utilisation de corrugation, ou encore des inserts intégrés dans les tubes.

Les tubes corrugués permettent la formation de tourbillons longitudinaux, dépendant de l'arrangement géométrique des corrugations (tels que la hauteur des nervures ainsi que l'angle par rapport à l'écoulement), et ainsi une amélioration significative du transfert thermique. De plus, la présence de rainures ou de nervures n'entraîne qu'une augmentation relativement faible des pertes de charge. Cependant, la difficulté se trouve dans la fabrication de ces tubes corrugués, notamment à des échelles industrielles.

Les inserts permettant de générer des tourbillons (*swirl devices* en anglais) regroupent

plusieurs dispositifs tels que les rubans torsadés ou encore les fils spiralés. Utilisé dans les échangeurs tubulaires, ce type de dispositif permet de générer un mouvement tourbillonnaire longitudinal unique dans le tube. Il est ensuite possible de combiner plusieurs générateurs de tourbillons au sein d'un même tube afin de développer des tourbillons multi-longitudinaux (exemple présenté sur la figure I.11). Par rapport à la corrugation, les inserts présentent l'avantage de pouvoir contrôler facilement le nombre de tourbillons longitudinaux produits, qui correspond au nombre de générateurs de tourbillons présents dans le tube. Ainsi, les rubans torsadés multiples permettent de générer une amélioration du transfert thermique plus importante, grâce aux tourbillons multiples, par rapport à un ruban torsadé unique. Cependant, les pertes de charge induites sont également beaucoup plus élevées, de par l'augmentation de la surface bloquant le passage du fluide [6]. Ces technologies semblent plutôt favorables au régime d'écoulement laminaire, favorisant la transition vers un régime turbulent à des nombres de Reynolds plus faibles.



FIGURE I.11 – Photographie d'un tube intégrant 2 rubans torsadés [13].

Les tourbillons longitudinaux peuvent également être générés grâce à des générateurs de vortex (*Vortex Generator* en anglais). Le principe des générateurs de vortex est de produire des tourbillons longitudinaux grâce à différents types de dispositifs fixés aux parois intérieures des tubes, tels que des ailettes, des déflecteurs, des persiennes, etc. Un exemple de générateur de vortex est présenté sur la figure I.12.

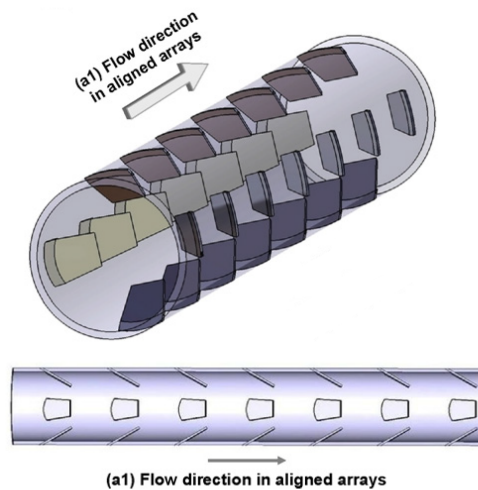


FIGURE I.12 – Exemple de Générateur de vortex de type "HEV mixer" [14].

Les générateurs de vortex, au même titre que les autres dispositifs cherchant à générer des tourbillons dans l'écoulement, permettent de déstabiliser la couche limite thermique et d'induire un meilleur mélange entre la paroi et le coeur de l'écoulement. Les ailettes trapezoidales de type "HEV mixer" semblent produire les meilleures performances en termes d'intensification du transfert thermique par rapport à l'augmentation des pertes de charge. Il apparaît cependant que l'amélioration du nombre de Nusselt produit par les générateurs de vortex diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

De manière générale, les travaux menés sur l'intensification des transferts thermiques

grâce aux tourbillons longitudinaux concernant les écoulements laminaires, et relativement peu d'études ont été réalisées pour les écoulements turbulents.

Enfin, les ailettes constituent une catégorie supplémentaire des techniques passives d'intensification du transfert thermique. Les ailettes sont majoritairement utilisées pour les écoulements gazeux, les transferts thermiques étant bien plus faibles. L'intérêt est double, puisque les ailettes permettent d'augmenter la surface d'échange thermique, ainsi que de perturber la couche limite thermique et donc d'améliorer le transfert thermique. Les ailettes regroupent une large diversité de géométries et de conceptions, tels que les tubes à ailettes (lisses, dentelées, annulaires, ...), les ailettes lisses (avec section de passage carré, triangulaire, ...), les ailettes ondulées, avec persiennes, perforées, etc... Quelques exemples de ces ailettes sont présentés sur la figure I.13.

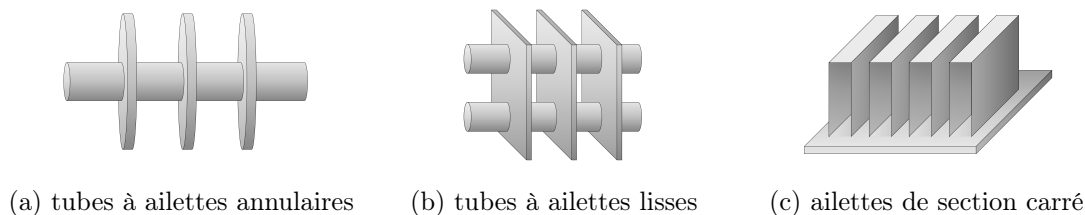


FIGURE I.13 – Schémas de différents profils d'ailettes.

Plusieurs paramètres géométriques peuvent influencer l'effet des ailettes selon leur conception, l'augmentation de la surface des ailettes induisant généralement une amélioration du transfert thermique, mais également une augmentation des pertes de charge [15]. Enfin, l'utilisation d'ailettes poreuses permet d'augmenter la surface d'échange effective et d'obtenir de meilleurs coefficients de transfert thermique grâce à la présence de pores, par rapport à une ailette pleine. Cependant, ces ailettes impliquent que l'écoulement de gaz soit sec, la présence de liquide ou de particules en suspension représentant un risque d'encrassement des pores, de plus, leur coût de fabrication est bien plus élevé [16].

I.2.3.2 Techniques actives

Par rapport aux méthodes passives, les techniques actives d'intensification du transfert thermique requièrent un apport d'énergie extérieure, permettant d'activer le mécanisme d'intensification. Ces méthodes actives peuvent ainsi se distinguer selon le type d'énergie extérieure apportée.

L'énergie électrique peut permettre d'intensifier le transfert thermique, en mettant en mouvement le fluide, grâce à l'électrohydrodynamique (EHD), basée sur l'application d'un champ électrique à un écoulement. L'application d'une tension électrique élevée et d'un courant faible entre, d'une part, une électrode placée dans un écoulement, et d'autre part, la paroi, permet de former un champ électrique au sein de l'écoulement. Lorsque le fluide est isolant électriquement (diélectrique), l'énergie électrique est transférée sous forme d'énergie cinétique, entraînant une mise en mouvement transversale du fluide entre le coeur de l'écoulement et la paroi, permettant ainsi de perturber la couche limite [17]. Les études menées sur le sujet semblent montrer que l'augmentation de la tension appliquée génère une augmentation de l'intensification du transfert thermique. L'application d'un champ électrique induit également une augmentation des pertes de charge, cependant cette augmentation reste faible par rapport à l'intensification du transfert thermique, puisque le coefficient de transfert thermique est multiplié par 20, tandis que les pertes de charge n'augmentent que d'un facteur 3 [18]. Par ailleurs, l'augmentation du nombre de Reynolds semble induire une diminution de l'intensification du transfert thermique produit par le champ électrique [19].

Il est également possible d'utiliser l'énergie électromagnétique afin d'intensifier les transferts thermiques, grâce à la magnétohydrodynamique (MHD). Ce principe est basé sur

l'application d'un champ magnétique à un écoulement de fluide magnétique (ou ferrofluide). Ces fluides sont des solutions colloïdales composées de nanoparticules magnétiques (≈ 10 nm de diamètre) ensemencées dans un fluide porteur. Le ferrofluide se comporte ainsi comme un fluide newtonien tout en réagissant au champ magnétique. Ainsi, sous l'influence d'un champ magnétique, le champ de vitesse de l'écoulement et donc la couche limite se retrouvent perturbés, ce qui permet d'améliorer le transfert thermique. Les résultats issus des différentes études indiquent des niveaux d'augmentation du nombre de Nusselt très différents, allant de 20%, jusqu'à 300% pour certains articles [17]. Plusieurs études ont été menées sur l'intensification du transfert thermique produit par un champ magnétique, montrant que l'intensification était plus importante avec l'augmentation de la concentration de nanoparticules, ainsi qu'avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique. L'augmentation du nombre de Reynolds (en régime laminaire), semble permettre également d'augmenter l'intensification du transfert thermique. Cependant, l'utilisation de la magnétohydrodynamique comme méthode d'intensification des transferts thermiques induit également une augmentation des pertes de charge au sein d'un écoulement interne de l'ordre de 10% [17].

L'énergie mécanique peut également être utilisée afin de mettre en mouvement l'échangeur de chaleur afin de générer de la turbulence dans l'écoulement. Plusieurs études ont montré que la mise en rotation d'échangeurs de différentes géométries (tubulaires, rectangulaires,...) permettait d'obtenir une amélioration notable des transferts thermiques. Cependant, cette mise en rotation peut induire une augmentation de pertes de charge, en fonction de la vitesse de rotation [17]. L'énergie mécanique peut également être utilisée pour générer un écoulement pulsé, avec un débit oscillant [17]. Cette méthode d'intensification du transfert thermique est notamment étudiée pour les écoulements en micro-canaux. L'oscillation de la vitesse débitante permet de générer des écoulements secondaires et de perturber le développement de la couche limite thermique. Cependant, plusieurs études ont montré que pour présenter un intérêt, cette oscillation devait atteindre une amplitude suffisamment importante, et que le nombre de Reynolds devait être suffisamment élevé, pour que les forces visqueuses ne soient pas prédominantes [20].

Les jets peuvent également être une méthode active d'intensification du transfert thermique. On peut distinguer les jets impactants, impliquant un transfert de masse, et les jets synthétiques, pour lesquels le transfert de masse est nul. Les jets impactants consistent à produire un jet de fluide à haute vitesse, grâce à une buse, dirigée vers une surface chauffante. Ils sont utilisés dans des domaines industriels nécessitant le refroidissement de flux de chaleur importants tel que l'électronique, l'optique, les turbines à gaz, etc ... [21]. Les jets synthétiques sont formés par une cavité fermée : d'une part par un diaphragme ou une membrane oscillant périodiquement sous l'influence d'une tension alternative, et présentant une ouverture étroite (formant une buse) d'autre part. L'oscillation du diaphragme permet d'alterner une phase d'aspiration du fluide dans la cavité, puis d'éjection du fluide vers l'extérieur. Ainsi le débit massique est nul, mais induit une augmentation du transport de quantité de mouvement. Un schéma est présenté sur la figure I.14. Ces dispositifs sont notamment utilisés pour l'amélioration du refroidissement des composés électroniques [22].

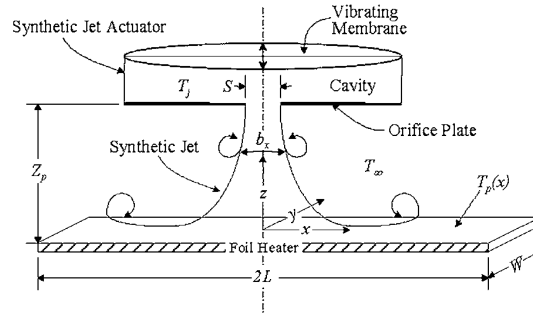


FIGURE I.14 – Schéma d'un jet synthétique impactant une paroi chauffante [23]

L'utilisation de ces jets, face à une paroi chauffante par exemple, permet d'améliorer le transfert thermique en augmentant le mélange entre le fluide ambiant et le fluide à proximité de la surface chauffante, ainsi qu'en perturbant la couche limite thermique. L'efficacité des jets impactants et des jets synthétiques est fonction de plusieurs paramètres communs aux deux types de jets, tels que la géométrie de la buse de sortie, la distance entre buse et paroi chauffante, ainsi que d'autres paramètres contrôlés différemment selon le type de jet utilisé, tels que la vitesse et le régime d'écoulement du jet.

Enfin, l'énergie acoustique peut être utilisée pour intensifier les transferts thermiques, notamment grâce aux ultrasons de puissance. En effet, les ultrasons permettent de générer des effets convectifs importants et également de perturber la couche limite afin d'augmenter les transferts pariétaux grâce à la cavitation acoustique et aux courants acoustiques. Cette méthode d'intensification par ultrasons sera le sujet des sections suivantes.

I.2.4 Conclusions de la section I.2

Les transferts thermiques convectifs se développent de manière similaire aux transferts de quantité de mouvement. En effet, le flux pariétal (thermique ou de quantité de mouvement) est fonction d'un gradient (respectivement de température ou de vitesse) et d'une propriété physique du fluide caractéristique de sa capacité à transporter le flux (respectivement la conductivité thermique et la viscosité cinématique) par diffusion. Le transfert diffusif se structure sous la forme d'une couche limite, la couche limite thermique et la couche limite hydrodynamique étant liées par le nombre de Prandtl. En transfert thermique, la qualité du transfert est évaluée à partir du nombre de Nusselt. Cette grandeur adimensionnelle peut être déterminée à partir de corrélations empiriques fonction du régime d'écoulement, du nombre de Prandtl et de la configuration géométrique étudiée. Ainsi, dans une perspective d'intensification des transferts thermiques, l'objectif est d'obtenir un nombre de Nusselt le plus élevé possible. Comme discuté dans la section I.1, la génération de turbulence permet de contribuer à l'augmentation du transfert thermique, mais cela se traduit également par une augmentation des pertes de charge, et donc de la puissance hydraulique à fournir au fluide. De nombreuses méthodes d'intensification du transfert thermique existent, comme l'a montrée la bibliographie. Les méthodes d'intensification sont généralement évaluées par rapport à l'augmentation du transfert thermique qu'elles produisent, rapportée au coût supplémentaire de puissance induit. Ces méthodes d'intensification peuvent se distinguer selon deux catégories, les méthodes passives et les méthodes actives. Les méthodes passives ne nécessitent pas d'apport d'énergie extérieure en dehors de l'augmentation de la puissance hydraulique, et sont généralement basées sur la modification de l'hydrodynamique de l'écoulement, afin d'augmenter la turbulence. Cette modification de l'hydrodynamique peut être réalisée à partir de changement de la géométrie de l'écoulement, ou l'intégration de structures propices à la génération de turbulence dans l'écoulement. Les méthodes actives sont quant à elles basées sur un apport d'énergie extérieure afin de perturber la couche limite et ainsi d'améliorer les transferts. L'énergie apportée peut être électrique, mécanique, ou encore acoustique. Cependant, quelle que

soit la méthode d'intensification utilisée, son utilisation se traduit nécessairement par une augmentation du coût énergétique.

I.3 Généralités sur les ultrasons

Les ultrasons sont des ondes mécaniques acoustiques qui correspondent à un domaine de fréquence supérieure au seuil de perception de l'oreille humaine, soit entre 20 kHz et 10 MHz. Plusieurs gammes de fréquences se distinguent : les fréquences d'ultrasons se trouvant entre 20 kHz et 100 kHz sont généralement définies comme basses fréquences. Entre 100 kHz et 1 MHz se trouvent les hautes fréquences. Enfin les fréquences supérieures à 1 MHz sont catégorisées comme très hautes fréquences. Par ailleurs, les ultrasons se distinguent également en fonction de la puissance utilisée, qui permet différentes applications. A basse puissance ($< 1 \text{ W.cm}^{-2}$), les applications sont généralement liées à la mesure et à la caractérisation du milieu dans lequel les ultrasons se propagent (Sonar, contrôle non destructif de matériaux, imagerie médicale...). A haute puissance ($> 1 \text{ W.cm}^{-2}$), les ultrasons interagissent avec la matière, et sont ainsi utilisés pour la soudure de plastique ou de métaux, le nettoyage, l'atomisation ou encore pour leurs effets chimiques. Yao *et al.* [24] ont établi un état de l'art particulièrement détaillé des possibles applications des ultrasons de haute puissance. Cet état de l'art mentionne notamment l'utilisation des ultrasons afin d'améliorer les transferts thermiques. Cette section a donc pour objectif de présenter le fonctionnement des ondes acoustiques, et les phénomènes générés par les ultrasons. Leur utilisation afin d'améliorer les transferts thermiques est présentée dans les sections suivantes.

I.3.1 Description d'une onde acoustique

Une onde mécanique est un phénomène de transport d'énergie à travers une matière physique, induisant un déplacement périodique des particules du milieu autour d'une valeur d'équilibre. Le déplacement moyen de matière produit par une onde est donc nul. Les ondes acoustiques sont des ondes mécaniques se propageant au travers de milieux fluides, dont la propagation est longitudinale, c'est-à-dire que les particules oscillent parallèlement à la direction de déplacement de l'onde. Dans un milieu fluide, une onde acoustique se propage sous la forme de variation de pression autour de la pression ambiante. Lorsque des ondes acoustiques sont générées dans un volume donné, elles sont généralement décrites comme un champ acoustique. Une onde est généralement caractérisée par sa fréquence f , correspondant au nombre d'oscillations par seconde, soit l'inverse de la durée entre deux oscillations, appelée période \bar{t} . Par ailleurs, la vitesse de propagation d'une onde à travers un milieu matériel est dénommée célérité c , et dépend du milieu dans lequel se propage l'onde, selon l'équation (I.44) :

$$c = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}_{ds=0}} \quad (\text{I.44})$$

Où p correspond à la pression acoustique et ρ correspond à la masse volumique du fluide, à entropie s constante ($ds = 0$).

La célérité est reliée à la fréquence par la relation suivante :

$$c = f \cdot \lambda \quad (\text{I.45})$$

La longueur d'onde λ correspond à la distance entre deux maxima de déplacement. La figure I.15 présente le modèle d'une onde uni-dimensionnelle, avec les caractéristiques présentées ci-dessus. L'amplitude de pression p_A correspond à l'ampleur de la variation de pression par rapport à la pression d'équilibre.

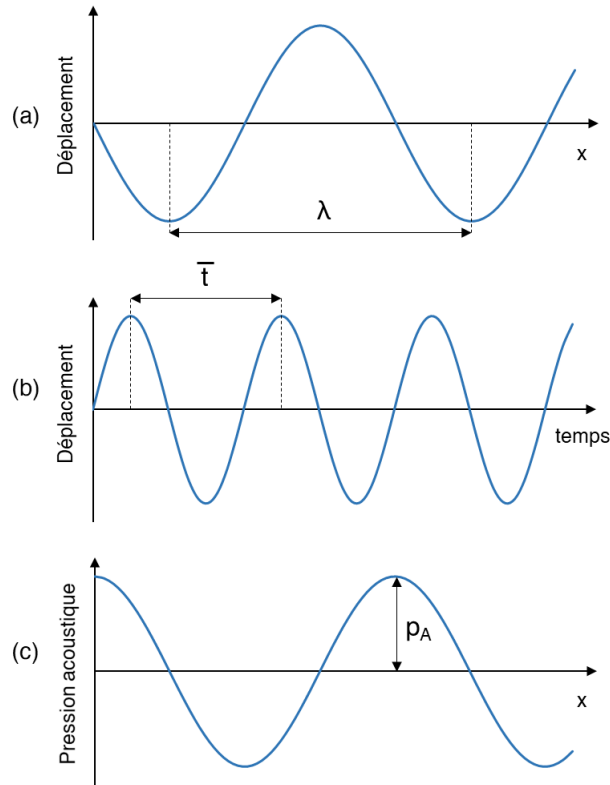


FIGURE I.15 – Modèle d’une onde uni-dimensionnelle. Déplacement d’une onde en fonction de la position d’équilibre (a), en fonction du temps (b) et pression acoustique en fonction de la position d’équilibre (c) [25].

Comme le montre la figure I.15, l’amplitude de pression acoustique maximale se trouve où le déplacement de l’onde est nul, et inversement le maximum de déplacement se trouve où la pression acoustique est nulle.

Ainsi, une onde acoustique longitudinale uni-dimensionnelle, étant une variation de pression se propageant à une vitesse c , peut être décrite par l’équation suivante :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (\text{I.46})$$

p étant la pression acoustique, t le temps, x la position d’équilibre, et c la célérité de l’onde.

Le milieu dans lequel se propage une onde acoustique peut être caractérisé par sa capacité de résistance à la propagation de l’onde. Cette résistance est appelée impédance acoustique. L’impédance acoustique peut être définie en fonction du produit entre la masse volumique d’un milieu et la célérité de l’onde :

$$Z = \rho \cdot c \quad (\text{I.47})$$

Le passage d’une onde acoustique à une pression p_1 d’un milieu fluide 1 ayant une impédance Z_1 à un milieu fluide 2 ayant une impédance Z_2 induit qu’une partie de l’onde est transmise dans le milieu 2, à une pression p_T , tandis qu’une partie de l’onde est réfléchiée dans le milieu 1 à une pression p_R , avec $p_1 + p_R = p_T$. Ce phénomène est schématisé sur la figure I.16.

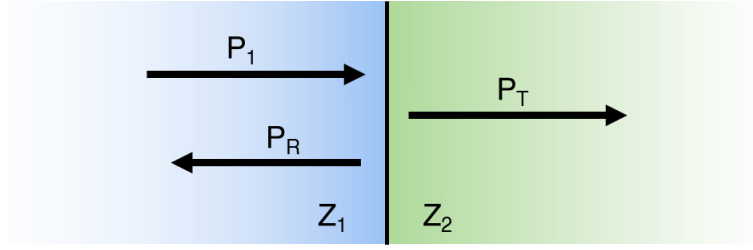


FIGURE I.16 – Schéma d'une onde se propageant d'un milieu ayant une impédance Z_1 à un milieu ayant une impédance Z_2 .

Les coefficients de transmission θ_T et de réflexion θ_R sont liés, avec $1 + \theta_R = \theta_T$ et sont fonction des impédances respectives de chaque milieu. Ils peuvent être calculés de la manière suivante :

$$\theta_T = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (\text{I.48})$$

$$\theta_R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (\text{I.49})$$

Il est possible d'illustrer cela avec le cas d'une onde émise dans de l'eau, impactant une surface en acier inoxydable. L'impédance de l'eau est $Z_{eau} = 1,5 \cdot 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et l'impédance de l'acier inoxydable est $Z_{acier \text{ inox.}} = 4,6 \cdot 10^7 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ainsi, le coefficient de réflexion θ_R est de 0,94, l'onde est donc presque totalement réfléchie car θ_R est proche de 1. Le coefficient de transmission θ_T est de 1,94, ainsi l'amplitude de l'onde transmise est égale à la somme des amplitudes de l'onde incidente et de l'onde réfléchie.

Enfin, une onde acoustique est un phénomène de transport d'énergie, comme indiqué au début de cette section. L'intensité acoustique I d'une onde (son énergie rapportée au temps, pour une section de passage donnée) est fonction de l'amplitude de la pression acoustique, ainsi que de l'impédance acoustique du milieu dans lequel se propage l'onde :

$$I = \frac{p_A^2}{2 \cdot Z} \quad (\text{I.50})$$

Il est important de noter que lorsque des ondes acoustiques sont utilisées en tant que procédé, il est courant de parler de puissance acoustique P_A , soit la puissance transmise sous forme de champ acoustique à un système. Cette puissance acoustique peut être déterminée par calorimétrie [26,27], dont le détail de la méthode est présenté dans le chapitre II.

I.3.2 Propagation des ondes acoustiques

Lorsqu'une onde se propage, une partie de l'énergie transportée est dissipée dans le milieu. Ce phénomène est défini comme l'atténuation de l'onde, dû à l'absorption du milieu. Dans le cas d'une onde émise dans un fluide, l'atténuation de l'onde est due à la viscosité du fluide, induisant une dissipation de l'énergie cinétique, convertie en énergie thermique. De plus, les cycles de compressions et de détentes de l'onde peuvent entraîner une augmentation de l'entropie et donc une dissipation d'énergie sous forme thermique. Cette conversion en énergie thermique est fonction du coefficient d'absorption du milieu a et peut être formulée de la façon suivante :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{2 \cdot a \cdot I}{\rho_0 \cdot C_p} \quad (\text{I.51})$$

Ce coefficient d'absorption peut être défini en fonction de la fréquence de l'onde, de la célérité ainsi que des propriétés thermo-physiques du fluide, tel que [28] :

$$a = \frac{f^2 \cdot 2\pi^2}{\rho_0 \cdot c^3} \cdot \left(\mu + \frac{4}{3}\mu' + \frac{c^2 \cdot \beta^2 \cdot k \cdot T}{C_p^2} \right) \quad (\text{I.52})$$

Par ailleurs, comme mentionné dans la section précédente, lorsqu'une onde mécanique traverse l'interface de deux milieux d'impédances différentes, une partie de l'onde est réfléchi. Lorsqu'une onde et sa réflexion se propagent de manière simultanée dans un sens opposé et en phase, se développe alors une onde stationnaire. Les ondes stationnaires sont caractérisées par des points fixes, où les pressions acoustiques de l'onde initiale et de sa réflexion se neutralisent, nommés noeuds de pression. D'autre part, entre chaque noeud, les pressions acoustiques de chaque onde s'additionnent, formant des ventres de pression. Les ondes stationnaires n'évoluent donc pas dans l'espace. Une visualisation du phénomène d'ondes stationnaires est présentée sur la figure I.17.

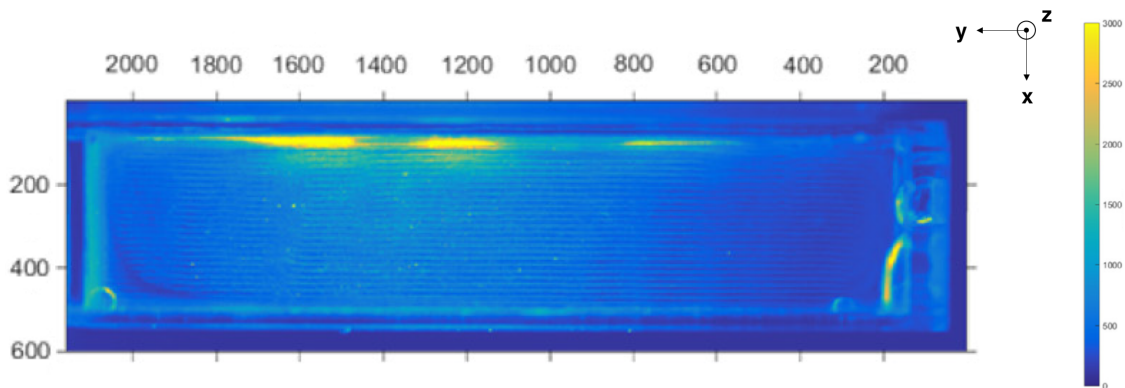


FIGURE I.17 – Visualisation d'un champ d'ondes stationnaires ($f = 2$ MHz) au sein d'une cuve remplie d'eau, ensemencée de particules réfléchissantes, éclairées par une nappe laser. L'échelle de couleur correspond aux niveaux de gris. Le transducteur ultrasonore est placé sur la partie supérieure ($x = 0$) et émet des ondes ultrasonores selon l'axe x [29].

Mais lorsqu'une onde se propage dans un milieu bien plus grand que sa longueur d'onde, sans faire face à un milieu ayant une impédance différente, elle se déplace alors dans l'espace, on parle alors d'onde progressive. Dans le cas des ondes progressives, les positions des minima et maxima d'amplitude évoluent selon le temps et l'espace. De plus, avec l'atténuation de l'onde, l'intensité d'une onde progressive décroît avec l'augmentation de la distance à l'émetteur.

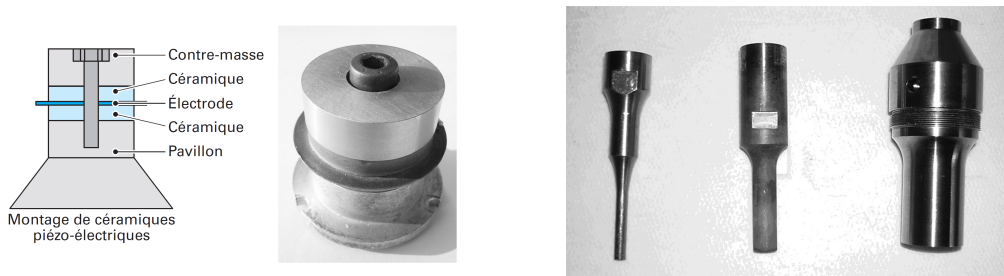
I.3.3 Dispositifs de génération d'ultrasons

Les ultrasons sont produits par des dispositifs permettant de transformer un signal électrique en ondes ultrasonores, dénommés transducteurs. Deux catégories de transducteurs se distinguent en fonction de leur principe de fonctionnement : les transducteurs utilisant les propriétés de déformation d'un matériau ferromagnétique placé dans un champ magnétique variable, appelés transducteurs magnétostrictifs, et les transducteurs utilisant les propriétés de déformation de certains matériaux lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique, appelés transducteurs piézoélectriques. Ce manuscrit traitera seulement du cas des transducteurs piézoélectriques, utilisés dans le cadre de ces travaux et étant les plus étudiés et les plus répandus.

Les matériaux piézoélectriques sont des matériaux pouvant se déformer mécaniquement lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique. Les céramiques synthétiques (Titanate Zirconate de Plomb ou *PZT*) sont les plus couramment utilisées pour les transducteurs. En appliquant une tension alternative aux bornes de l'élément piézoélectrique, il est amené à se comprimer et se détendre successivement à une fréquence fixe, générant ainsi une onde mécanique.

Il est ensuite possible d'intégrer les éléments piézoélectriques à n'importe quel dispositif, selon l'application visée. Il est possible de former des blocs ultrasonores en intégrant les éléments piézoélectriques à une paroi métallique. Dans le cas de montage de puissance, les

éléments piézoélectriques sont agencés en triplet, en plaçant une électrode entre les deux céramiques, comme le montre la figure I.18a. L'association des éléments piézoélectriques à une sonde métallique permet de former une sonotrode (voir figure I.18b) [30].



(a) Montage triplet

(b) Photographie de sondes

FIGURE I.18 – (a) Montage triplet de céramiques piézoélectriques et (b) modèles de sondes permettant de former une sonotrode. [30]

I.3.4 Cavitation acoustique

La cavitation acoustique est le processus de formation, d'expansion, d'oscillation et d'implosion d'une bulle de vapeur dans un milieu liquide, induite par la variation de pression générée par une onde acoustique.

L'origine de la formation des bulles se trouve dans la discontinuité du liquide, due à la présence de gaz dissous ou encore d'impuretés solides, réduisant ainsi localement la force de cohésion du liquide. Lorsque l'amplitude de la pression ultrasonore est supérieure à la pression exercée par les forces de cohésion du liquide, ces discontinuités constituent alors les noyaux précurseurs des bulles de cavitation. La variation périodique de la pression ultrasonore due à la propagation des ultrasons provoque la croissance de ces noyaux en bulles, et leur oscillation. Les bulles sont principalement constituées de vapeur du milieu liquide, mais également de gaz dissous initialement présents dans le liquide, qui se diffusent dans les bulles. La croissance et l'oscillation des bulles se poursuivent jusqu'à ce que ces bulles atteignent leur taille critique, provoquant alors leur implosion [31].

L'implosion de bulles de cavitation dans des solutions aqueuses génère des phénomènes particulièrement intenses, où la température et la pression au sein de la bulle peuvent atteindre jusqu'à 6000 K , et 1000 atm , respectivement [25, 32]. Des conditions aussi extrêmes, bien que locales et de très courte durée (de l'ordre de 10^{-7} s), induisent des effets remarquables, tels que la production de radicaux libres $H\cdot$ et $OH\cdot$ due à la décomposition thermique des molécules d'eau, présentée dans l'équation ci-dessous :



De plus, au moment de l'implosion, une émission de photons se produit au niveau de la bulle. Ce phénomène est appelé sonoluminescence [25]. Le processus de croissance, d'oscillation et d'implosion d'une bulle de cavitation est schématisé sur la figure I.19.

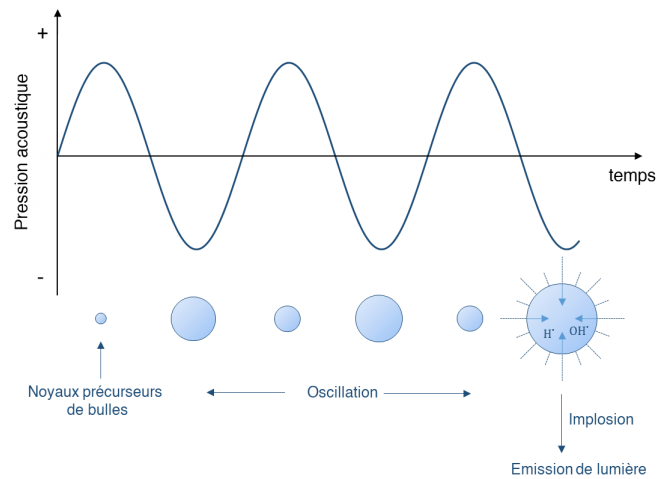


FIGURE I.19 – Schéma de la croissance, l'oscillation et l'implosion des bulles de cavitation acoustique [31].

Par ailleurs, la cavitation produit également des effets hydrodynamiques intenses. Durant la phase d'expansion, les oscillations des bulles de cavitation peuvent être à même de produire des écoulements convectifs (ces écoulements sont détaillés dans la section I.3.5). De plus, l'implosion des bulles génère une onde de choc importante au sein du liquide, qui peut alors entraîner l'implosion d'autres bulles se trouvant autour. Enfin, l'implosion asymétrique d'une bulle génère également un micro-jet de fluide à très haute vitesse, comme le montre la figure I.20.



FIGURE I.20 – Photographie de l'implosion d'une bulle de cavitation et du micro-jet de fluide se formant en son centre [25].

Il est possible de distinguer deux types de bulles de cavitation. D'une part, les bulles de cavitation transitoires, qui existent seulement durant quelques périodes de l'onde acoustique. Durant cet intervalle de temps, le diamètre de la bulle augmente rapidement pour atteindre plus du double de la taille initiale et finalement produire une implosion violente d'un point de vue mécanique. D'autre part, les bulles de cavitation stables se développent progressivement autour d'une taille d'équilibre, et oscillent ainsi en fonction des variations de la pression acoustique durant plusieurs centaines de périodes de l'onde acoustique, jusqu'à implosion. Leur existence étant bien plus longue, une quantité bien plus importante de gaz dissous est à même de se diffuser au sein de la bulle, permettant ainsi d'amortir cette implosion, rendant ainsi ce type de cavitation bien moins violent d'un point de vue mécanique. Le type de cavitation produit est fonction des propriétés physico-chimiques du liquide dans lequel se produit la cavitation, de la taille initiale de la bulle, de la pression acoustique ou encore de la fréquence acoustique [25].

Pour initier la formation de bulles de cavitation, la pression acoustique doit être suffisamment élevée pour pouvoir dépasser les forces de cohésion du liquide. Cette limite minimale pour la pression acoustique, liée à la puissance acoustique émise dans le liquide

(*cf.* I.3.1), est définie comme le seuil de cavitation. Au-delà, l'augmentation de la pression acoustique induit une augmentation de la densité de bulles (le volume de bulle par rapport au volume de fluide) et de l'intensité (l'énergie produite par l'implosion des bulles) de la cavitation acoustique. Cependant, avec l'augmentation de la densité des bulles de cavitation acoustique, la coalescence des bulles peut se produire, limitant ainsi leurs effets, et constituant une limite supérieure à l'amélioration de l'intensité de la cavitation acoustique [33].

La fréquence de l'onde acoustique constitue un paramètre important dans la génération de bulles de cavitation acoustique, puisque la taille de résonance d'une bulle est inversement liée à la fréquence appliquée. Ainsi, un champ acoustique de basse fréquence produit majoritairement de plus grosses bulles qu'un champ acoustique de haute fréquence. D'autre part, le seuil de cavitation acoustique est également fonction de la fréquence, les basses fréquences ayant tendance à faciliter l'apparition de la cavitation [34]. Enfin, la cavitation transitoire est généralement favorisée grâce aux ultrasons de basse fréquence, et la cavitation stable grâce aux ultrasons de haute fréquence. Il apparaît intéressant de noter que Ashokkumar *et al.* [35] suggèrent cependant qu'il est possible de contrôler le type de cavitation sans considération de la fréquence, en jouant sur les paramètres expérimentaux, tels que la forme du transducteur ultrasonore, ou en favorisant le développement d'ondes stationnaires, notamment.

Enfin, les propriétés du liquide dans lequel sont émises les ondes acoustiques influent de manière notable sur la cavitation acoustique. Comme mentionné ci-dessus, la présence de gaz dissous constitue des noyaux précurseurs de bulles de cavitation acoustique. Ainsi, plus la quantité de gaz dissous est importante, plus le seuil de cavitation acoustique est abaissé. De plus, les gaz dissous présents dans le liquide peuvent participer aux réactions ayant lieu au sein des bulles de cavitation acoustique, tel que l'oxygène, favorisant ainsi la production de radicaux libres [36]. Par ailleurs, les propriétés physico-chimiques du liquide influent également sur la nucléation des bulles de cavitation. En effet, une tension de surface ou une viscosité élevée implique un seuil de cavitation acoustique plus élevé, puisque ces propriétés caractérisent les forces de cohésion du liquide qui s'opposent à la formation de bulles. Cependant, la tension de surface et la viscosité permettent également d'améliorer la stabilité des bulles formées et donc d'obtenir de la cavitation stable [33].

I.3.4.1 Effets mécaniques de la cavitation acoustique

Les effets hydrodynamiques produits par l'implosion des bulles de cavitation peuvent être à même de produire des effets mécaniques sur des surfaces solides. En effet, l'onde de choc ainsi que le micro-jet de fluide produits par l'implosion d'une bulle de cavitation peuvent engendrer une déformation plastique d'une paroi solide située à proximité de cette implosion, pouvant induire à terme l'érosion de la surface affectée par la cavitation.

Les ultrasons permettant ainsi de générer des effets érosifs sans être intrusifs, peuvent être utilisés dans de nombreux procédés de nettoyage [31]. Dans le cas d'encrassement lié à des procédés thermiques tels que la formation de calcaire, il a été démontré par Li *et al.* [37] que l'utilisation d'ultrasons basse fréquence, grâce à la cavitation acoustique, permettait de ralentir la formation de calcaire et d'éliminer le calcaire déjà formé. D'autres études ont été menées sur l'intérêt des ultrasons pour ralentir [38] ou éliminer l'encrassement dans les échangeurs [39, 40], permettant ainsi d'éviter l'augmentation de la résistance thermique, limitant le transfert thermique. Elles suggèrent notamment que les ultrasons puissent être utilisés de manière préventive voir curative pour éviter l'encrassement, bien qu'il ne soit pas clairement défini si les seuls effets mécaniques de la cavitation sont à l'origine de ces effets, ou si d'autres effets produits par les ultrasons peuvent également en être la cause.

I.3.4.2 Effets chimiques de la cavitation acoustique

L'implosion des bulles de cavitation acoustique induit également des effets chimiques importants au sein du milieu de propagation. En effet, comme indiqué précédemment, les conditions physiques extrêmes se produisant au sein de la bulle lors de son implosion permettent la décomposition thermique des molécules d'eau H_2O en radicaux libres $H\cdot$ et $OH\cdot$, fortement oxydants.

Ces radicaux peuvent ensuite réagir avec les autres molécules présentes dans le milieu aqueux. L'étendue de l'application des ultrasons à la chimie (nommée sonochimie) ne sera pas traitée dans ce manuscrit, cependant il est intéressant de préciser que l'analyse des effets chimiques produits par les ultrasons peut permettre de caractériser l'activité cavitationnelle. Il est ainsi possible d'utiliser un indicateur chimique, tel que l'iodure de potassium [41], ou l'acide téréphtalique [42], qui s'oxyde en présence de radicaux libres et produit des composés chimiques facilement mesurables.

Il est également possible de caractériser l'activité cavitationnelle et sa distribution selon une approche plus qualitative, à partir de la chimiluminescence du luminol [32]. Le luminol (3-aminophthalhydrazide) est un produit chimique produisant une lumière bleue caractéristique lorsqu'il réagit avec un oxydant adéquat. Ainsi, en générant de la cavitation acoustique au sein d'une solution aqueuse contenant du luminol, les radicaux $OH\cdot$ réagissent avec le luminol, ce qui permet de visualiser la distribution de la cavitation acoustique dans la solution, grâce à la lumière bleue produite.

I.3.5 Courants acoustiques

Les courants acoustiques désignent l'ensemble des phénomènes de mise en mouvement d'un fluide grâce aux ondes acoustiques. Plusieurs types de courants acoustiques se distinguent selon leurs origines ainsi que selon les échelles de mouvement du fluide.

A l'échelle macroscopique, l'atténuation de l'onde induit une dissipation de l'énergie acoustique, comme mentionné dans la section I.3.1. Cette atténuation induit la formation d'un gradient de pression au sein du fluide, orienté selon la direction de propagation de l'onde. Il peut être défini tel que :

$$\vec{\nabla} p = \frac{2 \cdot I \cdot a}{c} \quad (I.54)$$

Ce gradient de pression constitue une force volumique générée par l'onde, produisant la mise en mouvement du fluide et donc la formation d'un courant convectif, dirigé suivant la propagation de l'onde. Ce type de courant acoustique est dénommé courant d'Eckart. Ainsi, l'augmentation de l'intensité acoustique (et donc de la puissance ultrasonore) ou de l'absorption acoustique du milieu induit un gradient de pression plus important et donc l'augmentation de la vitesse de mouvement du fluide.

Or, comme l'a montré l'équation (I.52), l'augmentation de la fréquence se traduit par une augmentation du coefficient d'absorption. Ainsi, les hautes fréquences sont plus atténuées que les basses fréquences, ce qui signifie que les ultrasons de hautes fréquences sont plus favorables pour former des courants acoustiques. La capacité des hautes fréquences à générer des courants acoustiques intenses a été démontrée expérimentalement par plusieurs études [29, 43, 44]. La figure I.21 présente un exemple de courants acoustiques au sein d'une cuve.

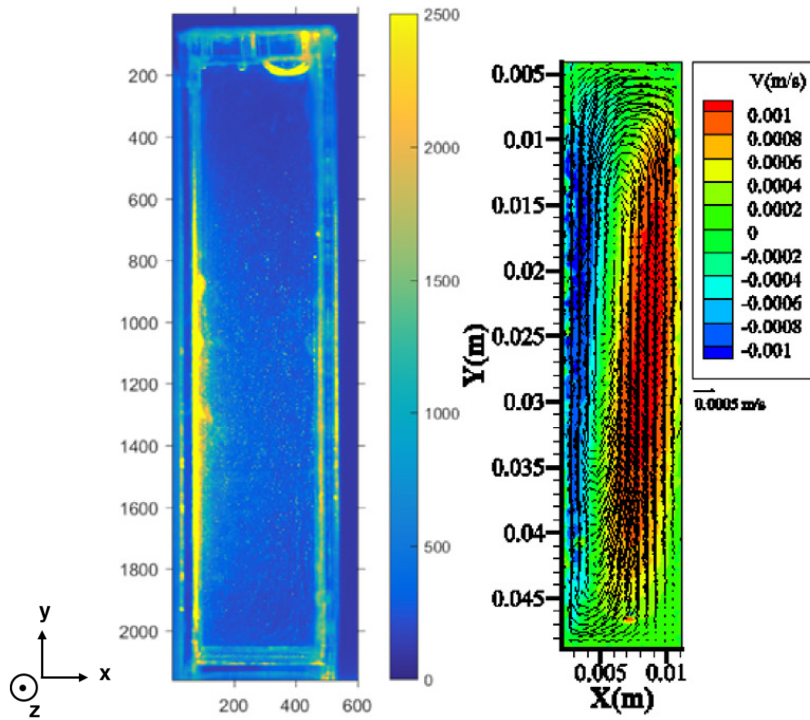


FIGURE I.21 – Visualisation et Vélométrie par Images de Particules (PIV) de courants acoustiques générés par des ultrasons de hautes fréquences ($f = 2,032$ MHz). Le transducteur ultrasonore est placé à gauche ($x = 0$). L'échelle de couleur à gauche représente le niveau de gris de la photographie. La légende à droite, associée aux mesures de PIV (flèches des vecteurs de vitesses obtenus en noir), représente la composante de vitesse u_y [29].

Quelques études ont également été menées sur les courants acoustiques formés par des ultrasons de basses fréquences [45, 46], cependant, l'absorption de l'onde étant moins importante qu'à hautes fréquences, les courants acoustiques formés sont moins intenses. Il est possible de compenser cela par une intensité acoustique importante, ainsi que par l'usage d'embouts de sonotrode spécifiques.

Par ailleurs, deux autres types de courants acoustiques peuvent être observés. Lorsque des ondes stationnaires se forment au sein d'un volume de fluide, des courants acoustiques peuvent se développer formant des cellules de convection dont la taille est fonction de la longueur d'onde. Enfin, il est également possible d'observer la formation de micro-convection à proximité d'une surface oscillante dans un fluide. Ce phénomène est largement décrit pour les bulles de cavitation [25]. Ainsi, l'amplitude et la vitesse de ces courants acoustiques sont conditionnées à l'amplitude de l'oscillation de la surface.

A noter que le reste de ce manuscrit traitera majoritairement des courants acoustiques d'Eckart. En effet, les courants acoustiques d'Eckart peuvent facilement être mis en oeuvre avec les ultrasons de hautes fréquences. De plus, lorsqu'ils sont générés au sein d'un fluide, les courants acoustiques d'Eckart permettent une augmentation du mélange au sein du fluide grâce aux développements de mouvements convectifs du fluide. Cette mise en mouvement du fluide peut même induire le développement de turbulence, comme l'ont montré Moudjed *et al.* [47]. Ainsi, il apparaît intéressant d'utiliser ces courants acoustiques dans un objectif d'augmentation des transferts.

I.3.6 Conclusions de la section I.3

L'utilisation des ultrasons en tant que moyen pour augmenter les transferts pariétaux présente des intérêts notables. Cette section I.3 permet de présenter leur fonctionnement, ainsi que de décrire les phénomènes qu'ils produisent. Les ultrasons sont générés par un transducteur ultrasonore, qui transforme l'énergie électrique en oscillation mécanique, pro-

duisant ainsi des ondes acoustiques, dont la fréquence est supérieure à 20 kHz. Lorsque ces ondes acoustiques ultrasonores se propagent dans un milieu fluide, plusieurs phénomènes peuvent se produire selon la fréquence de l'onde ultrasonore. A basse fréquence ultrasonore, les ultrasons produisent de la cavitation acoustique. L'oscillation de la pression acoustique au sein d'un liquide induit la formation de bulles de vapeur qui oscillent et finissent par imploser. La cavitation acoustique se traduit par des effets mécaniques et chimiques importants. D'autres part, les ultrasons peuvent également permettre de mettre en mouvement le fluide dans lequel ils sont générés. Ce phénomène de mise en mouvement du fluide suivant des cellules convectives est dénommé courant acoustique. Cette mise en mouvement peut avoir différentes origines, mais ce manuscrit traitera principalement des courants acoustiques d'Eckart, généralement induits par les ultrasons de hautes fréquences. Les ultrasons, à travers les phénomènes induits, démontrent ainsi leur intérêt potentiel pour l'utilisation en tant que moyen d'amélioration des transferts pariétaux.

I.4 Ultrasons et hydrodynamique

La propagation des ondes ultrasonores dans un fluide induit de nombreux phénomènes hydrodynamiques, comme le montrent les paragraphes précédents. Les ultrasons génèrent des effets hydrodynamiques importants, selon une échelle locale pour la cavitation acoustique, ou une échelle plus globale dans le cas des courants acoustiques. Ces effets hydrodynamiques peuvent être associés à un écoulement pré-existant, permettant ainsi de perturber l'écoulement, pour générer de la turbulence par exemple. Cependant, l'association d'un champ ultrasonore à un écoulement peut également avoir une influence sur les effets produits par les ultrasons. De nombreux travaux de recherche ont ainsi analysé les interactions entre ultrasons et écoulements.

I.4.1 Evolution d'un écoulement soumis à un champ ultrasonore

Nomura *et al.* [48, 49] ont étudié l'évolution d'un écoulement au sein d'une conduite de section carrée, lorsque un champ ultrasonore basse fréquence est généré perpendiculairement au sens de l'écoulement. La figure I.22 représente le profil de vitesse avec et sans ultrasons au sein du canal, avec en pointillés le profil de vitesse théorique pour un écoulement turbulent.

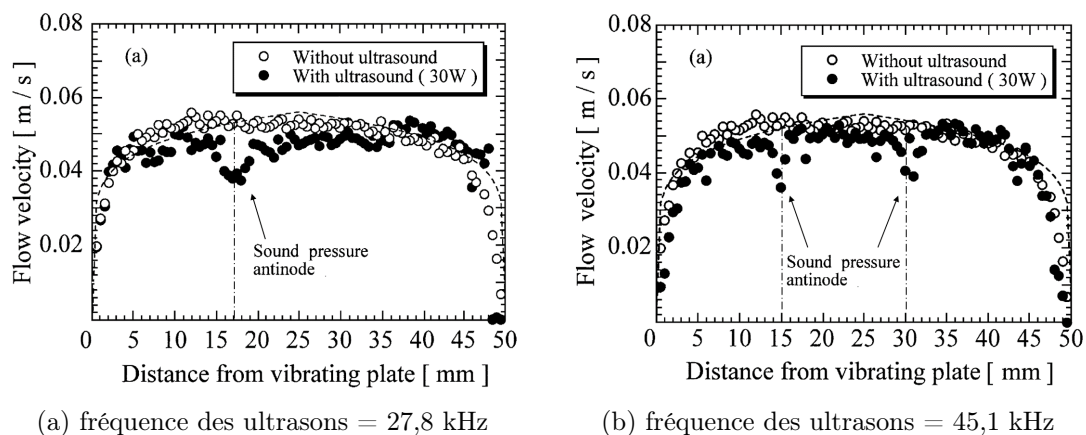


FIGURE I.22 – Profils de vitesse dans un canal de section carré, avec et sans ultrasons, pour deux fréquences différentes. Le transducteur ultrasonore est placé à gauche (Distance from vibrating plate = 0 mm). Nombre de Reynolds = 2000. [48].

Il est ainsi possible de distinguer des baisses de vitesses locales, situées au niveau des ventres de pression acoustique. En effet, les bulles de cavitation acoustique se retrouvent piégées au niveau des ventres de pression acoustique, agissant ainsi sur le fluide comme une

barrière ponctuelle [48]. La localisation des ventres de pression est fonction de la longueur d'onde, et donc de la fréquence ultrasonore. Ainsi, en utilisant des ultrasons de $f = 27,8$ kHz et de $f = 45,1$ kHz, la concentration des bulles de cavitation, et donc la baisse de vitesse locale, ne se produit pas au même endroit au sein de l'écoulement.

Par ailleurs, lorsque l'écoulement est laminaire, l'agitation induite par l'implosion des bulles de cavitation acoustique donne lieu à un gradient de vitesse plus important près de la paroi, comme le montre la figure I.23.

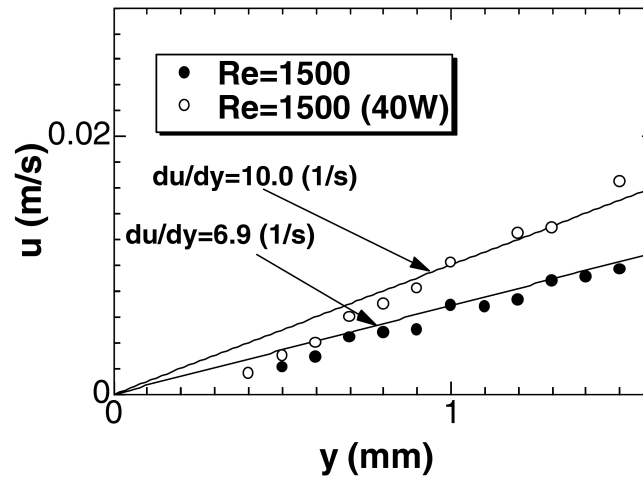


FIGURE I.23 – Profil de vitesse pariétale à proximité du transducteur ultrasonore, pour deux nombres de Reynolds, sans et avec ultrasons ($f = 25$ kHz) [49].

Ainsi les ultrasons permettent d'augmenter la contrainte de cisaillement, et donc le transfert de quantité de mouvement en régime laminaire. A partir des grandeurs adimensionnalisées, la figure I.24 montre que lorsque un écoulement en régime laminaire ($Re = 1500$) est soumis à un champ ultrasonore de 25 kHz, le profil de vitesse se rapproche d'un profil de vitesse turbulent.

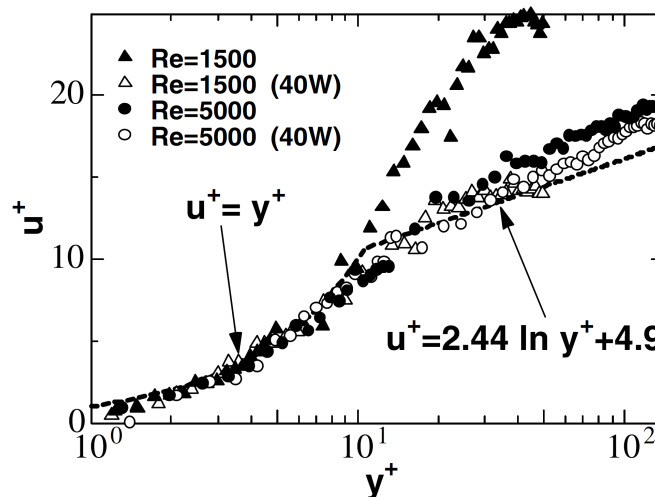


FIGURE I.24 – Profil de vitesse pariétale adimensionnalisée à proximité du transducteur ultrasonore, pour deux nombres de Reynolds, sans et avec ultrasons ($f = 25$ kHz) [49].

Cependant, en régime turbulent ($Re = 5000$), les ultrasons ont une influence bien moins importante sur la vitesse à proximité de la paroi. D'autre part, en déterminant la moyenne quadratique des fluctuations de vitesses u_{rms} (voir la section I.1.4) de l'écoulement, l'étude démontre que dans le cas d'un écoulement laminaire, la cavitation acoustique permet de générer des fluctuations de vitesse instantanée au sein de l'écoulement, notamment au niveau

des clusters de bulles, ainsi qu'à proximité de la paroi face au transducteur. Dans le cas d'un écoulement déjà turbulent, les ultrasons permettent d'intensifier les fluctuations de vitesse instantanée initialement présentes, et cette intensification semble peu varier avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La figure I.25 illustre cela grâce à la vitesse quadratique moyenne u_{rms} , normalisée par rapport à la vitesse moyenne u_m , au centre du canal, pour plusieurs nombres de Reynolds. La vitesse quadratique moyenne normalisée avec ultrasons est supérieure à celle sans ultrasons lorsque l'écoulement est laminaire ($Re \leq 2000$), mais également lorsque l'écoulement devient turbulent ($Re \geq 4000$).

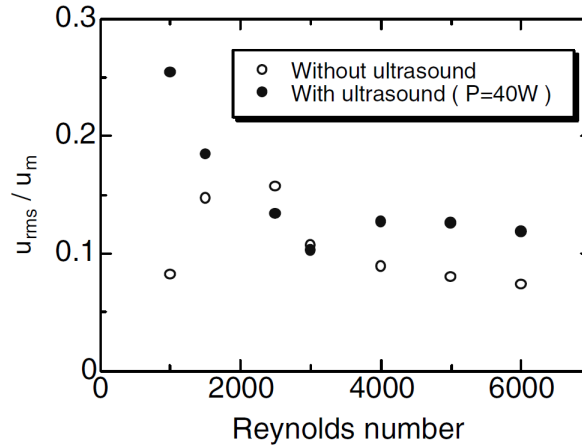


FIGURE I.25 – Vitesse quadratique normalisée, en fonction du régime d'écoulement, avec et sans ultrasons ($f = 25$ kHz). [49].

Lee *et al.* ont également étudié un écoulement dans une conduite de section carrée associé à un champ ultrasonore, avec des ultrasons émis colinéairement à l'écoulement [50], et perpendiculairement à l'écoulement [51]. Ils ont aussi démontré que la cavitation produite par les ultrasons permet de générer des fluctuations de vitesse au sein de l'écoulement. De plus, les auteurs ont démontré qu'en émettant des ultrasons dans un écoulement d'eau saturée en CO_2 , la cavitation acoustique générée induit des perturbations bien plus importantes dans l'écoulement. Néanmoins, dans ces études, l'intensification des fluctuations de vitesse produites par les ultrasons diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Les auteurs justifient cela par la baisse de la quantité d'énergie ultrasonore émise rapportée à la masse de fluide.

Plus récemment, Bulliard-Sauret *et al.* ont comparé les effets d'ultrasons de basse et haute fréquences, émis perpendiculairement à un écoulement dans un canal rectangulaire [52, 53]. Ces études ont permis d'analyser l'évolution de la turbulence produite par les ultrasons au sein du canal, selon la fréquence ultrasonore utilisée. Les résultats montrent que les ultrasons à haute fréquence (2 MHz) utilisés dans ces travaux produisent essentiellement des courants acoustiques perpendiculairement à l'écoulement, permettant de générer de la turbulence de manière homogène au sein du canal. D'autre part, les ultrasons à basse fréquence (25 kHz) produisent principalement de la cavitation acoustique, dont l'influence sur la turbulence se concentre à proximité de la paroi face au transducteur, de manière similaire à Nomura *et al.* [49]. De plus, l'intensité de la turbulence, caractérisée dans cette étude par l'énergie cinétique turbulence (TKE) grâce à la technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV), évolue de manière différente pour chaque fréquence selon la vitesse de l'écoulement, comme le montre la figure I.26. En effet, les valeurs de TKE pour les ultrasons à 2 MHz décroissent globalement au sein du canal avec une vitesse d'écoulement plus élevée, tandis qu'elles augmentent à proximité de la paroi avec les ultrasons à 25 kHz.

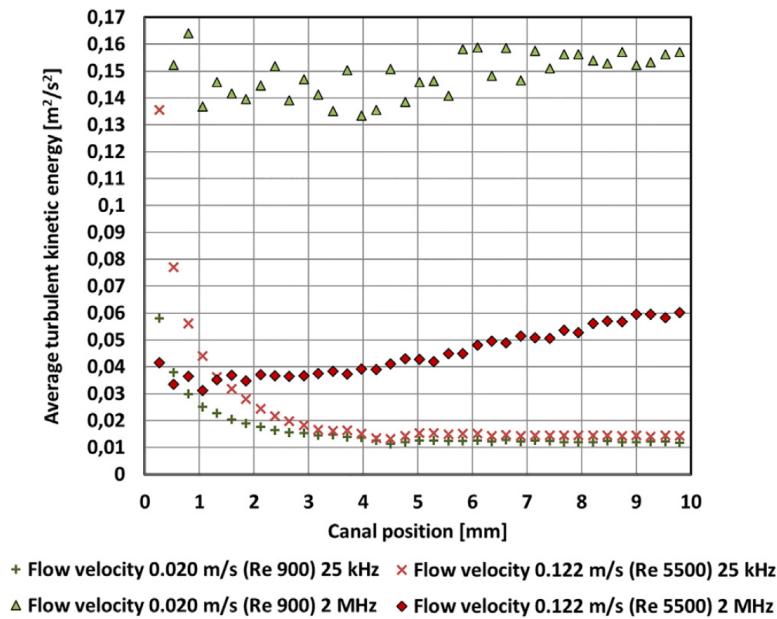


FIGURE I.26 – Energie cinétique turbulente (TKE) en fonction de la distance à la paroi (la paroi se trouvant 0 mm) face au transducteur, selon différentes vitesses d'écoulement et différentes fréquences ultrasonores. [53].

Par ailleurs, Delouei *et al.* [54] ont étudié l'évolution des pertes de charge au sein d'un écoulement, dans un tube associé à un transducteur ultrasonore de 28 kHz, émettant un champ ultrasonore perpendiculairement à l'écoulement. Les mesures ont été réalisées pour plusieurs nombres de Reynolds en régime turbulent, et plusieurs puissances ultrasonores. Les résultats montrent que les ultrasons permettent de réduire les pertes de charge dans l'écoulement, et que l'influence des ultrasons augmente avec la puissance ultrasonore. Cependant, l'effet des ultrasons décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ainsi, dans les conditions optimales, avec une puissance ultrasonore de 100 W, et un nombre de Reynolds de 4000, les pertes de charge décroissent de 15,9 Pa à 13,5 Pa, soit une baisse relative de 15%. Ces résultats sont présentés sur la figure I.27. Selon les auteurs, la turbulence résultante de la cavitation acoustique permettrait de réduire les frottements du fluide à proximité de la paroi.

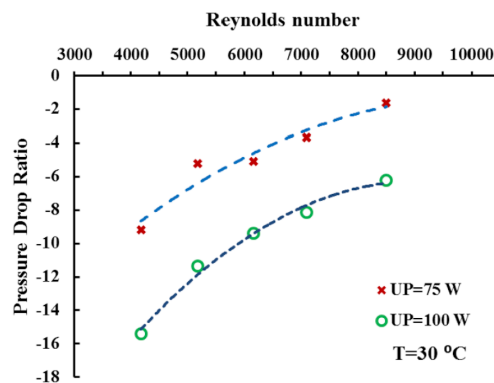


FIGURE I.27 – Influence relative des ultrasons ($f = 28$ kHz) sur les pertes de charge en % dans un tube en fonction du nombre de Reynolds, pour plusieurs puissances ultrasonores [54].

Les ultrasons permettent donc de générer de la turbulence au sein d'un écoulement, voire de l'intensifier dans le cas d'un écoulement déjà turbulent. En effet, la cavitation acoustique permet de perturber le champ de vitesse, et d'induire des variations de vitesse

longitudinale et transversale. Ces perturbations sont générées au coeur de l'écoulement ainsi qu'à proximité de la paroi, perturbant également la couche limite hydrodynamique. Par ailleurs, les courants acoustiques induisent des vitesses transversales lorsqu'ils sont produits perpendiculairement à l'écoulement, et génèrent ainsi de la turbulence. Cependant les courants acoustiques semblent avoir un effet plus limité à proximité des parois. Enfin, bien que le sujet soit pour l'instant très peu étudié, les ultrasons semblent à l'origine d'une diminution des pertes de charge, en réduisant les frottements à la paroi.

I.4.2 Evolution de la cavitation acoustique soumise à un écoulement

Si les ultrasons peuvent avoir un effet notable sur l'écoulement, de nombreuses études ont également montré que les effets des ultrasons évoluent lorsqu'ils sont soumis à un écoulement. Les travaux de Reuter *et al.* [55] ont analysé l'évolution d'un champ ultrasonore lorsqu'il est soumis à un jet liquide. Un champ ultrasonore basse fréquence (25 kHz) est généré dans une cuve remplie d'eau avec une puissance acoustique modérée de 40 W, juste au dessus du seuil de cavitation, produisant de la cavitation de façon sporadique. L'injection d'un jet, perpendiculairement au champ ultrasonore, induit une augmentation drastique de la densité de cavitation dans la zone du jet, améliorant ainsi l'intensité cavitationnelle produite par le champ ultrasonore. Le phénomène est présenté sur la figure I.28 et est nommé "Acoustically cavitated jet" ou jet cavitant acoustiquement. Cependant, dans ces travaux, cette augmentation de l'intensité cavitationnelle se produit lorsque le jet atteint une vitesse de $0,4 \text{ m.s}^{-1}$, et semble donc dépendre des conditions spécifiques d'écoulement. Les auteurs suggèrent que le jet induit une diminution de la coalescence des bulles de cavitation, augmentant ainsi la densité de bulles. Ces travaux montrent ainsi que l'utilisation d'un écoulement associé à un champ ultrasonore peut permettre d'augmenter l'intensité de la cavitation acoustique.

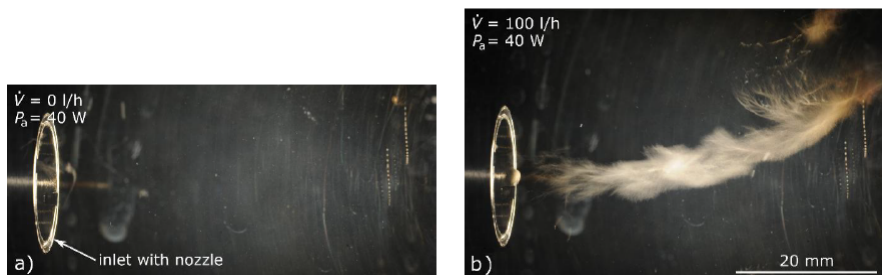


FIGURE I.28 – Photographies de la zone du jet dans la cuve avec l'orifice d'entrée visible sur le côté gauche. Les ultrasons sont présents dans les deux cas, à la même puissance et à la même fréquence ($P_{US} = 40 \text{ W}$, $f = 25 \text{ kHz}$). (a) Sans jet ; (b) avec jet ($v = 0,63 \text{ m.s}^{-1}$) [55].

D'autres phénomènes d'interaction entre un écoulement et la cavitation acoustique peuvent être observés, notamment en sonochimie. Plusieurs études ont cherché à comprendre l'influence d'un écoulement ou de la mise en mouvement du fluide sur l'activité sonochimique produite par la cavitation acoustique [56–59], montrant généralement une amélioration de l'activité sonochimique pour les basses fréquences ultrasonores lorsque le fluide est en mouvement. Cependant, cette amélioration est conditionnée à certaines plages de puissance ultrasonore, qui sont fonction de la fréquence ultrasonore utilisée, comme le montre la figure I.29, et semble également fonction de la vitesse de l'écoulement.

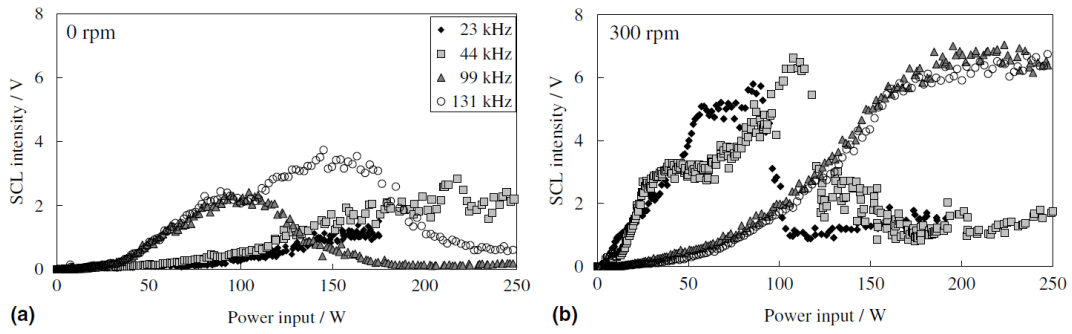


FIGURE I.29 – Comparaison de l’intensité de la sonochimiluminescence (SCL) en fonction de la puissance ultrasonore pour différentes fréquences : 23, 44, 99 et 131 kHz, (a) sans agitateur tournant ; (b) avec agitateur tournant à 300 rpm [57].

Hatanaka *et al.* [57] ont montré que l’écoulement du fluide empêche la coalescence et l’agglomération des bulles de cavitation en neutralisant les forces de Bjerknes primaire et secondaire, et permet donc d’intensifier l’activité sonochimique produite par la cavitation acoustique. La figure I.30 présente une illustration de ce phénomène. Pour des ultrasons de basses fréquences et une puissance acoustique élevée, le risque de coalescence des bulles est important. La mise en circulation du fluide permet d’éviter la formation de clusters de bulles et donc permet d’augmenter l’activité sonochimique, se concentrant alors au niveau des ventres de pression. Cependant, pour des ultrasons de hautes fréquences, ou une puissance acoustique basse, les bulles générées étant de plus petites tailles et la coalescence étant généralement moins importante, la mise en circulation du fluide tend au contraire à diminuer l’activité sonochimique.

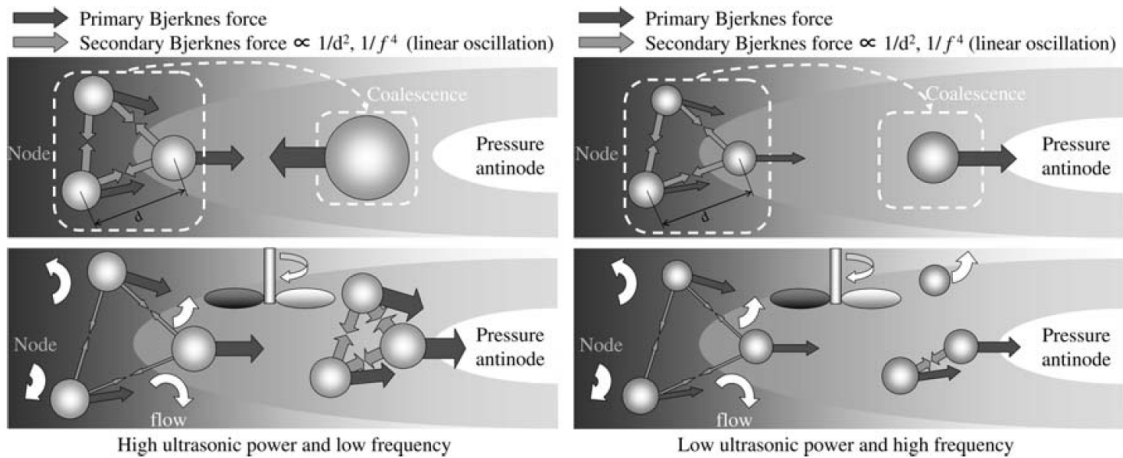


FIGURE I.30 – Schémas illustrant l’influence d’un écoulement sur la coalescence et l’agglomération des bulles de cavitation, selon la fréquence et la puissance ultrasonores [57].

Gielen *et al.* [60] ont analysé la cavitation générée par un champ ultrasonore au sein d’un écoulement dans un canal, grâce à la sonoluminescence. La section d’essais utilisée est constituée d’un canal carré, et un émetteur ultrasonore est placé sur une des parois, de façon à ce que le champ ultrasonore soit émis perpendiculairement à l’écoulement. Sur la paroi face à l’émetteur est placé un photo-détecteur permettant de quantifier les photons émis par la cavitation acoustique. La vitesse de l’écoulement est variable, et permet de faire varier le régime d’écoulement qui peut être laminaire ou turbulent. Par ailleurs, quatre fréquences sont étudiées (46 kHz, 119 kHz, 247 kHz et 564 kHz). Ce dispositif expérimental permet donc de quantifier l’évolution de la cavitation acoustique au sein d’un écoulement, selon différentes fréquences ultrasonores et différents régimes d’écoulement. L’étude démontre que l’augmentation du nombre de Reynolds permet d’augmenter la sonoluminescence, jus-

qu'à ce que l'écoulement devienne turbulent, le signal de sonoluminescence atteint alors un plateau pour trois des quatre fréquences (46 kHz, 247 kHz et 564 kHz). De plus, pour les basses fréquences (ici < 200 kHz) un changement de type de cavitation se produit lorsque l'écoulement devient turbulent, la cavitation passant alors de transitoire à stable.

L'influence de perturbations hydrodynamiques sur la cavitation a également été étudiée par Choi *et al.* [61], en démontrant que l'injection d'air au sein d'un sonoréacteur basse fréquence ($f = 36$ kHz), permettait d'améliorer de façon notable l'intensité de la cavitation et l'activité chimique résultante. En utilisant un liquide saturé en gaz dissous, l'étude s'assure ainsi que l'injection d'air n'influence ni la quantité d'oxygène présente dans la solution (qui est la source des radicaux $H\cdot$ et $OH\cdot$ produits par la cavitation acoustique) ni la quantité de gaz dissous (qui peuvent agir comme des noyaux de bulles, et ainsi améliorer la génération de bulles de cavitation acoustique). Ainsi, les auteurs suggèrent que l'augmentation de l'instabilité du corps liquide entraîne une augmentation de l'activité sonochimique.

En conclusion, de nombreuses recherches ont été menées sur l'interaction entre écoulement et cavitation acoustique, selon différentes approches. Dans l'ensemble, ces études montrent que la mise en circulation du fluide peut permettre d'intensifier la cavitation acoustique, selon les conditions étudiées. En effet, la mise en mouvement du fluide semble permettre d'éviter la coalescence des bulles, qui est généralement un facteur limitant pour l'activité cavitationnelle. Cependant, il apparaît que la mise en circulation du fluide est favorable seulement pour une gamme de puissance ultrasonore donnée, selon la fréquence utilisée. Par ailleurs, lorsque de la cavitation acoustique est générée au sein d'un écoulement, la transition vers un régime d'écoulement turbulent permettrait de passer d'une cavitation transitoire à une cavitation stable.

I.4.3 Evolution des courants acoustiques soumis à un écoulement

D'autres travaux ont étudié l'évolution des courants acoustiques et de la cavitation acoustique en fonction du régime d'écoulement [62,63]. La vélocimétrie par image de particules (PIV) a permis d'analyser l'évolution de ces courants acoustiques avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. D'autre part, des mesures électrochimiques, réalisées grâce à une électrode placée au niveau de la paroi opposée à l'émetteur, ont permis de déduire ensuite une vitesse équivalente pariétale, liée au transfert de matière. Avec l'augmentation de la vitesse, les courants acoustiques sont balayés par l'écoulement principal, au point de ne plus avoir aucune influence sur le champ de vitesses à proximité de la paroi opposée à l'émetteur, comme le montre la figure I.31.

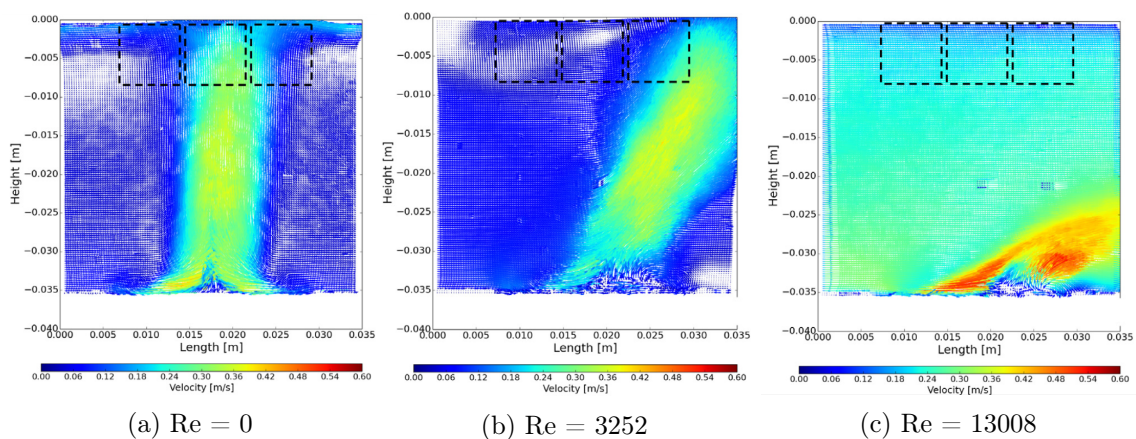


FIGURE I.31 – Champs de vitesses montrant l'évolution du courant acoustique ($f=20$ kHz, $P_{US}=51$ W) en fonction du nombre de Reynolds. Le fluide circule de la gauche vers la droite. L'émetteur ultrasonore est placé en bas, à une hauteur de $-0,035$ m, et l'électrode se trouve sur la paroi en face, à une hauteur de 0 m [62].

Cependant, avec l'utilisation des ultrasons l'activité chimique reste plus importante sur cette paroi que sans ultrasons, quel que soit le régime d'écoulement, comme le montre la figure I.32. Cette activité chimique est liée à la cavitation acoustique, qui permet d'intensifier le transfert de matière au niveau de la paroi opposée à l'émetteur même lorsque les courants acoustiques sont complètement dissipés par l'écoulement.

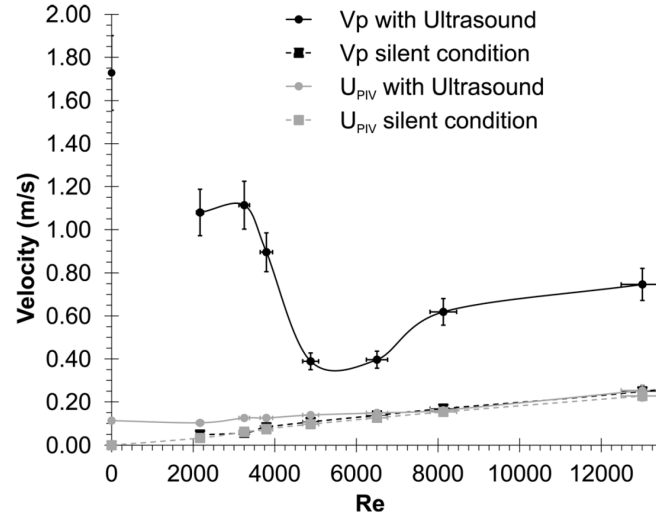


FIGURE I.32 – Comparaison de la vitesse équivalente pariétale V_p à partir de mesures électrochimiques et de la vitesse moyenne U_{PIV} à partir de mesures PIV, avec et sans ultrasons [63].

Cette analyse est confirmée par les travaux de Bulliard-Sauret *et al.* [52, 53], qui ont montré que l'intensité des fluctuations de vitesse instantanée produites par des courants acoustiques émis perpendiculairement à un écoulement, grâce à des ultrasons de haute fréquence (2 MHz), diminuait avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement.

Enfin, l'étude de Inworn *et al.* [64] permet de confirmer ce phénomène d'entraînement des courants acoustiques lorsqu'ils sont associés à un écoulement perpendiculaire, selon une approche différente. Grâce à l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques, l'étude démontre que l'influence du champ ultrasonore sur le transfert thermique dans une zone définie décroît lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Il apparaît que cette zone d'influence des ultrasons due aux courants acoustiques tend à être déplacée plus en aval de l'écoulement, avec une intensité diminuée, lorsque la vitesse débitante de l'écoulement est plus élevée.

I.4.4 Conclusions de la section I.4

L'ensemble de ces études permet d'identifier les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons lorsque le champ ultrasonore est généré dans un écoulement, et d'analyser l'évolution de ces effets selon le régime d'écoulement. En effet, les ultrasons permettent d'augmenter le transfert de quantité de mouvement lorsque le régime d'écoulement est laminaire, et également de générer des fluctuations de vitesse instantanée. En régime turbulent, ces effets sont considérablement diminués, cependant, selon les fréquences ultrasonores utilisées et les effets induits, différents phénomènes peuvent être observés. Dans le cas de la cavitation acoustique, la vitesse d'un écoulement peut induire une augmentation de l'intensité de la cavitation acoustique, en limitant la coalescence des bulles. De plus, la cavitation acoustique permet de garantir une augmentation des transferts pariétaux, même lorsque les effets convectifs semblent complètement dissipés. Dans le cas des courants acoustiques, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement induit un déplacement de la zone d'influence des ultrasons, et tend à dissiper les courants acoustiques.

I.5 Influence des ultrasons sur les transferts thermiques en convection naturelle

Les premiers travaux faisant mention de l'utilisation d'un champ acoustique pour améliorer le transfert thermique se sont notamment penchés sur la convection naturelle dans l'air en utilisant des ondes acoustiques sonores (la fréquence est inférieure à 20 kHz), démontrant une amélioration notable du coefficient de transfert thermique [65–67]. Ces travaux définissent les premières bases des différents paramètres opératoires pouvant influencer l'intensification du transfert thermique grâce aux ondes acoustiques. L'intensification du transfert thermique est généralement définie par rapport au coefficient de transfert thermique avec ultrasons h_{US} et sans ultrasons h_0 . Elle peut être définie en fonction du rapport des deux h_{US}/h_0 , ou bien comme l'écart relatif entre les deux $(h_{US}-h_0)/h_0$, nommé facteur d'intensification.

Les transferts thermiques regroupant un nombre important de phénomènes différents, du transfert monophasique au transfert polyphasique, en convection naturelle ou forcée, cette section se concentrera sur les travaux utilisant un champ acoustique dans le but d'intensifier le transfert thermique en convection naturelle. La convection forcée fait l'objet d'une autre section.

L'intensification des transferts thermiques par les ultrasons peut évoluer selon de nombreux paramètres opératoires liés au champ acoustique ainsi qu'aux facteurs thermiques. Cette partie se concentre sur l'identification de ces paramètres.

I.5.1 Influence de l'intensité acoustique

L'influence de l'amplitude des ondes acoustiques sur l'intensification du transfert thermique a été étudiée dès le départ par Lemlich [65], dans un contexte de convection naturelle dans l'air autour d'un fil chauffant. Bien que cette étude utilise des ondes sonores, l'augmentation de leur amplitude permet d'augmenter le coefficient de transfert thermique. Dans le cas d'une onde ultrasonore, Yukawa *et al.* [68] ont également observé que l'augmentation de l'intensité acoustique était un facteur important pour augmenter le coefficient de transfert thermique dans le cas d'une plaque chauffante immergée dans l'eau. Les travaux de Lida *et al.* [69] ont démontré un lien similaire entre la pression acoustique d'une onde sonore à 28 kHz et l'intensification du transfert thermique résultante sur un tube chauffant immergé dans de l'eau. Ainsi, l'augmentation de l'intensité ultrasonore, et donc de la pression acoustique induite, est directement corrélée à l'augmentation du coefficient de transfert convectif. Cette analyse est également partagée par Uhlenwinkel *et al.* [70], pour un cas de convection naturelle dans de l'air autour d'un fil chauffant.

Dans le cas d'ultrasons générés par une sonotrode, Nomura *et al.* [71] ont considéré les courants acoustiques générés comme des jets qui seraient produits par une buse. La puissance ultrasonore est alors associée à la vitesse du jet. Ainsi, l'augmentation de la puissance ultrasonore permet d'augmenter la vitesse du jet, induisant une amélioration du coefficient de transfert thermique convectif.

Par la suite de nombreuses études ont à nouveau démontré que l'augmentation de la puissance ultrasonore permettait d'augmenter l'intensification du transfert thermique, que ce soit dans le cas d'un tube horizontal chauffant [72, 73], d'une plaque horizontale [74] ou d'une sphère [75].

Ces résultats peuvent s'expliquer en partie par l'influence de la cavitation acoustique. En effet, l'implosion des bulles génère de la turbulence au sein du liquide, permettant ainsi d'augmenter le mélange du fluide. De plus, lorsque les bulles de cavitation implosent à proximité de la paroi, elles induisent une perturbation dans l'établissement de la couche limite thermique, réduisant ainsi son épaisseur et permettent donc d'augmenter le transfert thermique (*cf.* I.2.2.1). L'intensité de la cavitation acoustique étant fonction de la puissance ultrasonore, l'augmentation de cette dernière induit une augmentation des effets de la cavitation sur le transfert thermique. De plus, l'augmentation de la puissance

ultrasonore induit également une augmentation de la vitesse des courants acoustiques, ce qui a pour effet de favoriser le mélange entre l'élément chauffant et le fluide, améliorant ainsi le transfert thermique. L'association de ces deux phénomènes permet donc d'intensifier le transfert thermique par une augmentation de la puissance ultrasonore. Cependant, deux limites se posent à l'intensification des transferts thermiques via l'augmentation de la puissance ultrasonore. Tout d'abord, en-dessous d'une certaine intensité ultrasonore, l'intensification des transferts thermiques mesurée est très faible voir inexistante [69]. Cela est dû au fait qu'en dessous d'un seuil de puissance ultrasonore, aucune activité cavitationnelle n'est possible. D'autre part, plusieurs travaux ont démontré que l'intensification des transferts thermiques présente une limite supérieure avec l'augmentation la puissance ultrasonore, et prend généralement la forme d'une courbe asymptotique [72, 73], comme le montre la figure I.33, ce que semblaient déjà montrer les travaux de Lida *et al.* [69]. Au-delà d'une certaine puissance ultrasonore, l'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons reste constante.

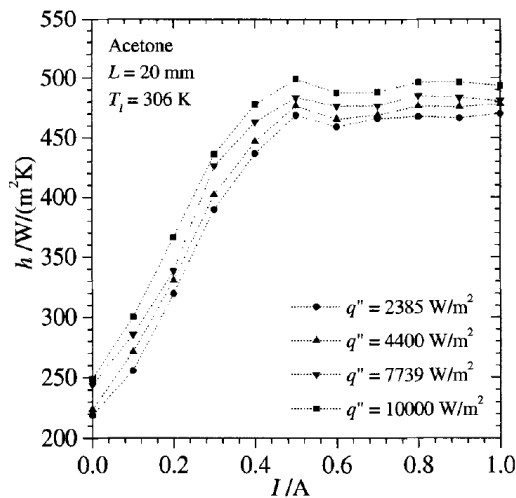


FIGURE I.33 – Évolution du coefficient de transfert thermique d'un tube chauffant horizontal, en fonction de l'intensité fournie à l'émetteur ultrasonore, pour plusieurs flux thermiques [72].

L'intensité des phénomènes hydrodynamiques produits par les ultrasons étant directement fonction de la puissance acoustique, l'intensification du transfert thermique par ultrasons est fortement dépendante de ce paramètre. En effet, en-dessous d'un certain seuil de puissance, aucune activité cavitationnelle ne se produit, et l'intensification du transfert thermique est alors inexistante. Au-delà du seuil de cavitation acoustique, l'augmentation de la puissance acoustique permet d'augmenter l'activité cavitationnelle ainsi que la vitesse des courants acoustiques. Leurs effets sur les transferts pariétaux sont ainsi améliorés et permettent donc une intensification du transfert thermique plus importante. Cependant, l'augmentation de l'intensification du transfert thermique est de moins en moins importante à mesure que la puissance acoustique augmente, suivant une tendance asymptotique. Néanmoins les raisons de cette évolution asymptotique restent indéterminées dans la littérature.

I.5.2 Propagation des ondes acoustiques

Comme présenté dans le paragraphe I.3.2, les ondes mécaniques peuvent se propager de manière progressive ou stationnaire, selon qu'elles se déplacent ou non dans l'espace. Dans le cas où une onde est réfléchi, ou passe dans un milieu ayant une impédance différente, des ondes stationnaires peuvent se développer. De nombreux travaux ont été menés sur l'évolution du transfert thermique selon le type de propagation. Généralement, ces travaux analysent la variation du transfert thermique en fonction de la distance entre l'émetteur

et l'élément chauffant (ou refroidissant).

Plusieurs travaux ont étudié le cas où l'élément chauffant est placé dans un champ d'ondes stationnaires pré-existant. Les ondes stationnaires se développent alors entre le transducteur ultrasonore et une paroi, ou une surface libre, et l'élément chauffant est positionné entre les deux. Plusieurs types d'éléments chauffants ont été étudiés, tel qu'un fil chauffant [70, 76, 77], un cylindre [69, 78] ou encore un serpentin [79]. Lorsque l'élément chauffant est déplacé selon l'axe de l'onde stationnaire, le coefficient de transfert thermique évolue de manière périodique, autour d'une valeur moyenne. La période de ces variations semble correspondre à une demi-longueur d'onde ultrasonore, quelle que soit la configuration des ondes stationnaires ou le type d'élément chauffant, comme le montre la figure I.34, présentant l'évolution de l'effet des ultrasons sur le transfert thermique, caractérisé par le rapport entre les coefficients de transfert thermique avec et sans ultrasons, en fonction de la distance entre l'émetteur ultrasonore et le fil chauffant.

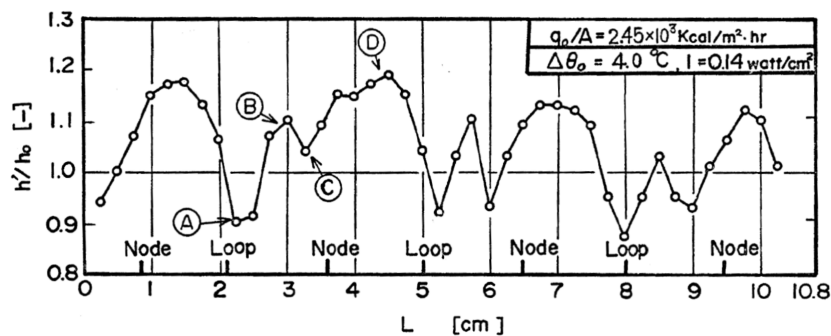


FIGURE I.34 – Évolution du rapport des coefficients de transfert thermique avec ultrasons ($f = 28$ kHz) et sans ultrasons en fonction de la distance entre le transducteur et l'élément chauffant dans de l'eau [76].

Dans le cas d'ondes stationnaires où l'élément chauffant constitue l'élément réfléchissant de l'onde, les travaux de Nomura *et al.* [80, 81] ont mis en évidence, pour plusieurs fréquences ultrasonores, que le transfert thermique évoluait de manière périodique avec l'augmentation de la distance entre un transducteur ultrasonore et une plaque chauffante, en adoptant une périodicité plus ou moins marquée selon la fréquence utilisée, comme présenté dans la figure I.35. Avec l'augmentation de la fréquence, la période des variations de valeurs du coefficient de transfert thermique devient plus courte. De plus, l'évolution du coefficient de transfert thermique en fonction de la distance est similaire à celle de la pression acoustique déterminée numériquement dans ces travaux.

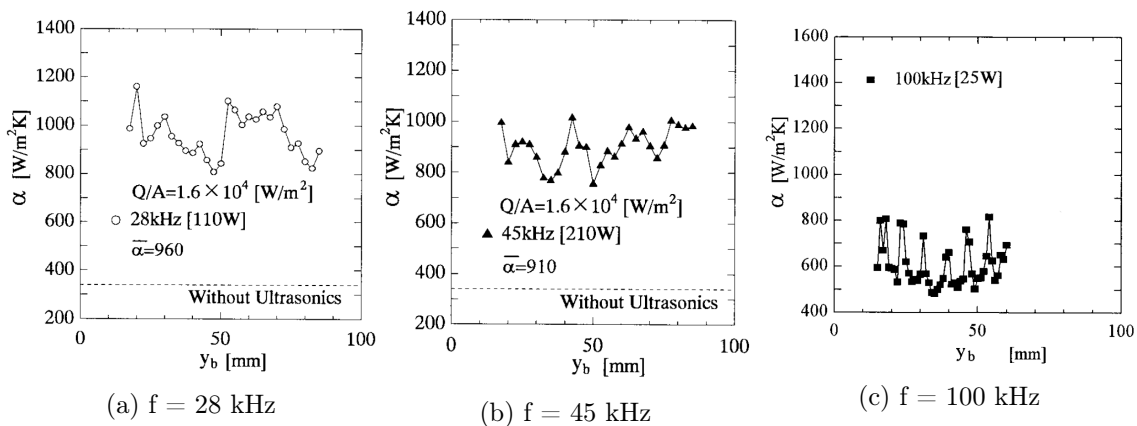


FIGURE I.35 – Evolution du coefficient de transfert thermique d'une plaque chauffante dans de l'eau selon la distance avec l'émetteur ultrasonore, pour différentes fréquences [81].

Cependant, il semblerait qu'une part importante de ces fluctuations soit liée à la pré-

sence ou non de bulles de cavitation acoustique. La figure I.36 présente l'évolution du coefficient de transfert thermique sur une plaque chauffante soumise à un champ ultrasonore ($f = 40$ kHz), ainsi que l'intensité de la cavitation acoustique, quantifiée par le taux de masse perdu par érosion d'une feuille d'aluminium (en $g.m^{-2}.s^{-1}$) placée sur la plaque, en fonction de la distance entre la source ultrasonore et la plaque. Il apparaît que l'évolution de l'intensité de la cavitation en fonction de la distance entre la plaque chauffante et le transducteur s'accorde particulièrement bien avec celle du coefficient de transfert thermique. Les bulles de cavitation acoustique se retrouvant généralement piégées au niveau des ventres de pression acoustique, elles permettent ainsi d'améliorer le transfert thermique localement. Cependant, le transfert thermique ainsi que l'intensité de la cavitation acoustique semblent décroître lorsque l'augmentation de la distance entre la source ultrasonore et l'élément chauffant est suffisamment importante, dû à l'atténuation de l'onde (*cf.* section I.3.2).

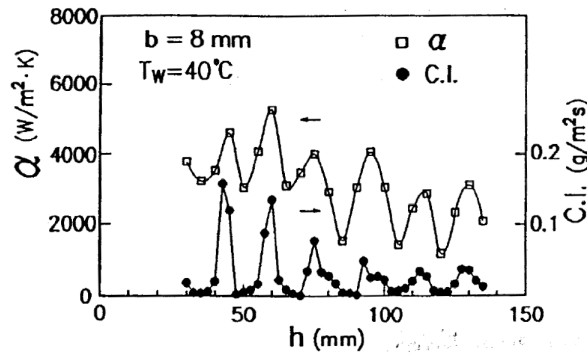


FIGURE I.36 – Évolution du coefficient de transfert thermique α et de l'intensité de la cavitation acoustique $C.I.$ sur une plaque chauffante dans de l'eau, selon la distance avec l'émetteur ultrasonore [80].

C'est également ce qu'observent Tajik *et al.* [74], avec un banc d'essais similaire à Nomura *et al.* [80], utilisant un transducteur de 18 kHz positionné horizontalement au fond d'une cuve d'eau et une plaque chauffante horizontale positionnée au-dessus du transducteur à une distance fonction de la longueur d'onde. La plaque chauffante sert également de réflecteur à l'onde acoustique, permettant le développement d'ondes stationnaires. Afin de réduire au maximum les phénomènes de cavitation acoustique, l'eau de la cuve est distillée et chauffée jusqu'à ébullition pendant 20 minutes avant chaque expérience. Ainsi, sans la présence de bulles de cavitation acoustique, l'amélioration du transfert thermique décroît avec l'augmentation de la distance entre le transducteur et l'élément chauffant. Cependant ces mesures, réalisées à 3 distances équivalentes à un multiple de $\lambda/2$, ne permettent pas d'observer de variations périodiques des coefficients de transfert thermique entre les ventres de l'onde, mais seulement une tendance globale. Les auteurs justifient la baisse de l'intensification du transfert thermique par la diminution de la vitesse des courants acoustiques lors de l'augmentation de la distance entre la plaque chauffante et le transducteur.

En étudiant l'influence des ultrasons ($f = 30$ kHz) sur une plaque chauffante dans l'air, Lee *et al.* [82] ont pu analyser l'évolution des courants acoustiques et du transfert thermique dans un champ d'ondes stationnaires sans cavitation acoustique. L'étude montre que la vitesse maximale des courants acoustiques en fonction de la distance entre le transducteur et la plaque chauffante évolue de manière oscillatoire jusqu'à une distance équivalente à $3\lambda/2$ puis décroît avec l'augmentation de la distance. Le transfert thermique adopte une évolution similaire, confirmant ainsi l'influence de la distance sur l'amélioration du transfert thermique entre la source acoustique et l'élément chauffant dans un champ d'ondes stationnaires.

Lorsque le milieu de propagation de l'onde est bien plus grand que la longueur d'onde, les ondes stationnaires ne peuvent se développer, on parle alors d'ondes progressives. L'onde

se déplace dans l'espace, et de par l'absorption du milieu, elle est atténuée et son intensité décroît avec l'augmentation de la distance à la source de l'onde. L'utilisation d'ondes progressives pour améliorer le transfert thermique est moins courante que celle des ondes stationnaires. Cependant plusieurs études ont été menées sur ce sujet. En utilisant une sonotrode dans une configuration défavorable à la formation d'ondes stationnaires, Nomura *et al.* [71] ont étudié comment le transfert thermique d'une plaque chauffante évoluait lorsqu'elle est soumise à des ondes progressives. Comme mentionné dans le paragraphe I.5.1, cette étude est réalisée dans un bassin d'eau, et considère le courant acoustique généré comme un jet produit par une buse. Ainsi, avec l'augmentation de la distance entre la sonotrode et la plaque chauffante, l'intensité de l'onde et donc de la vitesse du jet produit décroissent. Au niveau de la plaque chauffante, le transfert thermique est amélioré par les ultrasons, mais cette intensification décroît avec l'augmentation de la distance, comme le montre la figure I.37.

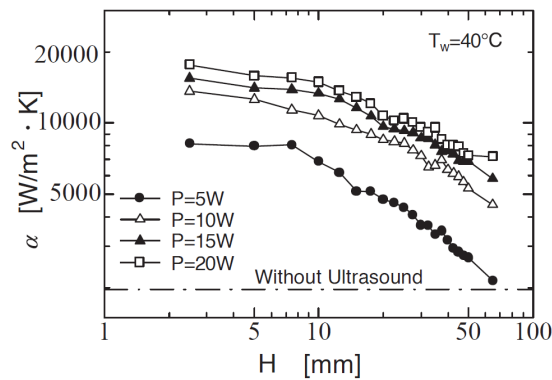
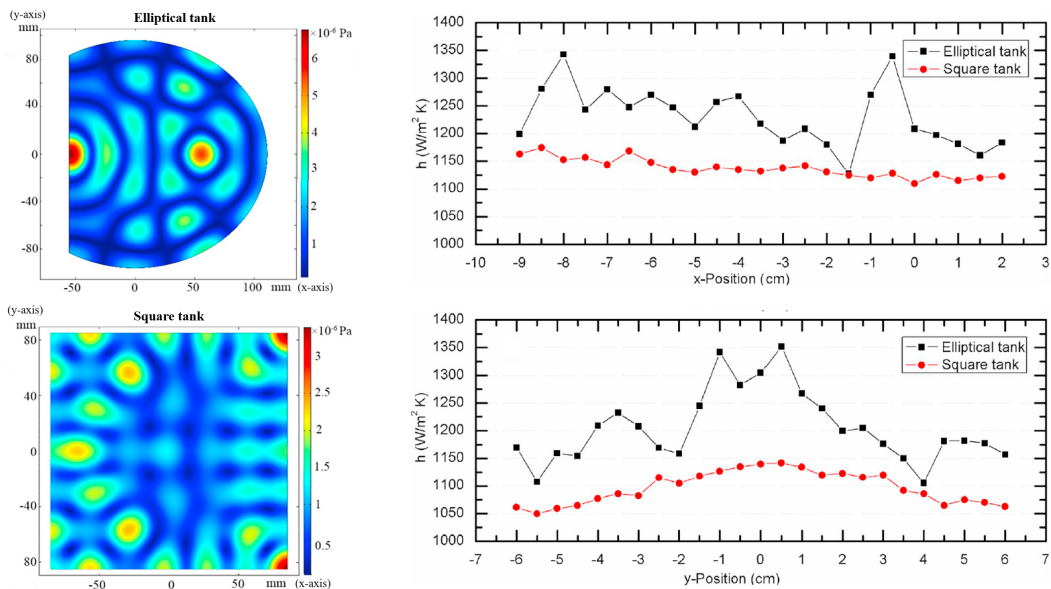


FIGURE I.37 – Coefficient de transfert thermique au niveau d'une plaque chauffante, selon la distance avec une sonotrode émettant des ondes progressives ($f = 60 \text{ kHz}$), pour plusieurs puissances ultrasonores [71].

Récemment, Chen *et al.* [83] ont étudié la possibilité d'utiliser des ondes stationnaires tout en améliorant l'intensité acoustique à proximité de la surface chauffante, en contrôlant la réflexion et les interférences des ondes ultrasonores. L'objectif est donc de concentrer le champ acoustique sur l'élément chauffant et ainsi d'améliorer le transfert thermique. Pour cela, les auteurs étudient le cas d'une cuve de forme elliptique conçue pour concentrer les ondes ultrasonores, et d'une cuve de contrôle de forme carrée. Chacune de ces cuves intègre un transducteur ultrasonore. Les résultats montrent que la focalisation du champ acoustique dans la cuve elliptique permet de favoriser l'intensité de l'ensemble du champ acoustique par rapport à la cuve carrée, en particulier dans la zone de focalisation (voir figure I.38a). L'intensification du transfert thermique est ainsi plus élevée dans le réservoir elliptique que dans le réservoir carré, peu importe la position de l'élément chauffant, comme le montre la figure I.38b.



(a) Champs de pression acoustique

(b) Coefficients de transfert thermique

FIGURE I.38 – Comparaison des champs de pression acoustique et des coefficients de transfert thermique soumis à des ultrasons selon l’axe x et l’axe y, dans une cuve elliptique et dans une cuve carrée [83].

Par ailleurs, Nomura *et al.* [84] ont démontré que malgré la présence d’une paroi faisant office d’obstacle entre une source ultrasonore et un élément chauffant, il est possible d’intensifier les transferts thermiques grâce aux ultrasons. En effet, les ultrasons se propagent à travers la paroi et l’agitation produite par les vibrations se diffuse dans la zone située derrière l’obstacle. Les auteurs ont étudié le cas de plusieurs matériaux ainsi que plusieurs épaisseurs de paroi. Ainsi, l’augmentation de l’épaisseur de la paroi faisant office d’obstacle induit une diminution de l’effet des ultrasons sur le transfert thermique. De plus, l’impédance acoustique joue ici un rôle critique, puisque plus l’impédance acoustique du matériau est éloignée de l’impédance acoustique du fluide dans lequel se propagent les ondes acoustiques, moins l’intensification du transfert thermique générée par les ultrasons est importante. Ces travaux représentent un intérêt notable pour l’utilisation d’ultrasons comme méthode d’intensification des transferts thermiques à travers une paroi, comme dans le cas des échangeurs de chaleur.

Les paramètres liés à la propagation des ondes acoustiques jouent donc un rôle critique dans l’intensification du transfert thermique par les ultrasons. La formation d’ondes stationnaires permet notamment la concentration des zones de cavitation acoustique, favorables à l’amélioration du transfert thermique. Ces ondes stationnaires peuvent être focalisées afin de concentrer le champ acoustique et donc améliorer le transfert thermique. Enfin, la présence d’un obstacle entre l’élément chauffant et la source ultrasonore induit une diminution de l’intensification générée. L’influence néfaste de cet obstacle peut être limitée en jouant sur son impédance ou son épaisseur.

I.5.3 Influence de la cavitation acoustique sur le transfert thermique

La cavitation acoustique et ses effets ont été largement étudiés dans le cadre de l’intensification des transferts thermiques. En effet, lorsque des bulles de cavitation oscillent et implosent à proximité d’une surface chauffante, elles induisent de fortes perturbations au niveau de la couche limite thermique, permettant ainsi d’améliorer le transfert thermique [68, 85]. Cependant, plusieurs paramètres peuvent influencer la cavitation, et par conséquent le transfert thermique. Tout d’abord, la présence de gaz dissous dans le liquide a une influence notable sur la cavitation acoustique, comme mentionnée dans la partie I.3.4. Les effets produits sur le transfert thermique varient alors selon la quantité

de gaz dissous. Yukawa *et al.* [68] ont démontré qu'en dégazant l'eau, abaissant ainsi la quantité d'oxygène dissous, la présence de cavitation acoustique était largement réduite, et par conséquent l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons était diminuée de manière considérable. Ce phénomène est confirmé par Kim *et al.* [86] dont les travaux ont montré que l'intensification du transfert thermique en convection naturelle générée par la cavitation acoustique était bien plus importante lorsque l'eau n'était pas préalablement dégazée.

Par ailleurs, les propriétés physico-chimiques du fluide utilisé peuvent jouer un rôle clé sur l'influence de la cavitation. Zhou *et al.* [72] ont analysé l'évolution du transfert thermique d'un tube chauffant soumis à de la cavitation acoustique dans plusieurs fluides (eau, acétone et éthanol) ayant des propriétés physico-chimiques différentes. Si l'augmentation du nombre de Prandtl peut jouer un rôle important dans l'amélioration du transfert thermique, d'autres paramètres semblent entrer également en jeu. L'étude montre qu'avec une tension de surface et une température de saturation plus faibles, l'intensification du transfert thermique dans l'acétone est plus importante, suivi par l'éthanol et l'eau. Cependant cette étude ne fait pas la distinction entre l'influence de la tension de surface et celle de la pression de vapeur saturante sur la cavitation et l'intensification du transfert thermique.

Par ailleurs, comme mentionné précédemment et illustré sur la figure I.36, lorsque les ultrasons se propagent sous forme d'ondes stationnaires, les bulles de cavitation se concentrent au niveau des ventres de pression acoustique, et ainsi améliorent le transfert thermique [80].

Il peut être intéressant de noter que parallèlement à cela, l'utilisation de la cavitation hydrodynamique a également été étudiée pour améliorer les transferts thermiques, de manière expérimentale au sein de micro-canaux [87], mais également grâce à des simulations numériques [88]. Ces études montrent que la cavitation hydrodynamique permet également d'intensifier le transfert thermique. Dans leur revue sur l'application au transfert thermique de la cavitation hydrodynamique et acoustique, Gevari *et al.* [89] présentent plusieurs études portant sur l'utilisation de la cavitation hydrodynamique pour améliorer le transfert thermique, notamment en ébullition dans des microcanaux.

La cavitation acoustique permet donc d'intensifier les transferts thermiques grâce à l'implosion des bulles, notamment à proximité de la paroi, permettant ainsi de perturber la couche limite thermique. En améliorant l'intensité cavitationnelle, grâce à la présence de gaz dissous, ou à travers les propriétés physico-chimiques du fluide, il est possible d'en améliorer ses effets sur le transfert thermique.

I.5.4 Influence des courants acoustiques sur le transfert thermique

Bien que l'utilisation des courants acoustiques pour intensifier le transfert thermique soit moins courante que la cavitation acoustique, plusieurs études ont été réalisées sur le sujet. Afin d'étudier uniquement l'influence des courants acoustiques sur le transfert thermique, plusieurs approches peuvent être menées. Différentes études ont utilisé des ultrasons de basse fréquence en utilisant un fluide dégazé, défavorisant ainsi l'apparition de la cavitation acoustique, ou bien des fluides à l'état gazeux, empêchant la formation de cavitation. D'autres études ont été menées en utilisant des ultrasons de hautes fréquences, produisant majoritairement des courants acoustiques. Dehbani *et al.* [90] ont comparé l'influence d'ultrasons de basse fréquence (24 kHz) et haute fréquence (1,7 MHz) sur le transfert thermique au niveau d'un fil chauffant. Les résultats montrent que les ultrasons de 1,7 MHz permettent de générer des courants acoustiques bien plus intenses que les ultrasons de 24 kHz. De plus, les courants acoustiques générés permettent un meilleur mélange du fluide et ainsi une amélioration du transfert thermique. Lee *et al.* [82] ont étudié les courants acoustiques formés dans l'air par un transducteur de 30 kHz, grâce à la technique de PIV. De plus, ils ont analysé l'évolution du transfert thermique au niveau d'une surface chauffante face au transducteur. Les courants acoustiques permettent de former des tourbillons stationnaires entre le transducteur et la surface chauffante, cependant les vitesses au sein des

tourbillons sont largement dépendantes de la distance séparant les deux éléments. Ainsi, l'amélioration du transfert thermique est bien plus importante lorsque les vitesses de tourbillons sont élevées. Un exemple de tourbillons formés par les courants acoustiques est présenté sur la figure I.39.

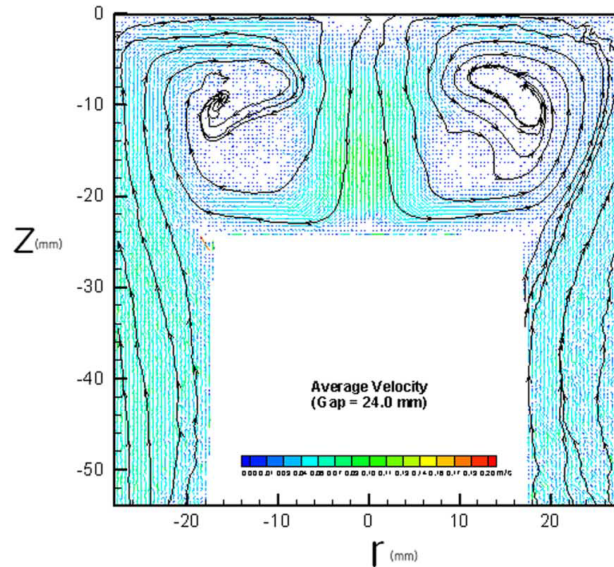


FIGURE I.39 – Courants acoustiques formés entre un transducteur ultrasonore de 30 kHz (zone blanche sur la figure), et une surface chauffante (situé à $Z = 0$ mm), dans l'air [82].

Des recherches ont également été menées sur les courants acoustiques produits grâce aux ondes stationnaires. Hoshino *et al.* [76,78] ont utilisé un transducteur de 28 kHz dans de l'eau dégazée, de façon à éviter le développement de la cavitation acoustique au sein du fluide. Les auteurs montrent ainsi que les courants acoustiques générés par les ondes stationnaires induisent une amélioration du transfert thermique, variable selon la position par rapport aux ventres et noeuds de pression. Ainsi, les coefficients de transfert thermique maximaux se trouvent entre les ventres et les noeuds de pression, où les vitesses de courants acoustiques sont les plus élevées. Tajik *et al.* [74] ont étudié l'influence des courants acoustiques produits par des ondes stationnaires, sur une plaque chauffante horizontale immergée dans de l'eau dégazée, afin d'éviter la présence de cavitation. Le rapport entre coefficient de transfert thermique avec et sans ultrasons atteint 390% dans les conditions les plus favorables, soit avec une puissance ultrasonore maximale et une distance minimale entre la plaque chauffante et le transducteur ultrasonore. D'autres études ont été réalisées pour des courants acoustiques produits par des ondes stationnaires dans de l'air [91,92]. En mesurant l'évolution de la température d'une plaque chauffante située à proximité d'une lame mise en oscillation grâce à une sonotrode, il a été montré que les courants acoustiques générés par les ondes stationnaires permettent de réduire considérablement la température de la plaque chauffante, ce qui traduit une augmentation du transfert thermique. Ces mesures sont associées à une étude numérique démontrant que les ondes stationnaires permettent de former deux tourbillons entre chaque demi-longueur d'onde. Ces tourbillons permettent ainsi d'augmenter le mélange entre le fluide et la paroi chauffante, et donc d'améliorer le coefficient de transfert thermique.

Les courants acoustiques induisent donc la formation d'écoulements et de tourbillons stationnaires au sein du fluide, permettant d'améliorer le mélange entre le fluide et l'élément chauffant, améliorant ainsi les transferts thermiques convectifs. Le développement de tourbillons intenses semble cependant fortement conditionné par la configuration géométrique étudiée et la formation d'ondes stationnaires.

I.5.5 Influence du flux thermique

Plusieurs travaux ont étudié l'influence du flux thermique sur l'intensification des transferts thermiques en présence d'ultrasons. Ces paramètres conditionnent l'intensité du transfert thermique, à travers le nombre de Grashoff (voir I.2.2), en convection naturelle. Cai *et al.* [73] ont montré que l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons diminuait avec l'augmentation du flux thermique. Cette diminution est notamment très marquée pour un flux thermique faible ($0 - 1,5 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$), comme le montre la figure I.40, présentant le rapport des coefficients de transfert thermique avec et sans ultrasons en fonction du flux thermique, représenté sur l'axe des abscisses, et de l'intensité électrique fournie à l'émetteur ultrasonore, représentée par les deux courbes différentes.

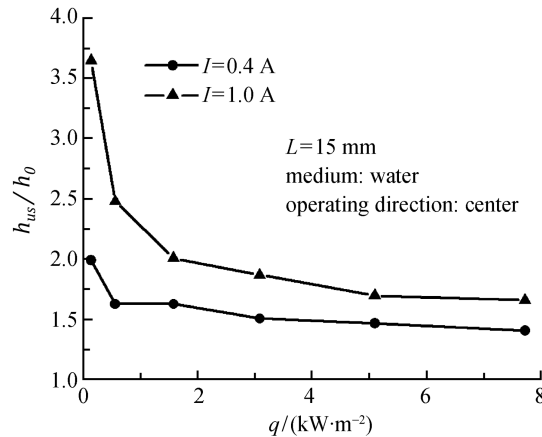


FIGURE I.40 – Évolution du rapport des coefficients de transfert thermique avec et sans ultrasons d'un tube chauffant horizontal, en fonction du flux thermique (en abscisse), pour différentes intensités électriques fournies à l'émetteur ultrasonore. [73].

D'autres études observent une évolution similaire de l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons en fonction du flux thermique [77, 79, 90]. Le flux thermique étant vecteur du transfert thermique en convection naturelle, à travers le nombre de Grashoff, son augmentation induit donc des coefficients de transfert thermique plus élevés, ce qui rend l'intensification du transfert thermique par les ultrasons plus limitée. Ainsi, à même intensité acoustique, un flux thermique plus important induit une diminution de l'effet des ultrasons sur le transfert thermique.

I.5.6 Influence de l'angle

En convection naturelle, le transfert thermique peut évoluer en fonction de l'inclinaison de l'élément chauffant par rapport à la direction de la gravité. Ainsi, quelques études ont analysé l'évolution du transfert thermique en fonction de l'orientation d'un élément chauffant par rapport à la direction de la gravité soumis à un champ ultrasonore, ainsi que l'influence de l'angle d'incidence des ultrasons vis-à-vis de l'élément chauffant. Yukawa *et al.* [68] ont étudié l'évolution du transfert thermique en convection naturelle dans une cuve remplie d'eau, pour différents angles d'inclinaison d'une plaque chauffante, de la position verticale (0°) à la position horizontale (90°), positionnée au-dessus d'un émetteur générant un champ ultrasonore ascendant. Sous l'effet des ultrasons, le coefficient de transfert thermique le plus important est obtenu lorsque la plaque chauffante est inclinée avec un angle d'environ 60° par rapport à la verticale, comme le montre la figure I.41a.

Cependant, le rapport entre le coefficient de transfert thermique avec et sans ultrasons, caractérisant l'amélioration du transfert thermique produit par les ultrasons, est plus important dans le cas où la plaque chauffante est positionnée horizontalement (voir figure I.41b). En effet, cela correspond au cas le plus défavorable pour la convection naturelle,

mais c'est lorsque le champ ultrasonore fait face à la plaque chauffante qu'il est le plus efficace en termes d'intensification du transfert thermique.

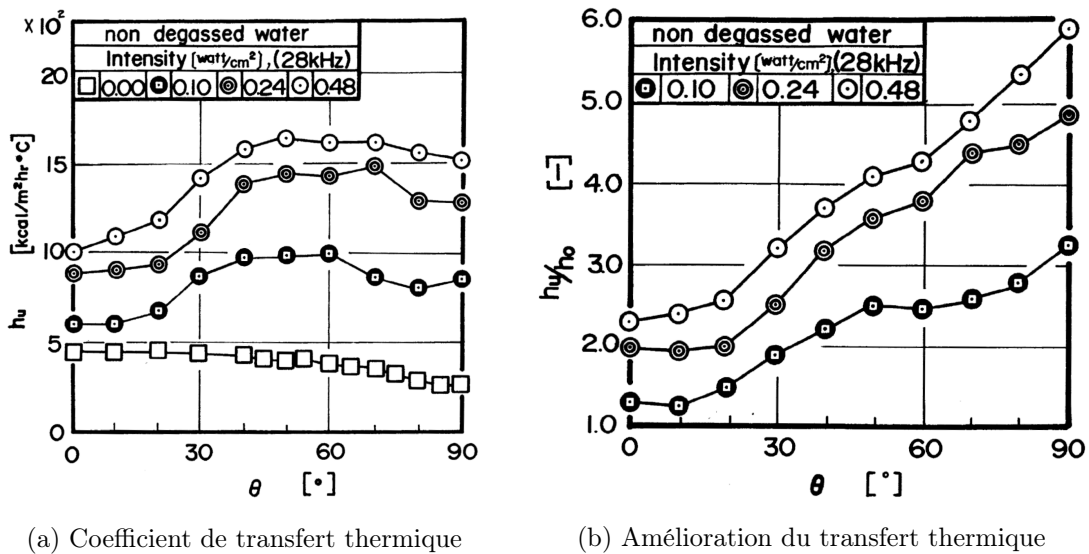


FIGURE I.41 – Coefficient de transfert thermique et intensification du transfert thermique en fonction de l'intensité ultrasonore et de l'angle d'inclinaison de la plaque chauffante par rapport au transducteur [68].

Ainsi, plus l'incidence des ultrasons est directe, c'est-à-dire lorsque le champ ultrasonore fait face à l'élément chauffant, meilleur est l'effet des ultrasons sur l'intensification du transfert thermique. Cependant, le meilleur transfert thermique en valeur absolue est obtenu en trouvant le juste compromis entre l'incidence la plus directe des ultrasons, et une orientation favorable en convection naturelle de la plaque chauffante par rapport à la direction de la gravité.

Nomura *et al.* [80, 81] ont également étudié le cas d'une plaque chauffante positionnée horizontalement et verticalement, avec un champ ultrasonore ascendant, et ont montré des tendances similaires. Ainsi, ces travaux montrent une intensification plus importante lorsque la plaque chauffante est positionnée horizontalement, faisant face au champ ultrasonore, bien que les coefficients de transfert thermique les plus élevés sous ultrasons soient obtenus lorsque la plaque est positionnée verticalement, à 90° par rapport à la direction du champ ultrasonore.

Enfin, Rahimi *et al.* [77] ont observé une amélioration du transfert thermique bien plus importante lorsqu'un fil chauffant immergé dans une cuve remplie d'eau est soumis à un champ ultrasonore horizontal, provenant d'un émetteur placé sur la paroi latérale de la cuve, plutôt qu'à un champ ultrasonore vertical, provenant d'un émetteur placé au fond de la cuve. Les auteurs suggèrent que l'émetteur placé au fond de la cuve, est soumis à une pression statique plus importante que celui placé sur le côté latéral, dissipant ainsi plus d'énergie au fluide sous forme thermique que sous forme cinétique.

I.5.7 Conclusions de la section I.5

Comme explicité dans la section I.5, de nombreuses études ont démontré la capacité des ultrasons à intensifier les transferts thermiques en convection naturelle. Cependant, l'intensification produite par les ultrasons sur le transfert thermique est fonction de nombreux paramètres. Selon des facteurs acoustiques d'abord, telles que la puissance ultrasonore ou la propagation des ondes. En effet, l'augmentation de la puissance ultrasonore permet une intensification plus importante du transfert thermique par les ultrasons, suivant une évolution asymptotique. Le régime d'ondes stationnaires joue également un rôle important puisque son apparition induit une concentration de bulles de cavitation acoustique au ni-

veau des noeuds de pressions, où le transfert thermique est amélioré. En effet, la capacité de la cavitation acoustique à intensifier les transferts thermiques est nettement identifiée. L'implosion des bulles de cavitation acoustique génère des effets convectifs au sein du fluide. La cavitation acoustique permet également de perturber la couche limite thermique lorsqu'elle se produit à proximité d'un élément chauffant. Ainsi les modifications de propriétés du fluide favorisant la cavitation acoustique, telle que l'augmentation de la quantité de gaz dissous, permettent d'intensifier le transfert thermique. Enfin, les courants acoustiques permettent également d'intensifier les transferts thermiques pariétaux en générant des effets convectifs importants.

L'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons est également fonction de paramètres thermiques. En effet, l'augmentation du flux thermique induit une augmentation du transfert thermique en convection naturelle, réduisant ainsi l'intensification que les ultrasons peuvent générer. L'angle d'inclinaison des éléments chauffants influence également le transfert thermique en convection naturelle. L'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons est ainsi fortement liée à l'orientation du transducteur vis-à-vis de l'élément chauffant, et au sens du gradient de température par rapport à la gravité. De manière plus générale, l'intensification du transfert thermique est plus importante lorsque le transfert thermique sans ultrasons est défavorisé.

I.6 Combinaisons de plusieurs champs ultrasonores

I.6.1 Amélioration de l'activité cavitationnelle

Différentes études ont été menées sur les effets produits par la combinaison de plusieurs champs ultrasonores, notamment en sonochimie. Iernetti *et al.* [93] ont démontré que l'intensité de la sonoluminescence produite par un champ ultrasonore à 700 kHz pouvait être augmentée en utilisant un autre champ ultrasonore pulsé de basse fréquence, perpendiculairement au premier. Cette intensification des effets produits par la cavitation acoustique, en combinant plusieurs champs ultrasonores, a été par la suite confirmée par Ciuti *et al.* [94, 95]. L'analyse de ces résultats conduit les auteurs à penser que lorsque les bulles de cavitation générées par des basses fréquences ultrasonores implosent, elles se décomposent en fragments plus petits. Ces fragments peuvent constituer des noyaux de cavitation appropriés pour un champ ultrasonore de fréquence plus élevée. De plus, la combinaison de champs ultrasonores ayant des fréquences différentes permet de générer de la cavitation sur une plus grande gamme de tailles de bulles, puisque la taille de bulle dépend essentiellement de la fréquence acoustique.

Feng *et al.* [96] ont montré que la combinaison de plusieurs champs ultrasonores de fréquences différentes générerait une activité cavitationnelle plus importante que la somme de l'activité cavitationnelle générée par chaque champ ultrasonore individuellement. Cette activité cavitationnelle est mesurée selon son activité chimique par trois méthodes différentes (masse d'iode libérée dans une solution d'iodure de potassium (KI), mesure de l'intensité de la fluorescence dans une solution d'acide téréphtalique (TA) et variation de la conductivité électrique dans de l'eau déionisée). Ainsi, l'irradiation combinée de deux champs ultrasonores permet d'obtenir une activité chimique plus importante que la somme algébrique de l'activité chimique produite par deux irradiations individuelles, quelle que soit la méthode de mesure, ce qui traduit une synergie de l'activité cavitationnelle.

La figure I.42 présente l'évolution de l'activité chimique en présence de deux champs ultrasonores. Le courant délivré au transducteur basse fréquence (28 kHz) est constant (200 mA), tandis que plusieurs valeurs d'intensité acoustique sont testées pour le transducteur haute fréquence (0,87 MHz).

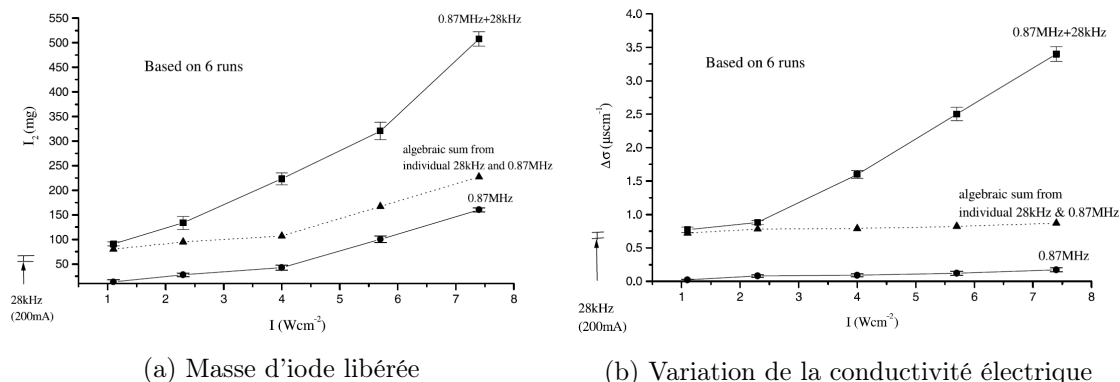


FIGURE I.42 – Activité chimique individuelle et combinée de deux champs ultrasonores de fréquences différentes (28 kHz et 0,87 MHz) selon deux méthodes (a) et (b), en fonction de l'intensité ultrasonore du transducteur de haute fréquence [96].

D'autres travaux [97] ont confirmé que la combinaison de deux champs ultrasonores permet une synergie de l'activité chimique produite par les ultrasons en mesurant la fluorescence d'une solution d'acide terephthalique (TA) après irradiation ultrasonore par deux champs combinés, avec une intensité acoustique cumulée de $2,2 \text{ W.cm}^{-2}$ et une durée de sonication de 20 minutes pour tous les essais. Comme le montre la figure I.43, l'activité chimique générée par la combinaison de deux champs ultrasonores ("synergistic effect") est plus importante que la somme des activités chimiques produites individuellement par chaque champ ultrasonore ("additive effect"), quelle que soit la méthode d'irradiation ultrasonore (continue ou pulsée).

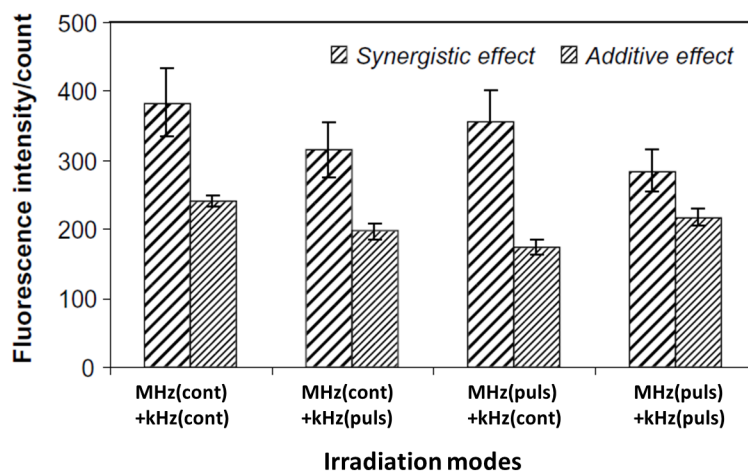


FIGURE I.43 – Intensité fluorescente combinée et additive de deux champs ultrasonores de fréquences différentes (150 kHz et 1 MHz) selon différentes méthodes d'irradiation [97].

Des études ont également démontré que l'utilisation de deux sources d'ultrasons avec une puissance réduite de moitié génère plus de cavitation qu'une seule source ultrasonore à pleine puissance [98]. Cependant, il semble que la position des transducteurs, et donc l'orientation des champs ultrasonores émis, ait une influence sur la synergie produite par leur combinaison. En effet, dans le cas où les champs ultrasonores se font face, l'activité cavitationnelle s'en voit réduite, selon Rahimi *et al.* [99].

I.6.2 Intensification des transferts thermiques

Bien que la combinaison de champs ultrasonores ait démontré la capacité d'intensifier l'activité cavitationnelle au delà de la simple addition des effets individuels de chaque

champ ultrasonore, l'utilisation de champs ultrasonores combinés afin d'intensifier les transferts thermiques est presque inexistante. Les seules études liées à ce sujet se concentrent sur des aspects très spécifiques des transferts thermiques. Une étude de Fu *et al.* [100] a rapporté l'influence d'un champ sonore (14 kHz) combiné à un champ ultrasonore (474 kHz) sur un caloduc afin d'améliorer le transfert thermique. Le caloduc est soumis à une source froide dont la température est contrôlée d'une part, et à une source chaude dont la puissance est contrôlée d'autre part. Le caloduc est équipé de six transducteurs (soit 14 kHz, soit 474 kHz, soit les deux), et la même puissance est délivrée aux transducteurs, quelle que soit leur fréquence. Les résultats ont montré une amélioration des transferts thermiques au sein du caloduc grâce à la sonication combinée de deux fréquences, par rapport à la sonication avec une seule fréquence. Cette étude reste cependant peu détaillée sur les raisons de cette amélioration, et s'attache au sujet spécifique des transferts thermiques au sein d'un caloduc. Une autre étude [101] a analysé les effets de la combinaison de champs ultrasonores appliqués au changement de phase. Plusieurs transducteurs ultrasonores ayant des fréquences différentes (20 kHz, 28 kHz et 40 kHz) sont utilisés simultanément, et émettent un champ ultrasonore en direction d'une pomme de terre dans une solution d'éthylène glycol à -18°C . La même puissance est délivrée aux transducteurs, quel que soit le nombre de transducteurs ou la fréquence. Les résultats montrent que la surgélation de la pomme de terre se produit plus rapidement en fonction du nombre de champs ultrasonores, la surgélation la plus rapide se produisant avec l'utilisation simultanée de 3 champs ultrasonores de fréquences différentes. Selon les auteurs, la combinaison de champs ultrasonores permet donc une augmentation du transfert thermique, grâce à la cavitation acoustique, réduisant la couche limite thermique. Bien que l'étude se concentre principalement sur les aspects alimentaires du procédé, elle pointe le potentiel intérêt de la combinaison de champs ultrasonores pour l'intensification des transferts thermiques.

I.6.3 Conclusions de la section I.6

La bibliographie présentée dans la section I.6 a démontré que la combinaison simultanée de plusieurs champs ultrasonores de fréquences différentes induit une activité cavitationnelle plus importante. L'activité cavitationnelle générée est notamment plus importante que la somme des activités cavitationnelles produites individuellement par chaque champ ultrasonore, ce que de nombreux articles analysent comme un effet de synergie. Cet effet de synergie est justifié par le fait que la taille des bulles de cavitation acoustique est inversement proportionnelle à la fréquence. Ainsi, l'implosion des bulles de cavitation acoustique générée par les ultrasons de basse fréquence produit des fragments de bulles plus petits, qui peuvent représenter des noyaux de cavitation potentiels pour les ultrasons de plus haute fréquence. L'activité cavitationnelle est ainsi décuplée par l'utilisation simultanée de champs ultrasonores de fréquence différente.

L'étude de champs ultrasonores combinés afin d'améliorer l'activité cavitationnelle a fait l'objet de nombreuses publications en sonochimie. Cependant, malgré l'importance de l'activité cavitationnelle dans l'intensification des transferts thermiques par ultrasons, peu d'études ont été menées sur le sujet. Néanmoins, ces études semblent montrer un intérêt notable de la combinaison de champs acoustiques comme moyen d'intensification des transferts thermiques.

I.7 Influence des ultrasons sur les transferts thermiques en convection forcée

Bien que les phénomènes induits par les interactions entre ultrasons et écoulement ou encore entre ultrasons et transfert thermique soient désormais mieux compris, les interactions entre ultrasons, écoulement et transfert thermique se produisant dans le cas de la convection forcée restent peu étudiées. La première étude portant sur l'utilisation des

ultrasons pour améliorer le transfert thermique dans un échangeur de chaleur a été réalisée par Berglès *et al.* [102]. Les auteurs ont observé une amélioration notable du transfert thermique (40%) grâce à l'utilisation d'ultrasons émis colinéairement à l'écoulement dans un échangeur coaxial. Cette étude mentionne également les travaux de Lemlich *et al.* [103], qui ont étudié le cas d'un échangeur tubulaire amélioré grâce à un champ acoustique sonore, pour des fréquences allant de 198 Hz à 322 Hz, et observaient une amélioration notable du transfert thermique grâce aux vibrations acoustiques. Les auteurs suggéraient déjà que l'amélioration du transfert thermique était liée au déclenchement de la turbulence grâce aux vibrations. Par la suite, quelques études ont permis de démontrer l'influence positive des ultrasons sur le transfert thermique des échangeurs de chaleur. Plus récemment, certaines études ont analysé l'influence de différents paramètres sur l'utilisation des ultrasons pour améliorer le transfert thermique en convection forcée. Cette partie se concentre donc sur l'analyse de l'évolution des phénomènes physiques selon différents paramètres opératoires ayant une influence sur le transfert thermique en convection forcée, amélioré par ultrasons.

I.7.1 Influence de l'intensité acoustique

De manière similaire à ce qui est observé en convection naturelle (*cf.* section I.5.1), l'augmentation de l'intensité acoustique induit une augmentation de l'effet des ultrasons sur l'intensification du transfert thermique, en suivant une évolution asymptotique. L'étude de Berglès *et al.* constatait déjà cela, comme le montre la figure I.44, représentant l'évolution du rapport entre le coefficient de transfert thermique avec ultrasons h_v et sans ultrasons h_0 dans un échangeur tubulaire coaxial, en fonction de l'intensité ultrasonore. Dans cette étude, les ultrasons ($f = 70$ kHz) sont émis colinéairement à l'écoulement.

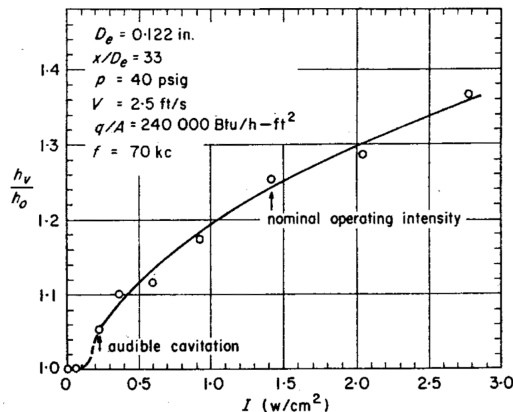


FIGURE I.44 – Evolution de l'intensification générée par les ultrasons sur le transfert thermique en fonction de l'intensité acoustique, dans un échangeur tubulaire coaxial. [102].

Par la suite, d'autres études ont également constaté cette tendance, comme celle de Yao *et al.* [104] dans le cas d'un échangeur de chaleur de type tube et calandre, amélioré grâce à des ultrasons basses fréquences ($f = 21$ kHz) émis colinéairement à l'écoulement, dont le coefficient de transfert thermique global augmente avec l'augmentation de la puissance ultrasonore. C'est également le cas dans l'étude de Bulliard *et al.* [52], dans le cas d'une plaque chauffante dans un canal rectangulaire, dont le transfert thermique est amélioré grâce à des ultrasons hautes fréquences ($f = 2$ MHz), émis perpendiculairement à l'écoulement. L'augmentation de la puissance ultrasonore induit une augmentation du coefficient de transfert thermique, suivant une évolution asymptotique.

I.7.2 Influence de la vitesse et du régime d'écoulement

Plusieurs études ont analysé l'évolution du transfert thermique soumis à un champ ultrasonore, en fonction de la vitesse de l'écoulement, à travers des moyens expérimentaux

différents. Gondrexon *et al.* [105] ont analysé l'utilisation d'ultrasons de basse fréquence ($f = 35$ kHz) dans un échangeur de chaleur de type tube et calandre. Les ultrasons sont émis perpendiculairement à l'écoulement, dans l'eau froide circulant entre les tubes et la calandre. Les auteurs montrent que l'augmentation du débit d'eau froide induit une diminution asymptotique de l'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons, comme le montre la figure I.45, avec le facteur d'intensification EF défini comme le rapport du coefficient global de transfert thermique avec ultrasons sur le coefficient global de transfert thermique sans ultrasons.

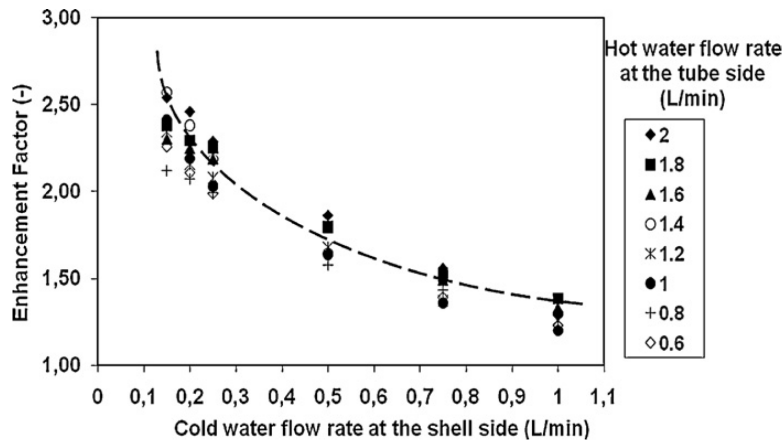


FIGURE I.45 – Evolution de l'effet des ultrasons ($f = 35$ kHz) sur le transfert thermique en fonction du débit d'eau dans la calandre (abscisse) et dans les tubes (légende) [105].

Legay *et al.* [106] aboutissent à des conclusions similaires pour l'étude d'un échangeur tubulaire coaxial (les conditions acoustiques sont les mêmes que dans l'étude de Gondrexon *et al.* [105]), avec une diminution de l'effet des ultrasons sur l'intensification du transfert thermique avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. Cependant, bien que l'intensification du transfert thermique soit un peu moins importante à faible vitesse dans l'échangeur tubulaire coaxial, cette intensification décroît moins vite avec l'augmentation de la vitesse, comparativement à l'échangeur à tubes et calandre [107].

Dans le cas d'échangeurs tubulaires, la diminution de l'effet des ultrasons sur l'intensification du transfert thermique avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement est également observée dans les travaux de Delouei *et al.* [54]. Cette étude est réalisée avec un échangeur tubulaire immergé, soumis à un champ ultrasonore ($f = 28$ kHz) perpendiculaire à l'écoulement, pour des vitesses d'écoulement allant de $0,16$ $m.s^{-1}$ à $0,4$ $m.s^{-1}$, soit des nombres de Reynolds allant de 3000 à 10000, en écoulement interne. Une diminution de l'intensification des transferts thermiques avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement est également observée dans les travaux de Setareh *et al.* [108,109] avec un échangeur tubulaire coaxial, où un champ ultrasonore ($f = 26,7$ kHz) est généré colinéairement à l'écoulement du fluide chaud. L'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons diminue avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, pour des vitesses allant de $0,166$ $m.s^{-1}$ à $0,5$ $m.s^{-1}$ soit des nombres de Reynolds de 1640 à 4470, en écoulement interne.

Certaines études suggèrent que l'intensification du transfert thermique en convection forcée est fonction du rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse des courants générés par les ultrasons [110].

Inworn *et al.* [64] ont étudié l'intensification du transfert thermique par ultrasons le long d'une plaque chauffante, au sein d'un canal de section rectangulaire, selon plusieurs vitesses d'écoulement. En utilisant des cristaux liquides thermochromiques, ils ont notamment démontré que la zone d'incidence du champ ultrasonore, et donc la zone où le transfert thermique est intensifié, tend à se déplacer plus en aval lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. La figure I.46 présente l'évolution du rapport du nombre de Nusselt avec ultrasons et sans ultrasons Nu_w/Nu_0 afin de définir l'influence des ultrasons, pour

plusieurs abscisses au sein du canal X , et plusieurs vitesses débitantes U , correspondant à des nombres de Reynolds de $60 \cdot 10^3$ à $200 \cdot 10^3$ pour un écoulement externe.

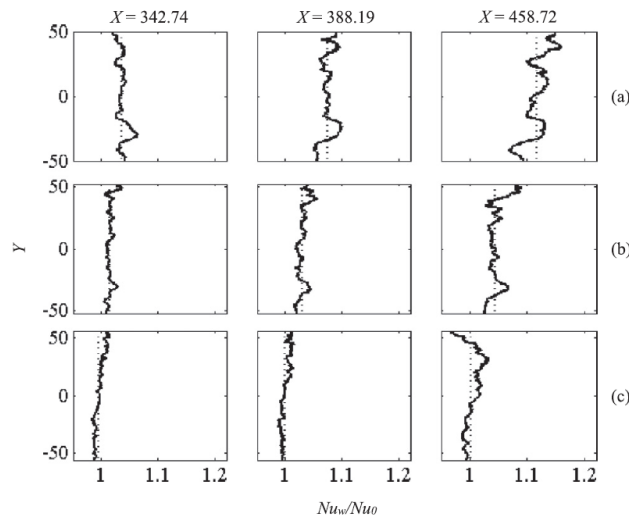


FIGURE I.46 – Evolution de l'effet des ultrasons ($f = 40$ kHz) sur le transfert thermique, caractérisé par Nu_w/Nu_0 , selon la position X (dans le sens de l'écoulement), et Y (transversale à l'écoulement) dans le canal, pour plusieurs vitesses débitantes (a) $U = 0,126 \text{ m.s}^{-1}$ (b) $U = 0,141 \text{ m.s}^{-1}$ (c) $U = 0,171 \text{ m.s}^{-1}$. [64].

Lorsque la vitesse augmente, le rapport Nu_w/Nu_0 est plus faible pour une abscisse X donnée. Ainsi, pour une vitesse donnée, il faut se déplacer plus en aval de la plaque chauffante pour obtenir un rapport Nu_w/Nu_0 plus élevé. Cela confirme donc que la zone où le transfert thermique est amélioré par les ultrasons se déplace plus en aval lorsque la vitesse de l'écoulement augmente.

Cependant, comme le montraient les études citées dans la section I.4.3, les différents phénomènes physiques générés par les ondes acoustiques (cavitation et courants acoustiques) évoluent de manière différente selon la vitesse de l'écoulement. Ainsi, les travaux de Bulliard *et al.* [53] ont comparé l'influence sur l'intensification du transfert thermique des ultrasons de basse fréquence ($f = 25$ kHz) produisant majoritairement de la cavitation acoustique, et des ultrasons de haute fréquence produisant majoritairement des courants acoustiques ($f = 2$ MHz). Cette étude a démontré que la turbulence générée par les ultrasons à basse fréquence tendait à être améliorée avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, améliorant ainsi l'intensification du transfert thermique. Cependant, dans le cas des ultrasons à haute fréquence, la turbulence ainsi que l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons tendent à être atténuées, à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. La figure I.47 présente l'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons en fonction de la fréquence ultrasonore, ainsi que de la vitesse débitante de l'écoulement (et les nombres de Reynolds en écoulement interne correspondants). L'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons de basse fréquence tend à augmenter avec l'augmentation de la vitesse débitante, tandis qu'elle décroît pour les ultrasons de haute fréquence.

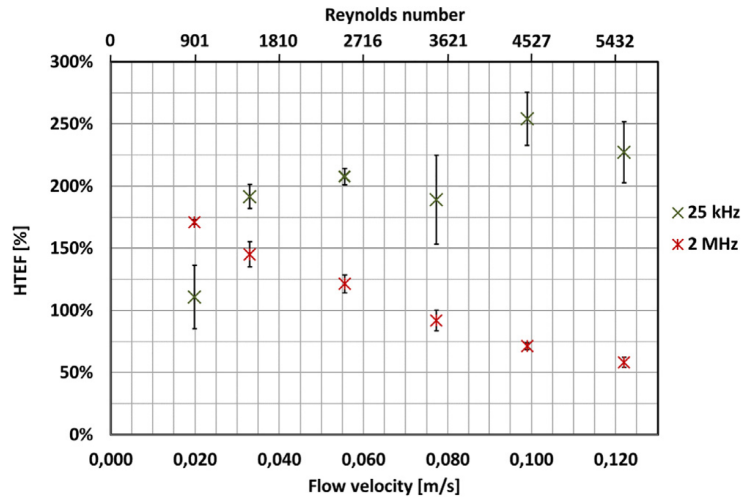


FIGURE I.47 – Evolution de l’intensification du transfert thermique par ultrasons définie par le HTEF en fonction de la vitesse de l’écoulement, pour deux fréquences ultrasonores [53].

Ainsi, bien que l’augmentation du nombre de Reynolds semble induire une diminution de l’intensification du transfert thermique produit par les ultrasons, l’évolution de cette intensification semble fortement dépendante de la fréquence ultrasonore. En effet, lorsque la cavitation acoustique, générée par des ultrasons de basse fréquence, est à l’origine de l’intensification du transfert thermique, le régime d’écoulement semble avoir une influence moins importante, comparativement à l’intensification du transfert thermique produite par des ultrasons de haute fréquence. A partir de la bibliographie présentée dans la section I.4, il semble que l’augmentation du débit, pour une puissance ultrasonore constante, induise donc une diminution de la quantité d’énergie ultrasonore émise pour un volume de fluide donné, l’effet des ultrasons sur le transfert thermique se retrouvant ainsi dissipé [50, 51]. Cependant, plusieurs études ont également montré que l’activité cavitationnelle produite par les ultrasons de basse fréquence était améliorée avec l’augmentation de la vitesse de l’écoulement [55, 57], au moins pour une certaine plage de vitesse. Cela pourrait ainsi expliquer pourquoi l’intensification des transferts thermiques est moins affectée par le régime d’écoulement lorsqu’elle est produite par des ultrasons de basse fréquence, générant de la cavitation acoustique.

Par ailleurs, parmi l’ensemble de ces études, aucune n’apporte de distinction entre les effets de la vitesse de l’écoulement, et ceux du régime d’écoulement (caractérisant le transfert thermique en convection forcée, comme mentionné dans la section I.2.2) sur l’intensification du transfert thermique générée par les ultrasons.

I.7.3 Conclusions de la section I.7

En convection forcée, plusieurs études ont été menées sur l’intensification du transfert thermique par ultrasons, notamment au cours des dernières années. Ces études ont permis de déterminer plusieurs paramètres opératoires jouant un rôle important sur l’intensification produite par les ultrasons. Certains paramètres, telle que la puissance ultrasonore, sont communs à l’intensification des transferts thermiques en convection naturelle et forcée.

Néanmoins, l’influence du régime d’écoulement, qui caractérise directement le niveau de transfert thermique en convection forcée, n’est pas clairement identifiée. L’analyse des effets produits par les ultrasons en convection forcée est fortement liée à l’interaction entre ultrasons et écoulement. En effet, les ultrasons ont démontré la capacité à augmenter le transfert pariétal de quantité de mouvement dans un écoulement laminaire, mais les effets hydrodynamiques des ultrasons diminuent avec l’augmentation du nombre de Reynolds (voir section I.4). Cependant, les effets produits par la cavitation acoustique évoluent diffé-

remment de ceux produits par les courants acoustiques, en fonction du régime d'écoulement.

Ces analyses hydrodynamiques semblent également être valides dans le cas des transferts thermiques, puisque le régime laminaire apparaît comme plus favorable à l'intensification du transfert thermique par ultrasons, l'augmentation du nombre de Reynolds induisant généralement une diminution de l'intensification des transferts thermiques. Cependant, les travaux sur le sujet ne distinguent pas les effets de la vitesse de l'écoulement, et de la turbulence de l'écoulement. De plus, l'évolution de l'intensification du transfert thermique selon la fréquence ultrasonore en convection forcée reste peu étudiée.

I.8 Conclusions du chapitre I

En conclusion de ce premier chapitre, l'étude des procédés permettant d'intensifier les transferts thermiques en convection forcée est structurée autour de plusieurs notions physiques. Tout d'abord, le transfert de quantité de mouvement au sein d'un écoulement est fonction du gradient de vitesse pariétale, lié au développement d'une couche limite au niveau de la paroi. Cette couche limite est due à la viscosité du fluide, et les transferts se produisant dans cette zone sont diffusifs. La convection est cependant plus favorable aux transferts pariétaux que la diffusion. Ainsi, favoriser la génération de turbulence au sein d'un écoulement permet de développer les transferts convectifs, se traduisant par une intensification des transferts pariétaux. Dans le cas des fluides ayant un nombre de Prandtl supérieur à 1, le transfert thermique est directement lié au transfert de quantité de mouvement. Ainsi la génération de turbulence au sein de l'écoulement, induisant une augmentation des transferts de quantité de mouvement au sein de la couche limite permet l'intensification du transfert thermique. La bibliographie a montré une large diversité de méthodes permettant de générer de la turbulence et ainsi d'intensifier les transferts thermiques. Les techniques passives permettent d'améliorer le transfert thermique en modifiant la géométrie de la canalisation, ou en intégrant des dispositifs dans les conduites, favorisant la turbulence au sein de l'écoulement. Les techniques actives permettent d'intensifier les transferts thermiques à partir d'un apport d'énergie extérieure, donnant lieu à différents phénomènes selon le type d'énergie apportée, et permettant de générer une amélioration des transferts thermiques pariétaux. Cependant, l'intensification des transferts thermiques induit également une augmentation du coût énergétique, qui se traduit par une augmentation des pertes de charge et donc de la puissance hydraulique dans le cas des méthodes passives, ou par un apport d'énergie extérieure pour le cas des méthodes actives.

Dans le cadre de ce travail de thèse, les ultrasons sont utilisés comme méthode active afin d'intensifier les transferts thermiques. En effet, les ultrasons produisent des phénomènes hydrodynamiques importants, qui peuvent être différents selon la fréquence ultrasonore. Les basses fréquences ultrasonores favorisent l'apparition de bulles de cavitation acoustique, dont l'oscillation et l'implosion induisent des effets convectifs locaux importants, permettant de perturber la couche limite et ainsi améliorer les transferts pariétaux. Les hautes fréquences ultrasonores favorisent par ailleurs la génération de courants acoustiques, à l'origine d'effets convectifs notables, et permettent ainsi le mélange entre le fluide et la surface chauffante, et par conséquent l'intensification des transferts thermiques. La capacité des ultrasons à intensifier les transferts thermiques en convection naturelle a largement été étudiée, selon de nombreux paramètres, acoustiques, et thermiques. Néanmoins, au regard de la littérature, plusieurs phénomènes liés à l'utilisation des ultrasons sur le transfert thermique en convection forcée restent peu étudiés.

Tout d'abord, bien que la combinaison de champs ultrasonores semble présenter un intérêt majeur pour produire une synergie de l'activité cavitationnelle, et que la capacité de la cavitation acoustique à intensifier le transfert thermique ait largement été démontrée, peu d'études se sont intéressées à l'utilisation de champs ultrasonores combinés pour améliorer les transferts thermiques. Par ailleurs, les interactions existantes entre écoulement et ultrasons sont nombreuses, mais restent parfois peu étudiées, notamment concernant l'évo-

lution de l'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons, selon le régime d'écoulement. Cependant, ces aspects constituent un élément clé pour la compréhension des mécanismes permettant l'intensification des transferts thermiques en convection forcée grâce aux ultrasons. De plus, il n'existe quasiment aucune étude sur le lien entre les ultrasons et les pertes de charge. Enfin, comme l'a montré la littérature, la fréquence ultrasonore joue un rôle important sur les phénomènes produits par les ultrasons.

Par conséquent, ces travaux de thèse ont pour objectif d'étudier l'influence des ultrasons sur le transfert thermique convectif, selon différents paramètres opératoires. Tout d'abord, l'étude se porte sur les effets de la combinaison de champs ultrasonores de fréquences différentes. L'analyse est ensuite menée sur les interactions entre le régime d'écoulement et les ultrasons. Enfin une approche énergétique plus globale des effets des ultrasons sur l'intensification des transferts thermiques est présentée.

L'ensemble de ces aspects est étudié selon une approche thermique, afin de quantifier l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, et selon une approche hydrodynamique, évaluée par rapport aux champs de vitesse, permettant de fournir une analyse complémentaire des phénomènes en jeu. Enfin, l'ensemble de ces travaux est mené avec des ultrasons de basse fréquence et de haute fréquence, afin d'apporter une distinction complémentaire des effets observés selon la fréquence ultrasonore.

À cette fin, un dispositif expérimental équipé d'une plaque chauffante et de transducteurs de basse (25 kHz) et haute (2 MHz) fréquences a été conçu. Le chapitre suivant présente les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour ces travaux, ainsi que les méthodes d'analyses développées, afin de pouvoir étudier l'évolution de l'hydrodynamique et du transfert thermique en présence d'ultrasons.

Chapitre II

Matériels et méthodes

Ce second chapitre s'attache à présenter les moyens expérimentaux mis en oeuvre afin d'étudier d'une part la combinaison de champs ultrasonores sur le transfert thermique, et d'autre part l'influence des interactions entre écoulement et ultrasons sur le transfert thermique en convection forcée. Chacune de ces études est réalisée selon deux fréquences ultrasonores distinctes, la littérature ayant démontré que la fréquence ultrasonore joue un rôle important sur les phénomènes produits par les ultrasons. Ces travaux sont menés selon une approche thermique, en analysant l'évolution du transfert thermique en présence d'ultrasons, grâce à des mesures de températures au niveau d'une plaque chauffante. Cette approche est associée à une approche hydrodynamique, en caractérisant les perturbations hydrodynamiques produites par les ultrasons. Ces perturbations hydrodynamiques sont analysées par mesure du champ de vitesses de l'écoulement, par la visualisation de la cavitation acoustique générée par les ultrasons, et enfin par la mesure des pertes de charge.

La première partie de ce chapitre présente le banc expérimental sur lequel sont menés les essais, ainsi que les adaptations réalisées sur une section d'essais existante afin de permettre la réalisation des deux études. La seconde partie se consacre aux transducteurs ultrasonores utilisés, ainsi qu'à leur caractérisation. Cette caractérisation a pour objectif de déterminer la puissance ultrasonore transmise par chaque émetteur par calorimétrie, ainsi que d'identifier les phénomènes physiques principaux produits par chacun des transducteurs ultrasonores. Enfin, la troisième partie décrit les techniques expérimentales de mesures utilisées dans ces travaux. La méthode d'acquisition des températures est détaillée, ainsi que le traitement de données associé permettant de quantifier le transfert thermique local. Cette partie développe également la technique de Vélocimétrie par Images de Particules utilisée afin de mesurer les champs de vitesses de l'écoulement. L'utilisation de la sonochimiluminescence est présentée, afin de visualiser la cavitation acoustique. Enfin, la mesure de la pression différentielle au sein d'un écoulement soumis à un champ ultrasonore, permettant d'évaluer l'évolution des pertes de charge, est décrite dans cette partie.

II.1 Présentation du banc d'essais expérimental

Un banc d'essais existant utilisé dans le cadre des travaux de thèse de Odin Bulliard-Sauret [111] a été adapté de façon à étudier l'intensification des transferts thermiques par ultrasons en convection forcée. Les sections suivantes présentent le circuit hydraulique de ce banc d'essais, ainsi que la section d'essais où sont réalisées les mesures, selon les différentes configurations étudiées dans ces travaux.

II.1.1 Circuits hydrauliques

Les circuits hydrauliques du banc d'essais expérimental ont pour objectif de mettre en circulation le fluide étudié en contrôlant et mesurant le débit, et en assurant une température de fluide constante. Le fluide s'écoule dans la section d'essais avec des paramètres

thermo-hydrauliques d'entrée maîtrisés et mesurés. Le schéma de principe des circuits hydrauliques du banc d'essais est présenté sur la figure II.1.

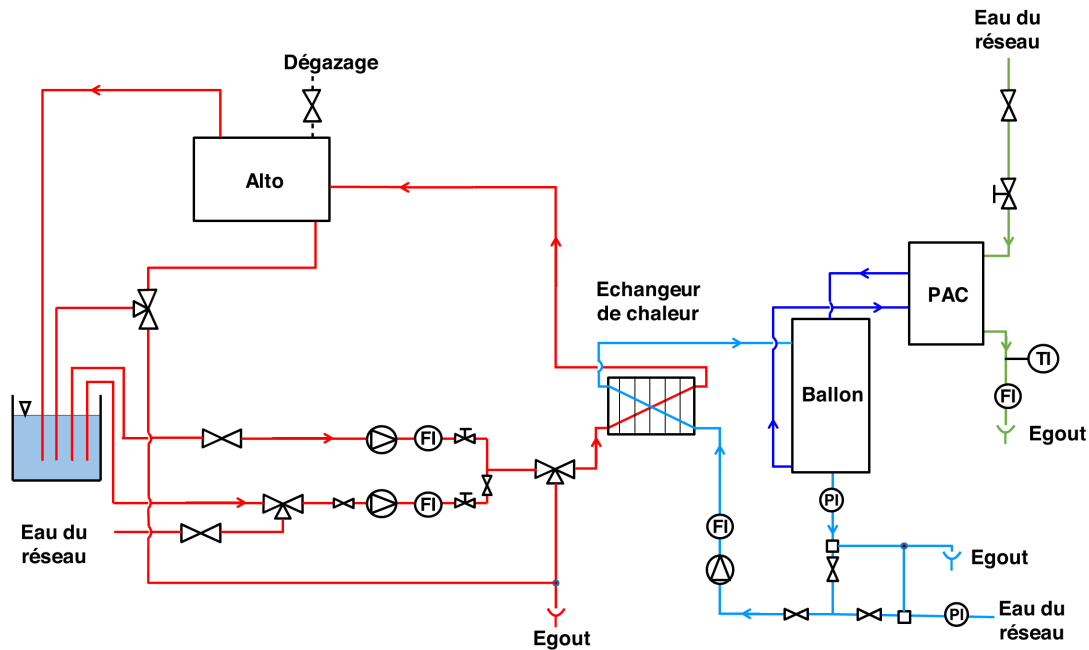


FIGURE II.1 – Schéma de principe des circuits hydrauliques du banc d'essais expérimental.

Le circuit hydraulique principal (en rouge sur le schéma) permet de mettre en circulation de l'eau, stockée dans un réservoir à surface libre, grâce à deux pompes Iwaki MX 251 CV5-E en parallèle. Le débit d'eau est contrôlé et mesuré respectivement grâce à une vanne de réglage et un débitmètre Krohne Waterflux 3100W placés après chaque pompe. La gamme de débit pour ce circuit est de 0 à $3,6 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. La température de l'eau du circuit principal est contrôlée grâce à un second circuit (en bleu clair sur la figure II.1), constitué d'un ballon tampon de 100 L, relié à une pompe à chaleur AGEO+ 65HT de CIAT. La pompe à chaleur permet de réguler la température de l'eau présente dans le ballon suivant une consigne de température, et l'eau est mise en circulation dans le second circuit grâce à une pompe Salmson GIM 1033 2/B, connectée à un variateur de fréquence LEROY-SOMER FMV 230. Un échangeur de chaleur à plaques permet de transmettre la chaleur du premier circuit (rouge) vers le second circuit (bleu clair) et ainsi réguler la température de l'eau du premier circuit à 20°C en entrée de la section d'essais. Cette section d'essais permettant de réaliser les mesures thermo-hydrauliques se trouve sur le circuit principal, et est dénommée Alto.

Dans ce banc d'essais expérimental, l'eau du circuit principal est aspirée depuis le réservoir à surface libre par les pompes. L'eau passe ensuite à travers un échangeur de chaleur afin de maintenir une température de 20°C . Puis l'eau s'écoule dans la section d'essais Alto pour être finalement évacuée de la section d'essais et renvoyée dans le réservoir à surface libre. Dans le circuit secondaire, l'eau est pompée depuis le ballon de stockage jusqu'à l'échangeur de chaleur, pour ensuite revenir au ballon à une température plus élevée. L'eau présente dans le ballon est également mise en circulation grâce au circulateur interne de la pompe à chaleur, afin d'être refroidie au niveau de l'évaporateur, puis renvoyée vers le ballon de stockage.

La section d'essais Alto est constituée de plusieurs éléments fixes, qui sont présentés dans la section II.1.2. D'autres éléments ont été ajoutés selon l'objectif de l'étude. Ainsi, dans le cas de l'étude de combinaison de champs ultrasonores, la section d'essais utilisée est présentée dans la section II.1.3. Pour l'étude de l'influence des interactions entre écoulement et ultrasons sur le transfert thermique, la section d'essais utilisée est présentée dans la section II.1.4.

II.1.2 Section d'essais initiale

La section d'essais initiale est issue des travaux de recherches de Odin Bulliard-Sauret [111] et a été conçue pour étudier l'amélioration par ultrasons du transfert thermique en convection forcée. Cette section d'essais est une cuve en acier inoxydable, présentée sur la figure II.2.

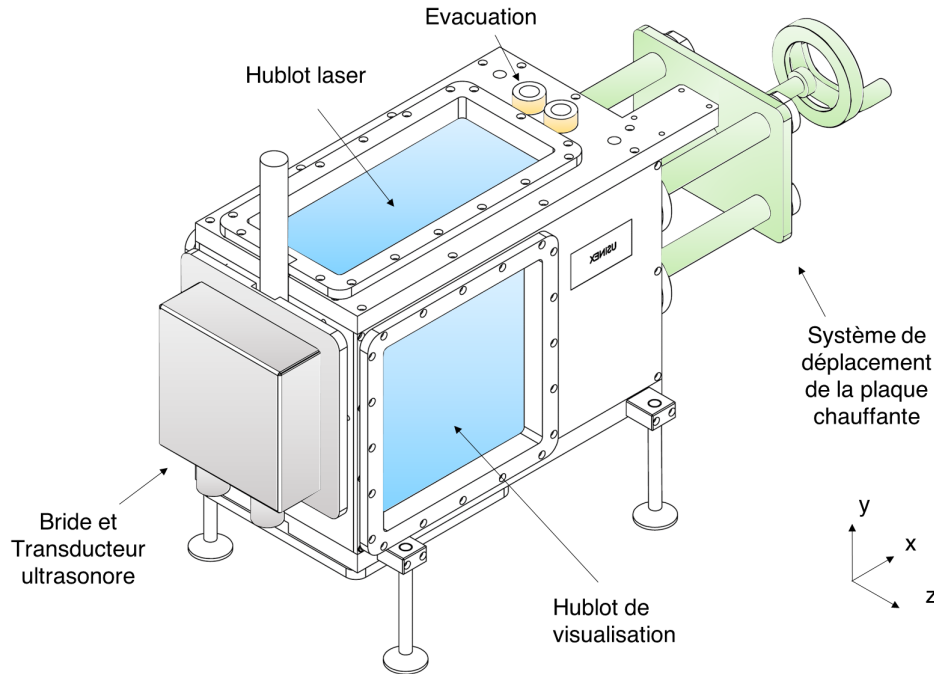


FIGURE II.2 – Vue générale de la section d'essais Alto.

La cuve est équipée de deux hublots latéraux et verticaux, en verre transparent, dénommés hublots de visualisation, et d'un hublot horizontal en verre transparent sur la partie supérieure de la cuve, dénommé hublot laser. Ces hublots permettent de réaliser des mesures de champ de vitesse en utilisant la technique de Vélocimétrie par Image de Particules (détaillée dans la partie II.3.2). L'intérieur de la section d'essais est composé d'une part d'une plaque chauffante intégrée sur une structure mobile (*cf.* figure II.3). Cette plaque chauffante est équipée de thermocouples afin de mesurer la température à différents niveaux de la plaque, et par la suite quantifier le transfert thermique convectif local. D'autre part, deux emplacements sont prévus dans la cuve pour intégrer des transducteurs ultrasonores, fixés par des brides, respectivement situés en bas de la cuve, et en face de l'ensemble chauffant. Dans le cas de l'étude de l'influence des interactions entre écoulement et ultrasons sur le transfert thermique, l'emplacement situé en bas de la cuve permet d'intégrer un canal d'entrée à la place d'un transducteur.

La figure II.3 présente la section d'essais en vue de coupe. L'entrée du fluide dans la section d'essais se fait par le tuyau d'admission. Un bloc poreux en nickel-chrome placé après le tuyau d'admission permet de réduire l'effet de jet produit par l'introduction du fluide dans la section d'essais.

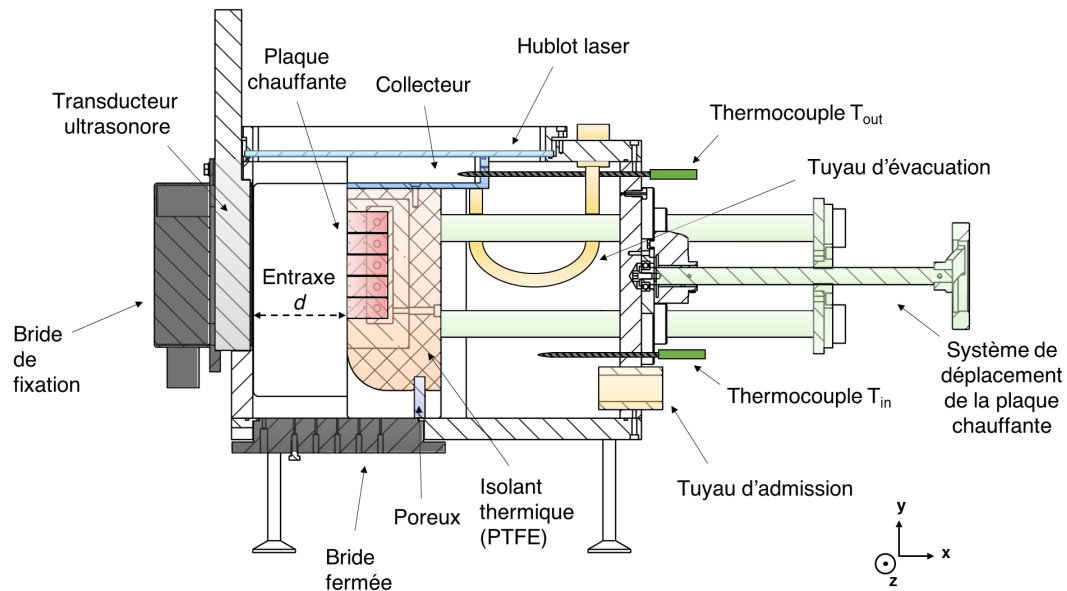


FIGURE II.3 – Vue en coupe de la section d'essais Alto.

La vue en coupe permet de distinguer la structure mobile intégrant la plaque chauffante et la position des deux emplacements prévus pour les transducteurs. Sur cette figure, l'emplacement en partie basse intègre une bride fermée, pouvant être équipée de thermocouples. La structure mobile est constituée d'une plaque chauffante, divisée en cinq blocs chauffants associés à des thermocouples. Ces blocs chauffants sont présentés plus en détail ci-après. La plaque chauffante est intégrée dans une structure en PTFE garantissant son maintien mécanique et qui permet également d'isoler thermiquement la plaque, de manière à ce que seule la surface en contact avec le fluide puisse transmettre de la chaleur. L'ensemble est relié à un dispositif permettant son déplacement suivant l'axe x depuis l'extérieur au moyen d'une manivelle. Sur le côté, le transducteur ultrasonore, maintenu par une bride, fait face à la plaque chauffante. L'espace entre le transducteur et la plaque chauffante lui faisant face forme un canal. La mobilité de la structure intégrant la plaque chauffante permet de modifier la largeur de ce canal. La distance entre le transducteur ultrasonore et la plaque chauffante est définie comme l'entraxe d . Un collecteur placé au dessus des blocs chauffants permet d'évacuer le fluide ayant traversé la section d'essais, afin qu'il retourne dans le réservoir.

Il est important de noter que la conception de la section d'essais initiale avait imposé la présence d'un retrait de la paroi du canal au niveau du transducteur faisant face à la plaque chauffante. Ainsi, il existe un décrochage de 3 mm sur toute la surface du transducteur, comme le représente schématiquement la figure II.4. Ce décrochage tend à perturber l'écoulement du fluide, et à créer une dissymétrie des profils horizontaux de vitesse (selon l'axe x).

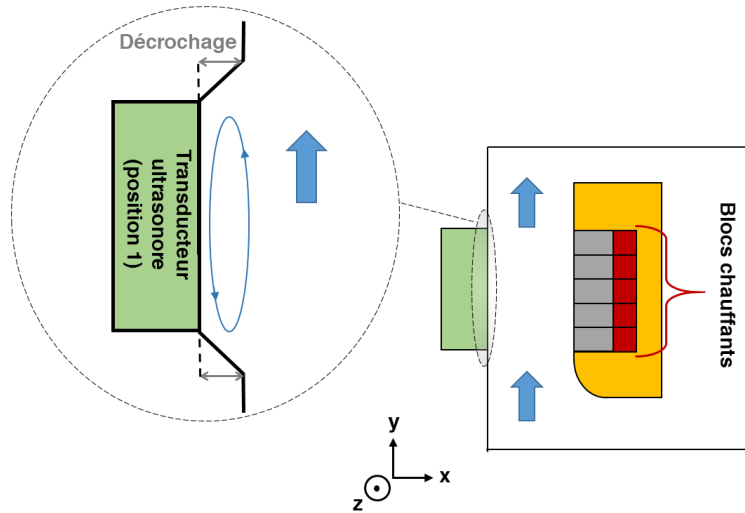


FIGURE II.4 – Schéma du décrochage au niveau du transducteur dans la section d'essai.

La plaque chauffante, schématisée sur la figure II.5, est composée de 5 blocs indépendants de 19 mm (axe y) \times 18 mm (axe x) \times 90 mm (axe z), en acier inoxydable 316L ($k = 16,5\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$, représentés en gris clair sur la figure II.5). Ils sont séparés par un isolant thermique de 1 mm d'épaisseur (Macor[®] $k = 1,46\text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$, en gris foncé sur la figure II.5), de façon à ce que le flux thermique soit le plus unidirectionnel possible (selon l'axe x). L'ensemble de la plaque chauffante mesure 100 mm de long (selon l'axe y).

Chaque bloc en acier inoxydable est fixé à un bloc de cuivre (en rouge sur la figure II.5) dans lequel est placé un barreau électrique chauffant permettant d'imposer un flux thermique, pouvant atteindre 200 W par bloc. Dans l'ensemble de ces travaux, la puissance totale est fixée à 450 W , soit 90 W par bloc.

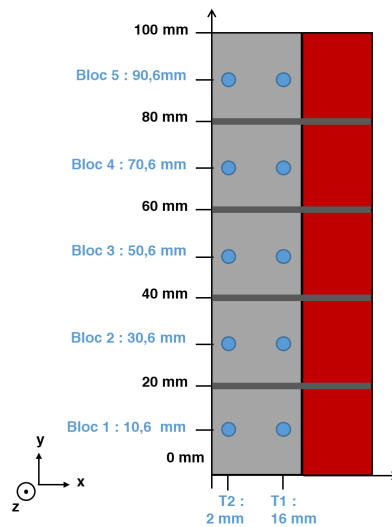


FIGURE II.5 – Schéma détaillé de la plaque chauffante.

Des thermocouples sont placés de part et d'autre de chaque bloc en acier inoxydable (T_1 et T_2 sur la figure II.5), ce qui permet de déterminer le flux thermique traversant les blocs. Au sein de chaque bloc, le point de mesure T_1 se trouve à 2 mm du bloc de cuivre, et le point de mesure T_2 se trouve à 2 mm de l'interface fluide/paroi. Les blocs d'acier mesurant 18 mm , les points de mesures T_1 et T_2 sont donc distants de 14 mm . Les mesures de températures sont réalisées dans les blocs d'acier inoxydable, et non de cuivre, afin de garantir une différence de température plus importante entre T_1 et T_2 , due à la plus faible conductivité thermique de l'acier inoxydable par rapport au cuivre. Un gradient de température plus important permet ainsi une meilleure précision dans le calcul du flux

thermique traversant le bloc. La détermination du flux est présentée plus en détails dans la section II.3.1.2.

Enfin, la mesure de la température du fluide circulant dans la section d'essais est réalisée en deux points, grâce à des thermocouples. Au niveau de l'entrée du fluide (T_{in}) dans la section d'essais, juste après le tuyau d'admission, et avant l'évacuation du fluide, au niveau du collecteur (T_{out}), comme présenté sur la figure II.3.

Les soudures froides de ces thermocouples sont placées à l'intérieur d'une boîte isolée thermiquement. La température de cette boîte est mesurée par une sonde Pt100 afin de corriger les températures mesurées par les thermocouples. Les thermocouples utilisés sont des thermocouples de type K, et ont été étalonnés grâce à une sonde d'étalonnage Pt25 ROSEMOUNT et un bain thermostaté de précision FLUKE 7341 (Cet étalonnage a été réalisé au cours des travaux de O. Bulliard-Sauret [111]). L'ensemble des thermocouples ainsi que la sonde Pt100 sont connectés à une centrale d'acquisition de données AGILENT 34980A. Cette centrale d'acquisition est reliée à un ordinateur et permet la mesure et l'enregistrement des températures. Un programme Labview permet de piloter et suivre l'acquisition des données en temps réel. La fréquence d'acquisition de ces mesures de température est de 0,2 Hz, soit une mesure toutes les 5 secondes.

II.1.3 Section d'essais pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores

Cette étude a pour objectif d'analyser l'influence de la combinaison de champs ultrasonores sur le transfert thermique en convection forcée. Pour cela, plusieurs modifications ont été apportées à la section d'essais initiale. Tout d'abord, l'évacuation du fluide prévue grâce au collecteur, dans sa configuration initiale, induit un changement de direction important pour l'écoulement du fluide, générant des perturbations de l'écoulement, notamment lorsque la distance entre le transducteur et la plaque chauffante est importante. Ces perturbations dues à l'évacuation ont montré une forte influence sur le transfert thermique au niveau des derniers blocs de la plaque chauffante. Ainsi, pour remédier à ces perturbations, un canal de sortie (présenté sur la figure II.6) est intégré à la section d'essais, permettant de prolonger l'écoulement après la plaque chauffante, afin d'éviter de générer des perturbations à proximité de cette dernière. Le canal de sortie est réalisé en PVC transparent, et fixé à la place initiale du hublot laser. Une prolongation de la paroi mobile est fixée dans le collecteur, de manière à conserver une section de passage constante pour le fluide en aval des éléments chauffants. Il permet ensuite la surverse du fluide en partie supérieure du canal de sortie. Enfin, le hublot laser est placé sur la partie supérieure du canal de sortie et maintenu grâce à un système de bride, permettant ainsi, comme dans la configuration initiale, des mesures de Velocimétrie par Images de Particules.

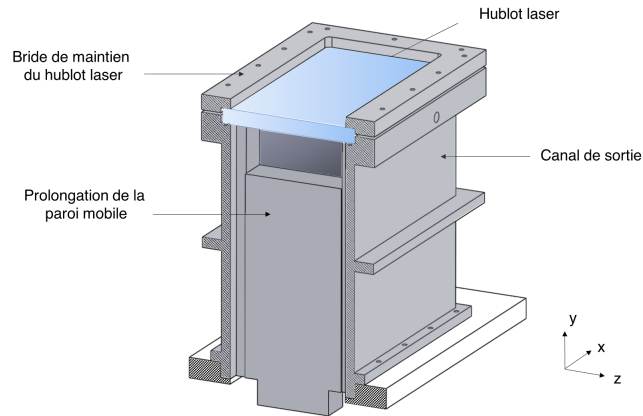


FIGURE II.6 – Vue en perspective, coupée, du canal de sortie et de la prolongation de la paroi mobile.

D'autre part, cette section d'essais intègre deux transducteurs ultrasonores, pouvant être utilisés séparément. L'un des transducteurs est positionné en vis-à-vis de la plaque chauffante avec un entraxe d de 140 mm (selon l'axe x), définissant ainsi la position 1. L'autre transducteur se trouve en partie basse de la section d'essais, définie comme la position 2. Ainsi, le canal formé entre la plaque chauffante et le transducteur placé en position 1 mesure 174 mm (selon l'axe z) par 140 mm (selon l'axe x).

L'intégration du canal de sortie à la section d'essais, ainsi que la position des deux transducteurs sont présentés sur la figure II.7. La circulation du fluide au sein de la section d'essais est schématisée par les flèches bleues. A noter que la mesure des températures au sein des blocs chauffants est la même que présentée dans la section II.1.2.

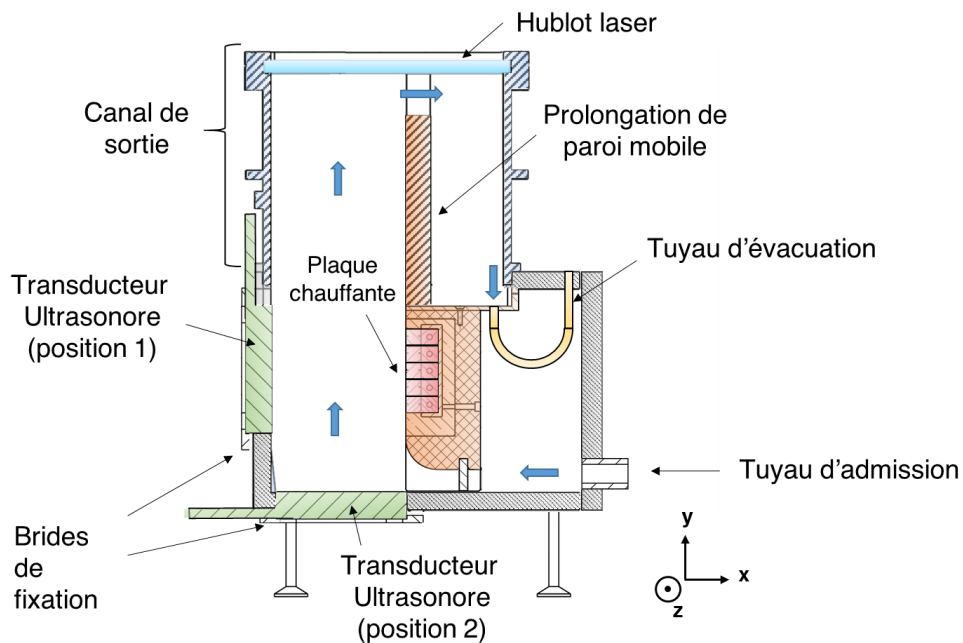


FIGURE II.7 – Vue en coupe de la section d'essais utilisée pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores.

Dans cette étude, le fluide entre horizontalement par le tuyau d'admission dans la section d'essais et subit un changement de direction à 90° . Il s'écoule ensuite verticalement

le long de la plaque chauffante puis dans le canal de sortie, pour être finalement évacué plus haut dans la section d'essais. Concernant les ultrasons, le transducteur placé en position 1 émet des ondes perpendiculairement à l'écoulement (selon l'axe x), tandis que celui en position 2 émet des ondes colinéairement à l'écoulement (selon l'axe y). Le changement de section de passage en entrée, suivi de ce changement de direction induit des perturbations dans le champ de vitesse. De plus, la longueur entre l'entrée et le début de la plaque chauffante est trop faible pour permettre un établissement du champ de vitesse, et la longueur du canal est largement inférieure à la longueur d'établissement nécessaire pour un écoulement hydrodynamiquement établi. L'état du champ de vitesse et de l'écoulement dans cette section d'essais, ainsi que les dispositions prises dans cette étude afin de limiter l'influence de ces perturbations sur les mesures sont détaillées dans le chapitre III.

Ainsi, cette section d'essais permet d'étudier l'influence des ultrasons sur le transfert thermique et l'hydrodynamique, selon la direction du champ ultrasonore par rapport à l'écoulement, et également les effets produits par l'utilisation simultanée de deux champs ultrasonores de fréquence différente.

II.1.4 Section d'essais pour l'étude de l'influence des ultrasons en fonction du régime d'écoulement

D'autres modifications ont été apportées à la section d'essais initiale afin de s'affranchir de plusieurs contraintes. La figure II.8 présente la vue en coupe de la section d'essais, avec en bleu les nouveaux éléments intégrés à la section d'essais initiale. Afin de supprimer les effets d'entrée au sein de la section d'essais, un canal d'entrée a été spécifiquement conçu. Ce canal est fixé au bas de la cuve Alto, à la place du transducteur en position 2 (voir section II.1.3). La conception de la section d'essais a été réalisée sous SolidWorks, et la réalisation a été effectuée par l'entreprise Technicoplast.

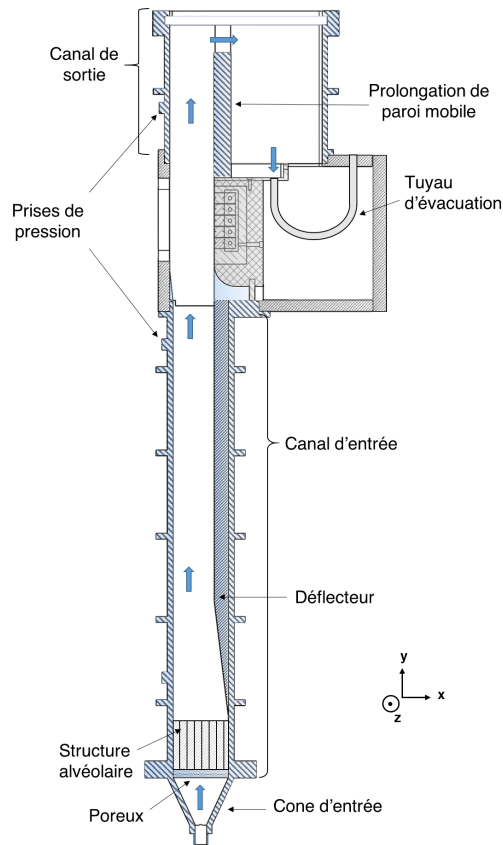


FIGURE II.8 – Vue en coupe de la section d’essais utilisée pour l’étude de l’interaction entre ultrasons et écoulement

Un cône d’entrée est fixé en partie basse de ce canal d’entrée, et intègre un bloc poreux en nickel-chrome afin de réduire l’effet de jet en entrée. Une structure alvéolaire est également placée dans le canal d’entrée, juste après le bloc poreux afin de réduire la vortécité pouvant être présente en entrée. La distance entre l’entrée du canal et le début de la plaque chauffante, définie par L_{canal} , est de 900 mm , et la section intérieure est de $100 \times 100\text{ mm}^2$. Le canal est conçu pour permettre l’insertion d’un déflecteur de taille variable, afin de changer l’écartement du canal (i.e. l’entraxe d entre transducteur et paroi chauffante). Ces déflecteurs sont conçus avec une pente progressive de 7° , afin d’induire le minimum de perturbations durant le développement de la couche limite hydrodynamique le long des parois. Le canal de sortie, déjà intégré dans la section d’essais pour l’étude de la combinaison de champs ultrasonores, est conservé dans cette étude. Sous les blocs chauffants, un bouchon est fixé au niveau de l’entrée initiale du fluide, afin de condamner cet accès, pour que le fluide s’écoule uniquement verticalement dans la section d’essais. L’ensemble de ces nouveaux éléments est conçu en PVC. Enfin, des plaques en plexiglas sont placées dans la section d’essais, en prolongement du canal d’entrée et jusque dans le canal de sortie, afin que la section de passage reste constante dans l’ensemble de la section d’essais, comme le montre la figure II.9.

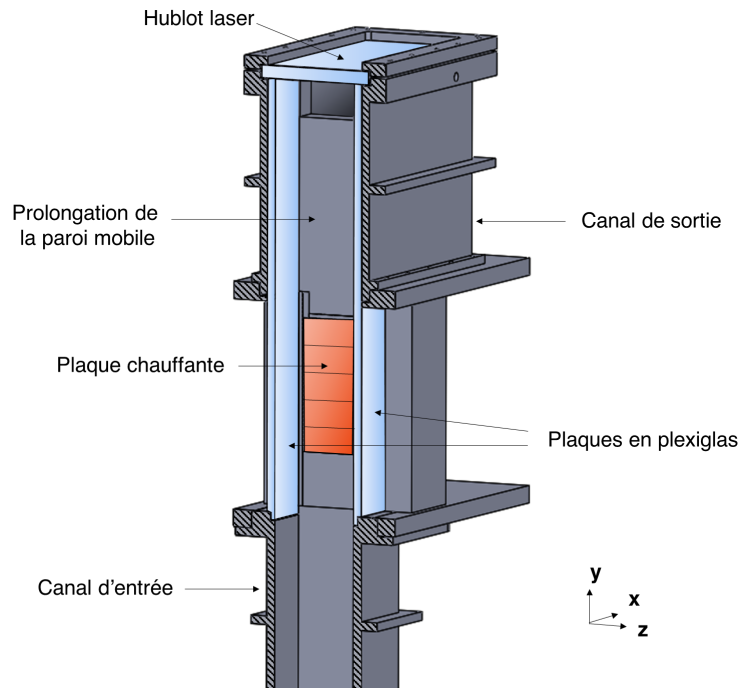


FIGURE II.9 – Vue en perspective, coupée, de la partie haute de la section d’essais utilisée pour l’étude de l’interaction entre ultrasons et écoulement.

La circulation du fluide au sein de la section d’essais est schématisée par les flèches bleues sur la figure II.8. L’entrée du fluide dans la section d’essais se fait par le cône d’entrée. Le fluide circule à travers le bloc poreux puis à travers la structure alvéolaire. Le fluide s’écoule ensuite verticalement et de manière unidirectionnelle tout le long du canal d’entrée, de la paroi chauffante, pour être ensuite évacué de la section d’essais par le canal de sortie. Il apparaît important de noter que bien que l’écoulement soit canalisé par la conduite, selon l’entraxe choisi il est possible que la longueur d’établissement avant la plaque chauffante ne soit pas suffisamment importante pour que les couches limites hydrodynamiques de part et d’autre du canal se développent suffisamment et se rejoignent. Ainsi, selon l’entraxe utilisé, l’écoulement peut ne pas être hydrodynamiquement établi. L’état de l’écoulement selon l’entraxe utilisé est décrit dans les chapitres IV et V. Concernant le transfert thermique, le développement de la couche limite thermique ne s’amorce qu’au niveau de la plaque chauffante, induisant un développement décalé de la couche limite thermique et de la couche limite hydrodynamique, puisque la couche limite hydrodynamique se développe dès l’entrée dans le canal.

Le dimensionnement de ce canal a été validé d’après des simulations réalisées avec Ansys Fluent. L’ensemble de la section d’essais a été modélisé en 2 dimensions, et l’écoulement turbulent est simulé avec un modèle de turbulence $k-\epsilon$. La figure II.10 présente le profil de vitesse en fonction de la position horizontale dans le canal, au niveau des blocs chauffants n°1 et n°5, ainsi que les vecteurs de vitesse, colorés en fonction de l’amplitude de vitesse, au niveau du transducteur et de la plaque chauffante. Les profils de vitesses apparaissent symétriques, et ne varient pas en fonction de y , à l’exception de la zone à proximité du transducteur, dû au décrochage présenté sur la figure II.4.

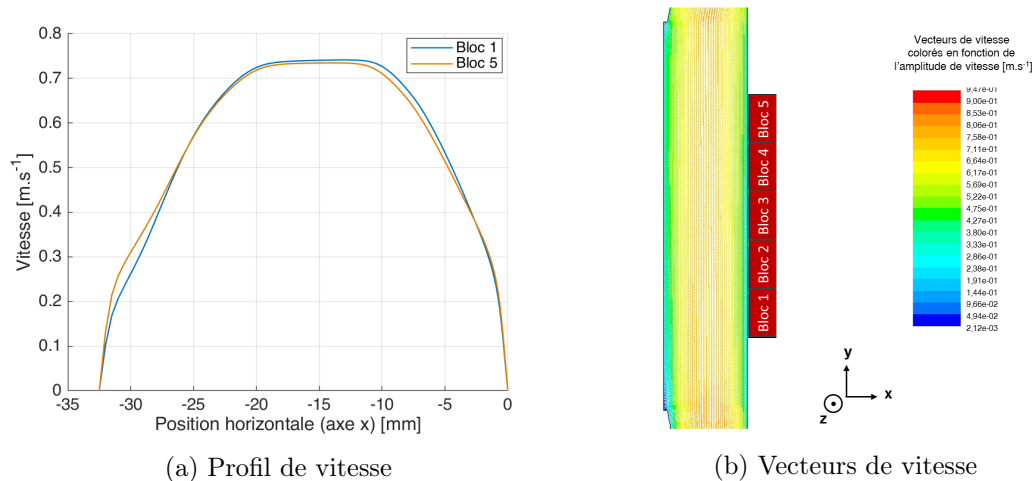


FIGURE II.10 – Résultats de simulation sous Ansys Fluent présentant (a) le profil de vitesse au niveau des blocs 1 et 5 et (b) les vecteurs de vitesses, colorés en fonction de l’amplitude de vitesse, entre le transducteur et la plaque chauffante, pour un entraxe de 33 mm, et une vitesse d’entrée de 0,44 m/s.

Cette nouvelle configuration de la section d’essais intègre également une mesure de la température du fluide au niveau du réservoir à surface libre, la mesure de température du fluide au niveau du tuyau d’admission de la section d’essais initiale ne présentant plus d’intérêt puisque cette admission est condamnée dans cette configuration.

Enfin, la section d’essais intègre deux prises de pression placées à l’amont et à l’aval du transducteur ultrasonore. La distance entre les deux prises de pression est de 0,4 m. Ces prises de pression sont connectées hydrauliquement à un capteur de pression différentielle Rosemount (gamme de 0 à 50 Pa, précision de 0,75 Pa), afin de pouvoir mesurer la pression différentielle dans l’écoulement, sans et avec ultrasons. Ce capteur de pression est connecté à la centrale d’acquisition de données AGILENT 34980A (également utilisée pour les thermocouples et la sonde Pt100, *cf.* section II.1.2) qui est reliée à l’ordinateur prévu pour les acquisitions. Le même programme Labview est utilisé pour l’acquisition des mesures de pression différentielle. La fréquence d’acquisition est la même que pour la température, soit 0,2 Hz.

Cette section d’essais permet donc d’étudier les interactions entre ultrasons et écoulement, avec une hydrodynamique maîtrisée, et leur influence sur le transfert thermique, selon la fréquence des ondes utilisées, pour un champ ultrasonore émis perpendiculairement à l’écoulement.

II.2 Description des transducteurs ultrasonores

Dans chaque étude, deux émetteurs fonctionnant à une fréquence ultrasonore différente ont été utilisés :

- $f_{US} = 25$ kHz, définie comme basse fréquence, favorisant la cavitation acoustique,
- $f_{US} = 2$ MHz, définie comme haute fréquence, favorisant la génération de courants acoustiques.

Le transducteur ultrasonore de 25 kHz est fourni par la société Sinaptec. Il est connecté à un générateur puis relié à un ordinateur. Le logiciel NextGen permet de piloter le transducteur depuis l’ordinateur, afin de régler la puissance ultrasonore, en pourcent de la puissance totale du générateur. Le transducteur ultrasonore de 2 MHz est un produit commercial de la société allemande Sonosys. Il est connecté à un générateur permettant de régler analogiquement la puissance ultrasonore, en fraction de la puissance totale du générateur.

Les deux transducteurs ont les mêmes dimensions extérieures, avec une surface de

$160 \times 160 \text{ mm}^2$, et une surface active de $100 \times 100 \text{ mm}^2$, positionnée au centre. Cependant, les céramiques piézoélectriques sont de tailles différentes selon le transducteur, et sont arrangées différemment. Le transducteur de 25 kHz est composé de quatre céramiques rondes de 45 mm de diamètre, disposées selon le schéma présenté sur la figure II.11a. Concernant les céramiques piézoélectriques du transducteur de 2 MHz, elles sont divisées en deux colonnes de quatre céramiques rectangulaires, comme présenté sur la figure II.11b. La surface couverte par ces huit céramiques est la surface active du transducteur, et donne lieu à seize fontaines acoustiques lorsque les ultrasons sont émis vers une surface libre (de l'eau à l'air par exemple).

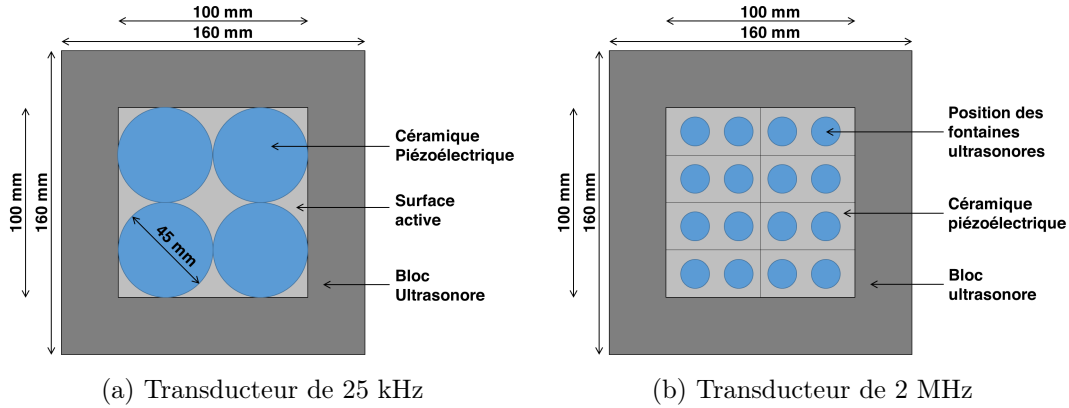


FIGURE II.11 – Schéma des deux transducteurs ultrasonores utilisés.

De manière à assurer une comparaison pertinente des effets produits par chaque transducteur ultrasonore, la puissance acoustique a été déterminée par méthode calorimétrique, présentée ci-après.

II.2.1 Caractérisation de la puissance ultrasonore des transducteurs

De façon à s'assurer que la même puissance est délivrée au fluide quel que soit le transducteur utilisé, il est nécessaire de déterminer la puissance totale transmise au fluide par chaque transducteur. Pour cela, la méthode calorimétrique a été choisie, prenant ainsi en compte l'ensemble des effets physiques induits par les ultrasons qui finissent par se dissiper sous forme de chaleur.

Le dispositif expérimental utilisé pour mesurer l'évolution de la température du fluide en fonction du temps lorsqu'il est soumis à des ultrasons est un réacteur en plexiglas, présenté sur la figure II.12. Un matériau isolant souple de type Armaflex ($k_{Armaflex} = 0,04 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$, $e_{Armaflex} = 20 \text{ mm}$) recouvre les parois du réacteur pour éviter tout échange de chaleur avec l'environnement. Le transducteur n'est cependant pas isolé, de manière similaire aux essais réalisés dans Alto, afin de ne pas augmenter le transfert thermique du transducteur vers le fluide. De plus, la surface de l'eau est recouverte d'une plaque de polystyrène ($k_{Polystyrene} = 0,032 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$, $e_{Polystyrene} = 10 \text{ mm}$), d'une part pour isoler thermiquement la surface de l'eau présente dans le réacteur de l'environnement, mais aussi pour éviter qu'une partie de la chaleur transmise à l'eau soit évacuée par évaporation ou par atomisation de l'eau. Deux sondes Pt100 passent à travers l'isolation thermique afin de mesurer la température de l'eau, et une autre sonde Pt100, située à l'extérieur du réacteur, est placée dans un bloc de laiton afin de mesurer une valeur de température ambiante homogène au cours du temps. La masse d'eau placée dans le réacteur est de 4 kg et est considérée comme parfaitement agitée par les ultrasons, la température au sein du fluide est donc considérée comme homogène.

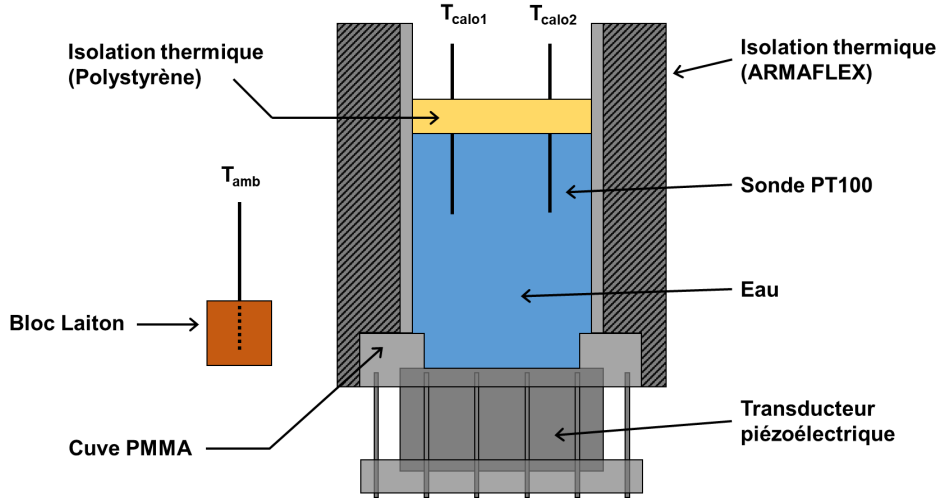


FIGURE II.12 – Schéma du dispositif utilisé pour la détermination de la puissance ultrasonore par calorimétrie.

La puissance acoustique générée par le transducteur est dissipée sous forme de chaleur dans l'eau ainsi que dans la masse du réacteur :

$$P_{US} = P_{eau} + P_{reacteur} \quad (II.1)$$

La puissance transmise à l'eau peut être calculée avec l'équation suivante (II.2) :

$$P_{eau} = m_{eau} \times C_{p_{eau}} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (II.2)$$

Concernant la puissance transmise au réacteur, celle-ci est plus compliquée à déterminer, de par l'hétérogénéité des matériaux le composant.

II.2.1.1 Détermination de la puissance transmise au réacteur

Cette puissance peut être calculée de manière indirecte, en mesurant simultanément une puissance thermique P_{th} injectée dans le réacteur (simulant la puissance acoustique P_{US} dissipée sous forme de chaleur) et la puissance P_{eau} absorbée par l'eau.

$$P_{reacteur} = P_{th} - P_{eau} \quad (II.3)$$

La puissance thermique P_{th} est fournie par effet Joule grâce à une résistance électrique calibrée, et déterminée grâce à une mesure d'intensité et de tensions aux bornes de la résistance.

La puissance transmise au réacteur peut être exprimée comme une masse équivalente d'eau ($m_{eq. eau}$), qui absorberait la même puissance :

$$P_{reacteur} = m_{eq. eau} \times C_{p_{eau}} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (II.4)$$

On obtient donc :

$$m_{eq. eau} \times C_{p_{eau}} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} = P_{th} - m_{eau} \times C_{p_{eau}} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (II.5)$$

et finalement :

$$m_{eq. eau} = \frac{P_{th}}{C_{p_{eau}} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t}} - m_{eau} \quad (II.6)$$

La puissance de chauffe (P_{th}) est fournie par une résistance électrique de $11,5 \Omega$, alimentée avec un courant continu de $2,65 \text{ A}$ et une tension de $30,9 \text{ V}$. Ce dispositif permet

donc de dissiper 82 W. Le volume d'eau est parfaitement agité par un agitateur magnétique. La masse équivalente en eau du réacteur ($m_{eq. eau}$), obtenue grâce à ces mesures est de 780 g.

Il est alors possible de caractériser la puissance des transducteurs ultrasonores, en remplaçant la puissance de chauffe (P_{th}) par la puissance ultrasonore (P_{US}), ce qui donne l'équation (II.7) :

$$P_{US} = (m_{eau} + m_{eq.eau}) \times Cp_{eau} \times \frac{\Delta T_{eau}}{\Delta t} \quad (II.7)$$

II.2.1.2 Calorimétrie des transducteurs ultrasonores

Chaque transducteur est testé sur l'ensemble de la gamme de puissance disponible du générateur associé. L'eau du réservoir est refroidie en-dessous de la température ambiante, car la puissance doit être déterminée lorsque les pertes sont nulles, c'est à dire lorsque $T_{calo} = T_{amb}$. L'acquisition peut ensuite démarrer, le générateur d'ultrasons est mis en route et le dispositif permet de mesurer l'évolution de la température de l'eau et la température ambiante en fonction du temps, comme le montre la figure II.13.

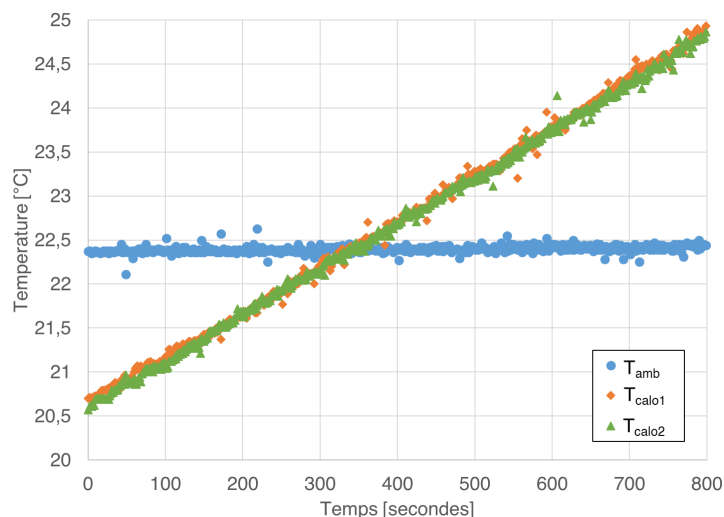


FIGURE II.13 – Exemple de l'évolution de la température mesurée de l'eau au sein du réacteur et de la température ambiante en fonction du temps ($f = 25$ kHz, $P_{us} = 105$ W).

Les essais calorimétriques sont réalisés pour chaque transducteur ultrasonore, par palier de 10 % par rapport à la puissance maximale de chaque générateur (voir section II.2).

Le coefficient directeur des courbes de T_{calo1} et T_{calo2} correspond à $\Delta T_{eau}/\Delta t$. En théorie, le coefficient directeur ne peut être calculé que sur l'intervalle de temps où les pertes thermiques sont nulles (*i.e.* lorsque T_{calo1} et $T_{calo2} = T_{amb}$). Cependant l'isolation du réacteur permet d'obtenir une évolution linéaire de la température en fonction du temps sur cet intervalle de temps.

La figure II.14 présente la puissance ultrasonore dissipée thermiquement, déterminée pour chaque transducteur et sur l'ensemble de la gamme de puissance des générateurs.

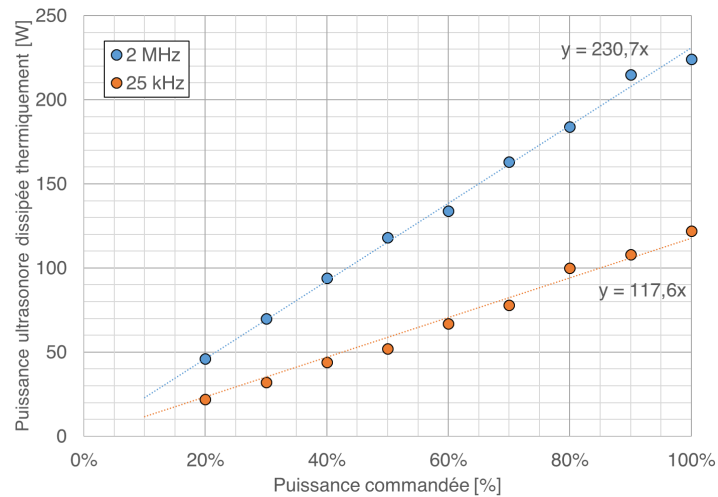


FIGURE II.14 – Puissance ultrasonore totale dissipée dans le réacteur, pour chaque transducteur, en fonction du pourcentage de puissance maximale commandé.

Cette figure permet de déterminer la commande de puissance à indiquer au générateur, selon le transducteur ultrasonore utilisé, afin d’obtenir une même puissance ultrasonore. Par exemple, pour obtenir une puissance de 110 W avec le transducteur de 25 kHz, il faudra 90% de la puissance totale disponible au niveau du générateur. Pour obtenir la même puissance avec le transducteur de 2 MHz, il faudra 45% de la puissance totale disponible au niveau du générateur.

II.2.2 Caractérisation des effets produits par les ultrasons

Chaque transducteur a été caractérisé afin d’identifier les effets qu’il produit. Afin de mettre en évidence la présence de cavitation acoustique, il est possible d’utiliser une feuille d’aluminium, placée face à un champ ultrasonore. En effet, la cavitation acoustique induit des effets mécaniques intenses, pouvant conduire à une érosion des surfaces soumises à un champ ultrasonore cavitant. Ces effets sont décrits dans le chapitre I. Si la feuille d’aluminium placée face à un champ ultrasonore subit une érosion rapide, cela traduit la présence d’effets mécaniques intenses, générés par la cavitation acoustique [80, 111].

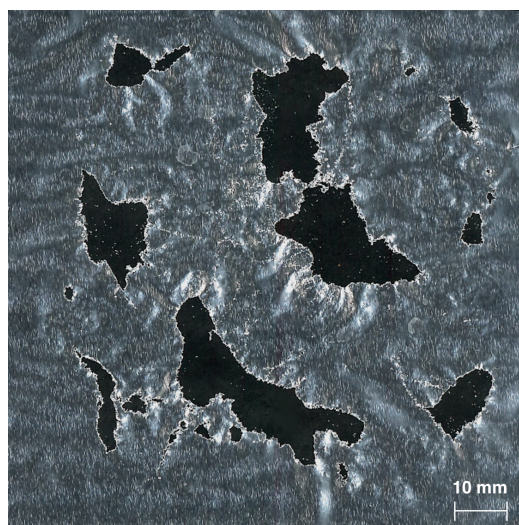


FIGURE II.15 – Érosion d’une feuille d’aluminium produite par les ultrasons à 25 kHz ($P_{US} = 110$ W), dans le réacteur utilisé pour la calorimétrie, après 30 secondes.

Dans ces travaux, afin de mettre en évidence la présence de cavitation acoustique, une

feuille d'aluminium est placée dans le réacteur utilisé pour la calorimétrie, maintenue au niveau de la surface de l'eau, à 15 cm du transducteur ultrasonore, et soumise à un champ ultrasonore de 110 W, durant 30 secondes. Ces essais sont réalisés pour chaque transducteur ultrasonore.

Avec les ultrasons de 25 kHz, la feuille d'aluminium subit une érosion rapide et importante, comme le montre la figure II.15. Le transducteur ultrasonore de 25 kHz utilisé dans cette étude génère donc de la cavitation acoustique, avec une activité cavitationnelle suffisamment importante pour produire des effets érosifs sur une surface placée en face du champ ultrasonore.

Dans le cas des ultrasons de 2 MHz, aucune érosion n'a été observée sur la feuille d'aluminium après 30 secondes en face du champ ultrasonore. Cette observation traduit que le transducteur ultrasonore de 2 MHz utilisé dans cette étude ne permet pas de générer de cavitation acoustique à même de produire des effets mécaniques notables.

Par ailleurs, il est également possible de caractériser les ultrasons par rapport aux effets convectifs qu'ils peuvent générer. En effet, comme discuté au chapitre I (voir section I.3.4, I.3.5 et I.4), les ultrasons peuvent produire des effets convectifs, dont l'origine varie selon les phénomènes générés et donc selon la fréquence ultrasonore. Afin d'évaluer qualitativement les effets convectifs produits par les transducteurs ultrasonores utilisés dans cette étude, le réacteur utilisé pour la calorimétrie est rempli de 4 L d'eau et 5 mL de colorant alimentaire bleu sont placés au niveau de la surface du transducteur. Ces essais sont réalisés pour chaque transducteur ultrasonore, avec une puissance ultrasonore de 110 W. La génération d'ultrasons induit des effets convectifs au sein du réacteur à même de mélanger le colorant et l'eau. Ces essais sont filmés avec une caméra placée en face du réacteur, et la couleur du liquide est évaluée à intervalle de temps régulier. La figure II.16 présente l'évolution de la couleur du volume d'eau au début de la génération des ultrasons ($t=0$ s), puis toutes les 10 secondes, jusqu'à 30 secondes, pour chaque transducteur ultrasonore.

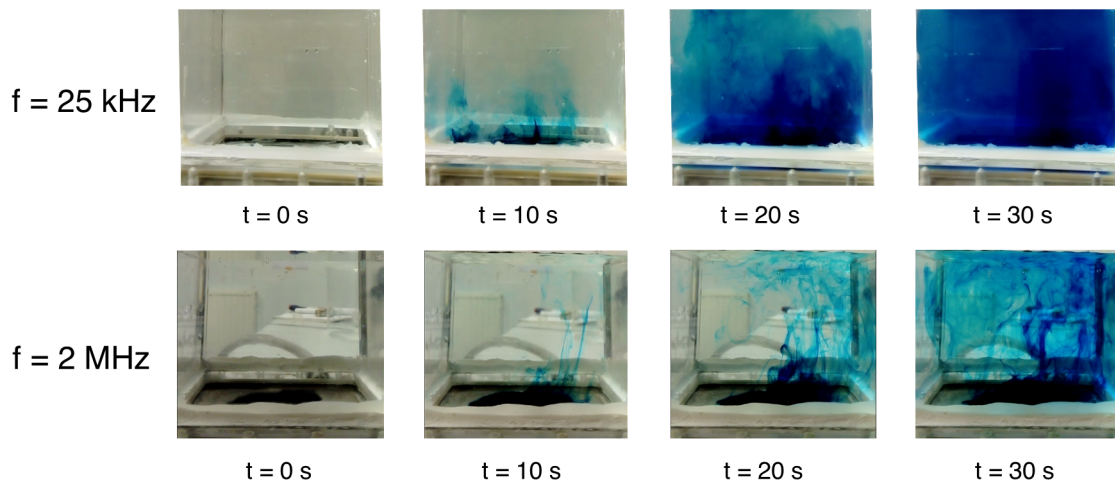


FIGURE II.16 – Photographies des effets convectifs produits par les ultrasons, en fonction du temps et de la fréquence ultrasonore. $P_{US} = 110$ W.

Comme le montre la figure II.16, les ultrasons de 25 kHz induisent un mélange rapide entre le colorant et l'eau, la couleur du mélange étant quasiment homogène au bout de 30 secondes. Les effets convectifs produits par les ultrasons de 25 kHz sont principalement liés à l'implosion des bulles de cavitation acoustique, produisant des micro-jets de fluide, comme décrit dans la bibliographie (voir section I.3.4). Les ultrasons de 2 MHz permettent également de mélanger le colorant et l'eau grâce aux courants acoustiques, suivant les cellules de convection produites par les ultrasons. Cependant, le mélange se fait moins rapidement.

II.3 Méthodes de mesures et d'analyses

Cette section présente les méthodes de mesures expérimentales et de traitement de données utilisées dans ce travail. L'ensemble des mesures sont réalisées sans ultrasons puis avec ultrasons. Les mesures permettent donc d'évaluer les effets des ultrasons par rapport à un état initial sans ultrasons. Dans ce manuscrit, les phases de mesures sans ultrasons sont définies comme "régime silencieux", tandis que les phases de mesures avec ultrasons sont définies comme "régime ultrasonore".

Cette section distingue plusieurs parties. Une première partie s'attache à décrire les méthodes utilisées pour l'acquisition de la température au cours des essais, ainsi que la méthodologie développée afin de quantifier le transfert thermique local, dans chacune des études. La partie suivante présente la technique de Vélocimétrie par Image de Particules, ainsi que sa mise en oeuvre, utilisée pour l'analyse des phénomènes hydrodynamiques. Le principe de cette technique est tout d'abord exposé, puis le dispositif de mesure et le traitement des données utilisés pour ces travaux sont détaillés. L'analyse des phénomènes hydrodynamiques est complétée par l'utilisation de la sonochimiluminescence, présentée dans la partie suivante. Cette méthode de visualisation de la cavitation acoustique est utilisée uniquement dans l'étude de combinaison de champs ultrasonores. Enfin, la méthode de mesure de la pression différentielle est présentée dans la dernière partie. Ces mesures ont été réalisées uniquement dans le cas de l'étude de l'interaction entre ultrasons et écoulement.

II.3.1 Transferts thermiques

Pour l'analyse du transfert thermique, les températures au sein de la paroi chauffante sont mesurées grâce à des thermocouples, dont l'intégration dans la section d'essais est décrite dans la section II.1.2. L'objectif est d'obtenir une quantification du transfert thermique au niveau de chaque bloc, sous la forme d'un coefficient de transfert thermique ou d'un nombre de Nusselt, permettant d'établir un profil d'évolution du transfert thermique au niveau de la paroi chauffante. Un facteur d'intensification, fonction des coefficients de transfert thermique avec et sans ultrasons, sera également défini afin d'évaluer l'influence des ultrasons sur l'intensification du transfert thermique.

Cette partie présente tout d'abord le protocole utilisé pour la mesure de température, puis le traitement réalisé à partir de ces données expérimentales pour obtenir un nombre de Nusselt et un facteur d'intensification.

II.3.1.1 Acquisition de la température

Tous les essais sont réalisés suivant la même démarche expérimentale. La figure II.17 présente un exemple d'évolution temporelle de la température au cours d'un essai au niveau de chaque bloc chauffant.

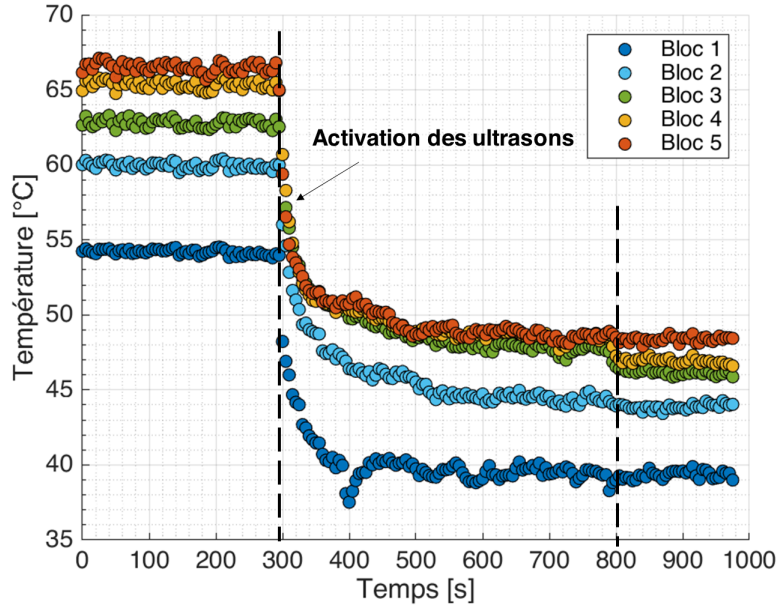


FIGURE II.17 – Exemple d'évolution de la température mesurée à proximité de la paroi (T_2) au cours d'un essai, pour l'étude de l'influence du régime d'écoulement sur l'intensification du transfert thermique. $Q_v = 600 L/h$, $d = 30 mm$. Ultrasons : $f = 25 kHz$, $P = 110 W$.

L'enregistrement est lancé lorsque les températures en régime silencieux sont stables. Les essais se scindent en deux périodes. Une première période sans ultrasons, les températures sont enregistrées durant environ 3 minutes dans les conditions de régime silencieux. Cette durée permet de garantir que la température moyenne de chaque point de mesure sera calculée sur un nombre de valeurs suffisamment important. Les ultrasons sont ensuite déclenchés et la température en paroi baisse instantanément, dû à l'augmentation du transfert thermique. Cependant, bien que plus de chaleur soit transférée au fluide, la température du fluide n'augmente pas sensiblement (environ $0,1^\circ C$) en raison d'un débit important au regard de la puissance échangée. L'activation des ultrasons marque la fin du régime silencieux, comme le symbolise la ligne en pointillés sur la figure II.17 à 300 secondes. Les températures décroissent progressivement après l'activation des ultrasons, jusqu'à se stabiliser à nouveau. La stabilisation des températures en régime ultrasonore définit le début de la seconde période, symbolisée par la seconde ligne en pointillés sur la figure II.17 à 800 secondes. L'enregistrement se poursuit durant environ 3 minutes après le début de la seconde période. A la fin de l'enregistrement, il est donc possible de déterminer la température moyenne pour chaque régime (silencieux ou ultrasonore), de part et d'autre de chaque bloc chauffant (T_1 et T_2).

II.3.1.2 Traitements des données

Chaque essai est effectué 6 fois dans les mêmes conditions de débit, et les barres d'erreur constituent donc l'écart type lié à la répétabilité des mesures. Les températures moyennes mesurées par les thermocouples situés de chaque côté des blocs chauffants (T_1 et T_2 , voir figure II.5), permettent de calculer le flux de chaleur unidirectionnel (ici selon l'axe x), entre les points de mesure, par application de la loi de Fourier :

$$\Phi = -\frac{k_{acier\ inox.}}{e_{T_1-T_2}} \times S \times (T_1 - T_2) \quad (II.8)$$

Où Φ est le flux de chaleur qui traverse chaque bloc, $k_{acier\ inox.}$ correspond à la conductivité thermique du bloc (en acier inoxydable), $e_{T_1-T_2}$ désigne la distance entre le thermocouple T_1 et le thermocouple T_2 , et S la surface chauffante d'un bloc en contact avec

le fluide. La température de la paroi T_p est ensuite déterminée par la formule suivante, le flux de chaleur étant considéré comme unidirectionnel et constant :

$$T_p = T_1 - \frac{\Phi \times e_{T_1 - T_p}}{k_{acier\ inox.} \times S} \quad (\text{II.9})$$

La variation de la température de l'eau entre l'entrée et la sortie de la section d'essais peut être déterminée à l'aide de l'équation suivante :

$$\Delta T_{fluide} = T_{in} - T_{out} = \frac{\Phi_{tot} + P_{US}}{\dot{m} \times C_p} \quad (\text{II.10})$$

Φ_{tot} est ici la puissance thermique totale fournie à l'eau par les cinq blocs. Cependant, la somme de Φ_{tot} et P_{us} est faible par rapport au débit du fluide \dot{m} multiplié par la capacité thermique du fluide C_p . La variation de température est donc négligeable sans les ultrasons ($\Delta T_{in-out} \approx 0,6^\circ\text{C}$) et augmente à peine lorsque les ultrasons sont activés ($+0,1^\circ\text{C}$, comme mentionné précédemment). La température du fluide est donc définie comme la moyenne entre T_{in} et T_{outlet} et est supposée constante pendant le processus.

Le coefficient de transfert thermique convectif h pour chaque bloc chauffant peut alors être calculé :

$$h = \frac{\Phi}{S \times (T_p - T_{fluide})} \quad (\text{II.11})$$

Pour évaluer le transfert thermique par convection, il est ensuite possible de déterminer le nombre de Nusselt à partir du coefficient de transfert thermique h , de la longueur caractéristique L_{carac} , et de la conductivité thermique du fluide k_{fluide} .

$$Nu = \frac{h \times L_{carac}}{k_{fluide}} \quad (\text{II.12})$$

Pour un écoulement interne hydrodynamiquement établi, la longueur caractéristique correspond au diamètre hydraulique D_h .

Enfin, pour quantifier l'amélioration du transfert thermique par ultrasons, un facteur d'intensification du transfert thermique HTEF est défini en fonction des coefficients de transfert thermique obtenus sans ultrasons $h_{silencieux}$, et avec ultrasons h_{US} :

$$HTEF = \frac{h_{US} - h_{silencieux}}{h_{silencieux}} \quad (\text{II.13})$$

II.3.2 Vélométrie par Images de Particules

Pour mieux comprendre les effets des ultrasons sur le transfert thermique, il est également nécessaire de comprendre leur influence sur l'hydrodynamique. La Vélométrie par Images de Particules (*Particle Image Velocimetry* ou PIV, en anglais) est une technique souvent utilisée pour étudier les écoulements générés par des ultrasons [45, 63, 112] car elle est non-intrusive, et permet ainsi d'éviter la perturbation du champ acoustique. Dans ces travaux, un dispositif bi-dimensionnel à deux composantes (2D-2C) a été utilisé. Seul ce type de PIV sera discuté dans les sections suivantes.

II.3.2.1 Principe de la Vélométrie par Images de Particules

La PIV est une méthode optique basée sur le suivi de la trajectoire de groupes de particules afin de mesurer le champ de vitesses instantanées dans un écoulement. Pour cela, le fluide étudié estensemencé de particules réfléchissantes ou fluorescentes de faible diamètre (de l'ordre de la dizaine de μm , selon la taille du champ de mesure) et ayant une masse volumique proche du fluide, afin de suivre le plus fidèlement possible la dynamique de l'écoulement (la capacité d'une particule à suivre un écoulement est caractérisée par le nombre de Stokes, non détaillé ici). Ces particules sont illuminées par une nappe laser.

Le mouvement des particules, éclairées par la nappe laser, est enregistré par une caméra placée perpendiculairement à cette dernière. L'intervalle de temps dt entre chaque image enregistrée par la caméra est déterminé préalablement. Ainsi, en mesurant le déplacement des particules entre deux images, il est possible de déterminer la vitesse de ces particules.

L'obtention du champ de vitesse au sein de l'écoulement est basée sur un traitement d'images permettant de déterminer la trajectoire des particules. Pour cela, les images sont divisées en fenêtres d'interrogation. La taille de la fenêtre d'interrogation doit être choisie de manière à garantir environ une quinzaine de particules par fenêtre en moyenne. Dans ces travaux, un algorithme multi-passes est utilisé pour déterminer la trajectoire des particules. Chaque fenêtre d'interrogation initiale, correspondant à la 1^{ère} passe, mesure 32×32 *pixels*. Un vecteur de déplacement est calculé pour chaque fenêtre par inter-corrélation entre deux images (*cross-correlation* en anglais) comme le présente la figure II.18. Le calcul de corrélation en 2D $C(x, y)$ est déterminé à partir des déplacements possibles des particules au sein de la fenêtre d'interrogation entre un doublet d'images, soit deux images aux instants t et $t+dt$.

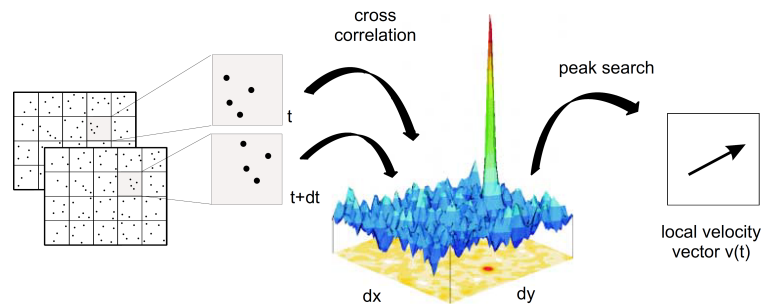


FIGURE II.18 – Principe de la détermination d'un vecteur de déplacement par inter-corrélation en PIV à partir d'un doublet d'images [113].

La probabilité de déplacement des particules dans la fenêtre d'interrogation est définie par une valeur de corrélation C (comprise entre 0 et 1), fonction de $I_1(x, y)$ et $I_2(x + dx, y + dy)$, correspondant aux intensités de niveaux de gris dues à la présence des particules entre l'image 1 (t) et 2 ($t+dt$) d'un doublet d'images, tel que [113] :

$$C(dx, dy) = \sum_{x,y} \frac{I_1(x, y) \times I_2(x + dx, y + dy)}{\sqrt{I_1(x, y)^2} \times \sqrt{I_2(x + dx, y + dy)^2}} \quad (\text{II.14})$$

Le pic de corrélation (la corrélation la plus élevée) dans le plan de corrélation correspond alors au déplacement le plus probable des particules dans la fenêtre d'interrogation. Chaque pic de corrélation d'une fenêtre d'interrogation entre deux images conduit à un vecteur de déplacement unique. Ce vecteur est converti en une vitesse en utilisant le temps entre les images et la taille physique de chaque pixel de la caméra. Tous les vecteurs sont ensuite combinés pour donner un champ vectoriel 2D complet de l'image.

II.3.2.2 Dispositif utilisé

Dans ces travaux, le laser utilisé est un laser pulsé Nd-Yag de 200 mJ (fourni par Dantec Dynamics) possédant deux cavités. La caméra utilisée est une ImagerProX2M (fournie par LaVision), avec une résolution de 1600×1200 *pixels*. L'installation du laser et de la caméra est prévue pour visualiser l'écoulement en 2 dimensions x et y , entre le transducteur ultrasonore latéral et la plaque chauffante. Le faisceau laser est acheminé en utilisant un bras laser et la nappe laser est créée par un générateur équipé de lentilles sphériques et cylindriques. La nappe laser entre donc par le dessus du hublot laser et la caméra est orientée perpendiculairement au hublot de visualisation. L'ensemble du dispositif utilisé et son installation par rapport à la section d'essais sont présentés sur la figure II.19.

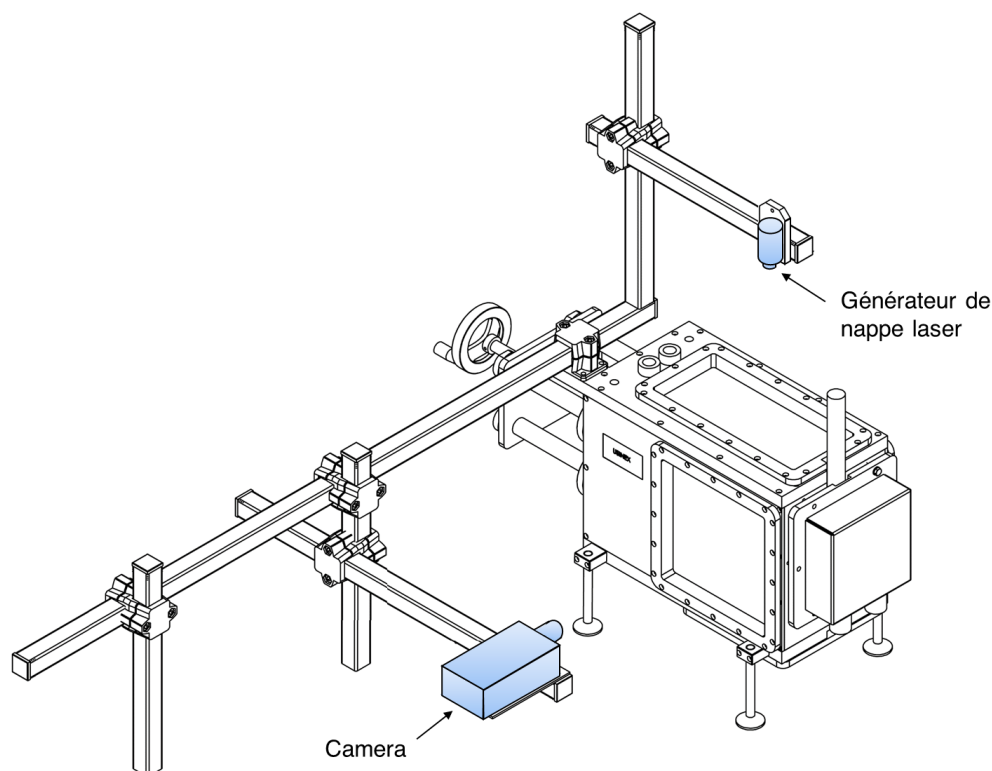


FIGURE II.19 – Vue d’ensemble de l’installation du laser et de la caméra, intégrée sur la section d’essais.

La caméra et le laser sont synchronisés avec un taux de déclenchement de 14,77 Hz. L’enregistrement est effectué en doublet d’images (*double frame* en anglais), ce qui signifie que la caméra enregistre des paires d’images avec un intervalle de temps dt donné entre les deux images. Le dt est ajusté pour que le déplacement moyen des particules correspondent à $1/4$ de la taille de la fenêtre d’interrogation. Ce déplacement moyen permet de garantir un déplacement suffisamment important pour être identifiable, mais suffisamment court pour que les particules au sein d’une fenêtre d’interrogation restent identifiables entre deux images. Par conséquent, le dt est adapté selon la vitesse de l’écoulement, et selon la vitesse des phénomènes générés par les ultrasons. Il apparaît important de noter que l’acquisition en doublet d’images permet seulement d’avoir une connaissance statistique de l’écoulement et ne permet pas le suivi temporel.

L’acquisition d’images de la caméra et les pulses du laser sont synchronisés grâce à une unité de synchronisation (Programmable Timing Unit, généralement abrégé PTU, en anglais). Enfin, l’acquisition et le traitement de données sont effectués grâce au logiciel Davis 8.3 (fourni par LaVision).

Pour ensemercer le fluide, des particules de polyamide Orgasol[®] de 60 μm de diamètre sont utilisées. Les particules se présentent sous forme de poudre. Cette poudre est associée à un agent mouillant permettant d’éviter la formation d’agglomérats de particules. L’ensemble est ensuite dilué dans de l’eau, avant d’être transvasé dans le réservoir à surface libre du banc d’essais expérimental. Le volume d’agent mouillant utilisé étant très faible par rapport au volume total d’eau dans le banc d’essais, son usage n’induit pas une modification significative de la tension superficielle de l’eau. En effet, en mesurant grâce à un tensiomètre la tension superficielle de l’eau avant ensemencement ($\sigma = 70,7 \text{ mN.m}^{-1}$) et de l’eau ensemençée ($\sigma = 69,1 \text{ mN.m}^{-1}$), l’écart relatif dû à la présence d’agent mouillant est de 2%.

Concernant le champ de mesure, ses dimensions sont différentes selon l’entraxe d utilisé dans la section d’essais. Les dimensions des champs de mesure seront donc précisées pour

chaque étude.

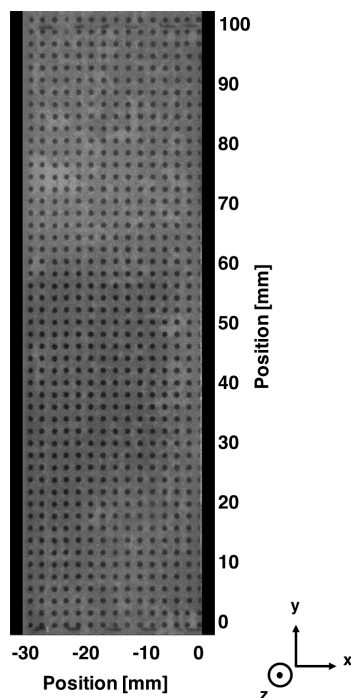


FIGURE II.20 – Photographie de la mire utilisée pour la calibration avec un champ de mesure de 30 mm (axe x) par 100 mm (axe y).

Pour chaque champ de mesure, la caméra est calibrée grâce à une mire (dont un exemple est présenté sur la figure II.20), placée au centre (selon l'axe z) du canal (et donc au milieu des blocs chauffants), définissant ainsi le plan de mesure. La nappe laser est ensuite générée au niveau de ce plan de mesure au cours des essais. Les dimensions caractéristiques de la mire sont connues (diamètre des points = 1 mm, espacement des points = 2 mm), et sont indiquées au cours de la calibration afin de faire correspondre les pixels de la caméra aux dimensions réelles au niveau du plan de mesure. Cela permet également de prendre en compte d'éventuelles distorsions de l'image qui induiraient des vecteurs de déplacement ne correspondant pas au déplacement réel.

II.3.2.3 Acquisition et traitement de données

Les mesures de champs de vitesses impliquent de définir plusieurs paramètres d'acquisition. Tout d'abord, il est nécessaire de définir l'intervalle de temps dt entre les 2 images de chaque doublet. Dans ces travaux, il a été déterminé pour chaque débit et chaque fréquence ultrasonore grâce à la fonction *dt-optimizer* du logiciel DaVis. Cette fonction est utilisée pour déterminer l'intervalle de temps dt optimal pour un déplacement de particules voulu. Dans ces travaux, les fenêtres d'interrogations en 1^{ère} passe étant de 32×32 pixels, le déplacement moyen des particules est donc fixé à 8 pixels (soit 1/4 de la fenêtre d'interrogation) entre deux images d'un doublet. La fonction *dt-optimizer* enregistre des doublets d'images avec plusieurs valeurs de dt et détermine les décalages de particules correspondants, jusqu'à obtenir la valeur de dt optimale.

Pour obtenir ensuite le champ de vitesses instantanées pour chaque doublet d'images, il est nécessaire de procéder à un traitement préliminaire des images, présenté sur la figure II.21. A partir des images de l'acquisition (figure II.21a), la première étape consiste à définir la limite de champ de mesure grâce à un masque, comme le montre la figure II.21b. Ensuite, un filtre est appliqué à l'image, afin d'augmenter le contraste entre les particules en mouvement et le fond immobile, en soustrayant l'intensité lumineuse moyenne du fond à l'image, comme le montre la figure II.21c.

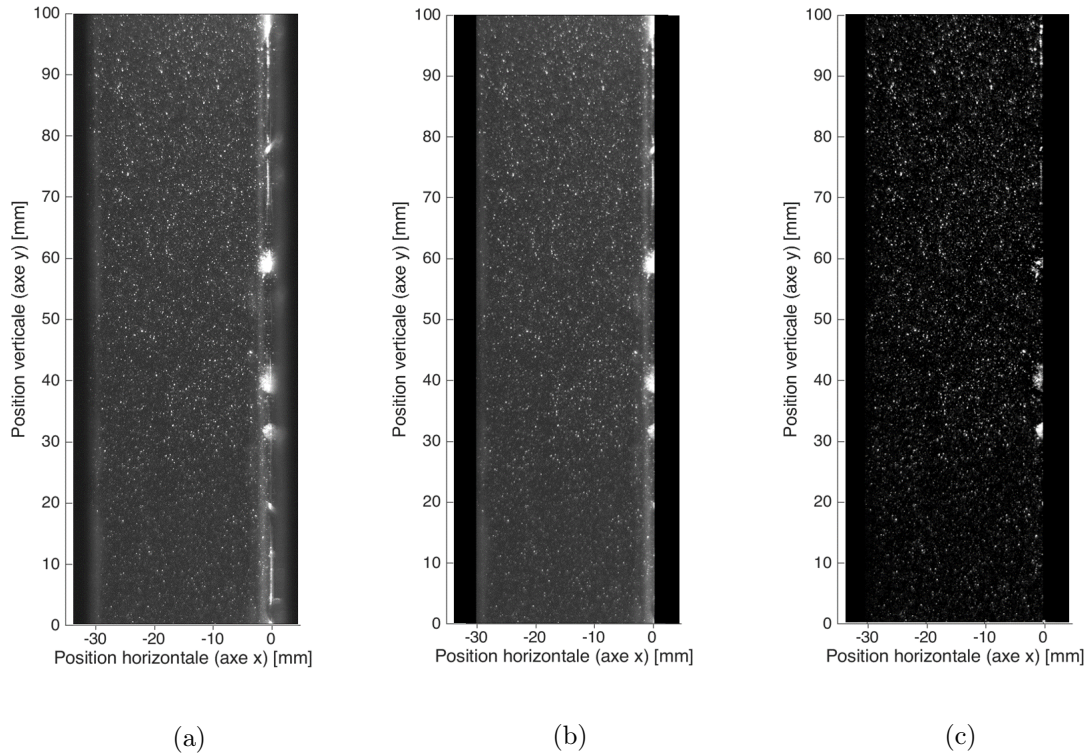


FIGURE II.21 – Prétraitement des images PIV. (a) Image brute après acquisition; (b) Utilisation d’un masque; (c) Application d’un filtre.

Ce traitement préliminaire est suivi du calcul du champ de vitesses instantanées. Comme décrit brièvement dans la section II.3.2.1, les images sont donc divisées en fenêtres d’interrogation afin de déterminer le déplacement le plus probable des particules dans la fenêtre d’interrogation. Dans ces travaux, les vecteurs de déplacement sont déterminés par un calcul itératif multi-passe. La première passe est effectuée avec une fenêtre d’interrogation de 32×32 *pixels*, et les fenêtres se chevauchent de 50%. La passe finale est réalisée avec une fenêtre d’interrogation de 16×16 *pixels*, sans chevauchement des fenêtres d’interrogation. Le choix des tailles de fenêtre d’interrogation a été fait suivant les travaux de O. Bulliard-Sauret [111], en s’assurant que les fenêtres d’interrogation de la première passe soient 4 fois plus grandes que le déplacement moyen (soit 8 *pixels* ici), et que les fenêtres d’interrogation de la dernière passe conservent un nombre de particules suffisant (soit environ 15 particules par fenêtre d’interrogation).

Une fois que les calculs de vitesses instantanées sont terminés, un post-traitement est effectué afin d’éliminer les vecteurs ayant une valeur de corrélation C (voir equation II.14) faible et présentant donc une certaine incertitude sur les résultats. Dans cette étude, le choix a été fait de fixer une valeur de corrélation C minimale de 0,2. Lorsque la valeur de corrélation d’un vecteur de déplacement est inférieure à cette valeur, le vecteur est supprimé et remplacé par un vecteur vitesse issu de l’interpolation des 8 vecteurs vitesses les plus proches spatialement.

Ensuite, afin d’obtenir un champ de vitesse moyen représentatif des phénomènes se produisant dans l’écoulement, il est nécessaire de déterminer un nombre de doublets d’images minimal pour atteindre une convergence des résultats. La grandeur utilisée pour déterminer le nombre de doublet d’images minimal est l’Energie Cinétique de Turbulence (TKE), cette grandeur (TKE ou vitesse RMS, selon les études) étant régulièrement utilisée dans la littérature pour évaluer l’influence des ultrasons sur l’hydrodynamique. La figure II.22 permet d’illustrer cette détermination de la convergence. Cette figure présente l’évolution du profil de TKE à proximité de la paroi chauffante ($x = 1,4$ mm, représenté en pointillés

rouges sur la figure II.22a), selon le nombre de doublets d'images enregistrés, pour un débit Q_v de $2390 L.h^{-1}$ avec un entraxe $d = 33 mm$ dans la section d'essais avec canal d'établissement (voir section II.1.4), associé à des ultrasons dont la fréquence est de 25 kHz et une puissance ultrasonore P_{US} de 110 W.

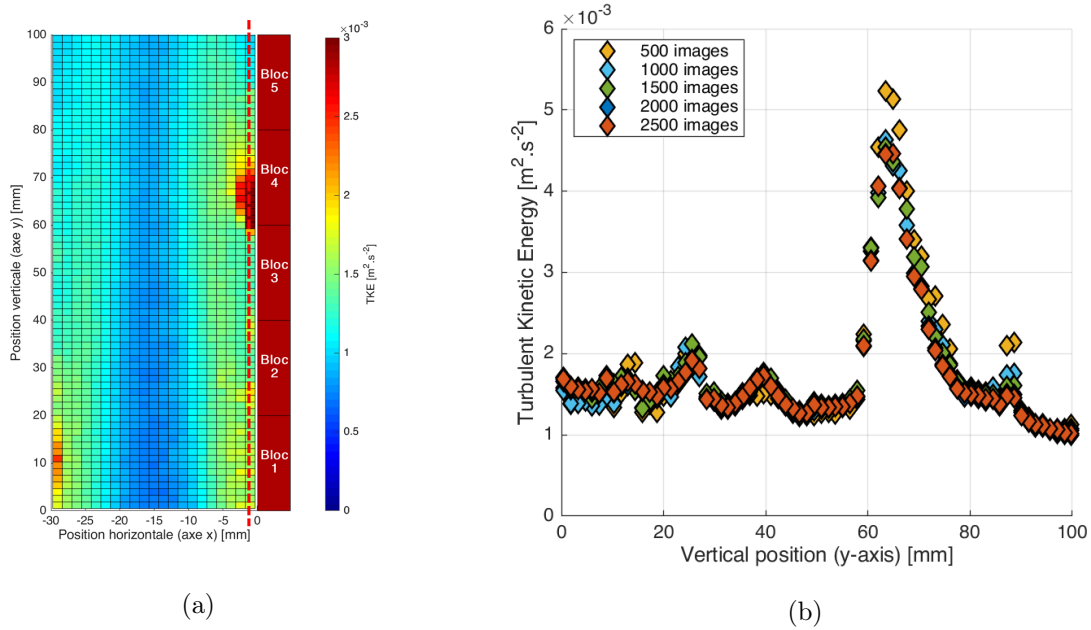


FIGURE II.22 – Profil de TKE à proximité de la paroi chauffante ($x = 1, 4 mm$), en fonction de la position verticale y , pour différents nombres de doublet d'images. $Q_v = 2390 L.h^{-1}$; $d = 33 mm$; $f = 25 kHz$; $P_{US} = 110 W$.

La figure II.22b présente l'évolution de la TKE à $x = 1, 4 mm$ de la paroi chauffante, selon la position verticale y . Cette position à proximité de la paroi chauffante est choisie car représentative des phénomènes en proche paroi, et est donc utilisée dans l'analyse des résultats des chapitres suivants. Les valeurs de TKE sont calculées à partir d'un nombre de doublets d'images entre 500 et 2500. Ainsi, comme le montre la figure II.22b, pour une acquisition supérieure à 2000 doublets d'images, les valeurs se superposent, garantissant ainsi que les calculs des valeurs de TKE ont convergé, et sont donc représentatifs de l'écoulement. Chaque acquisition est donc réalisée avec 2500 doublets d'images, et un intervalle de temps dt différents selon les conditions de l'essai.

L'ensemble de ce traitement de données permet d'obtenir 2500 champs de vitesses instantanées pour chaque essai. Comme mentionné précédemment, ces champs de vitesses peuvent ensuite être moyennés afin d'obtenir le champ de vitesse moyen de l'essai. Il est également possible d'obtenir l'énergie cinétique de turbulence (TKE), décrivant les fluctuations de la vitesse, issues de la turbulence présente dans l'écoulement. Dans ces travaux, la TKE est notamment utilisée afin d'évaluer la turbulence générée par les ultrasons. Pour cela, un facteur d'intensification de la turbulence TKE EF est défini de manière similaire au facteur d'intensification du transfert thermique HTEF :

$$TKE_{EF} = \frac{TKE_{US} - TKE_{silencieux}}{TKE_{silencieux}} \quad (II.15)$$

Il est ensuite possible de calculer un TKE EF pour chaque fenêtre d'interrogation, afin d'évaluer la distribution des effets des ultrasons au sein du champ de mesure. Il est également possible de déterminer le TKE EF moyen au sein de l'intégralité du champ de mesure à partir de la TKE moyenne sans ultrasons, et de la TKE moyenne en présence d'ultrasons.

II.3.2.4 Limites de l'utilisation de la PIV

Tout d'abord, la configuration expérimentale utilisée dans ces travaux (PIV 2D-2C) permet de mesurer le champ de vitesse dans un plan x-y, la composante z ne pouvant être mesurée avec cette technique. L'hypothèse est donc faite que le champ de vitesse est isotrope. Si cette hypothèse est largement vraie dans le cas d'un écoulement plan en régime laminaire, sans ultrasons, elle apparaît moins réaliste pour un écoulement turbulent à proximité d'une paroi solide, pouvant créer des directions privilégiées. De plus, les phénomènes produits par les ultrasons peuvent également se comporter de manière anisotrope à proximité d'une paroi solide.

Par ailleurs, plusieurs limites sont imposées par le matériel expérimental. En effet, la fréquence d'acquisition maximale est fonction de la caméra et du laser. Ainsi, il est possible que certains phénomènes, comme la cavitation acoustique, aient une fréquence d'apparition plus élevée, la PIV ne permet alors pas l'analyse de l'ensemble des phénomènes. De plus, la résolution de la caméra limite la résolution de la mesure, ce qui pose des difficultés de mesure du champ de vitesse à proximité de la paroi, notamment en régime turbulent, lorsque le gradient de vitesse pariétale est très important.

II.3.3 Sonochimiluminescence

Dans l'objectif de visualiser la distribution spatiale de la cavitation acoustique générée par les ultrasons au sein du canal, il est possible d'utiliser l'activité sonochimique produite par les ultrasons, afin de générer une réaction de chimiluminescence.

Comme décrit dans le chapitre I (voir section I.3.4.2), le luminol produit une lumière bleue caractéristique lorsqu'il réagit avec une espèce oxydante. Or, lorsque de la cavitation acoustique est générée dans une solution aqueuse, elle produit des radicaux libres $H\cdot$ et $OH\cdot$ à partir de la décomposition thermique de la vapeur d'eau dans les bulles de cavitation. Ces radicaux étant fortement oxydants, il est possible d'observer la répartition de la cavitation acoustique dans le fluide grâce à la lumière bleue produite par la réaction chimique du luminol avec les radicaux $OH\cdot$.

Dans le cas de l'étude de la combinaison de champs ultrasonores, la méthode basée sur la chimiluminescence du luminol décrite par Renaudin *et al.* [114] a été utilisée afin d'observer la répartition de la cavitation acoustique générée par les ultrasons au sein du canal. Dans ces travaux, une solution de luminol (1 mol.m^{-3}) est utilisée en solution aqueuse à pH 10,7. La solution est mise en circulation dans la section d'essais, et les ultrasons sont déclenchés. Les radicaux libres générés par les ultrasons réagissent avec le luminol et la réaction produit une lumière bleue. L'intensité de la lumière produite est fonction de l'activité sonochimique, et donc de l'activité cavitationnelle. La lumière produite par la réaction est photographiée avec la caméra ImagerProX2M (fournie par LaVision), et l'acquisition est réalisée avec le logiciel DaVis, également utilisé pour la PIV.

Afin d'obtenir un contraste suffisamment important entre les zones avec et sans activité sonochimique, il est nécessaire d'utiliser un temps d'exposition approprié. Dans ces travaux, la caméra est réglée pour enregistrer une photographie individuelle, avec un temps d'exposition de 60 secondes, et le champ de mesure est le même que pour la PIV. L'intensité lumineuse est d'abord convertie en niveaux de gris, puis les niveaux de gris sont associés à une échelle de couleur, permettant de distinguer visuellement les différents niveaux d'intensité lumineuse produite par la réaction du luminol avec la cavitation acoustique. La figure II.23 présente un exemple de photographie de sonochimiluminescence au sein de la section d'essais, avec des ultrasons de 25 kHz.

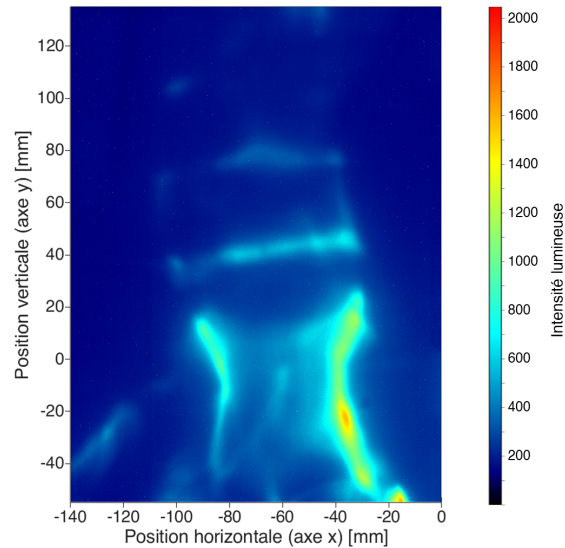


FIGURE II.23 – Exemple de photographie de sonochimiluminescence. $Q_v = 590 L/h$, $d = 143 mm$. Ultrasons : $f = 25 kHz$, $P = 110 W$.

L'utilisation de la sonochimiluminescence permet ainsi d'évaluer qualitativement l'évolution de la répartition spatiale et de l'intensité de l'activité sonochimique selon la fréquence ultrasonore, et selon la configuration étudiée. Les photographies de sonochimiluminescence, associées aux mesures de PIV, permettront de lier la localisation de la cavitation acoustique aux effets hydrodynamiques produits.

II.3.4 Pertes de charge

Dans le cas de l'étude sur l'influence des interactions entre ultrasons et écoulement par rapport au transfert thermique, des mesures de la pression différentielle sont réalisées afin d'évaluer l'évolution des pertes de charges dans l'écoulement lorsqu'il est soumis à un champ ultrasonore.

Ces mesures ont été effectuées uniquement avec une distance transducteur-plaque chauffante $d = 33 mm$, afin d'obtenir des pertes de charges suffisamment élevées et des mesures suffisamment précises avec l'instrumentation disponible. La localisation des prises de pression sur la section d'essais ainsi que l'instrumentation de mesure de la pression différentielle sont décrits dans la section II.1.4.

La démarche expérimentale utilisée pour la réalisation des mesures de l'évolution de la pression différentielle d'un écoulement soumis à un champ ultrasonore est la même pour l'ensemble des essais, et est présentée ci-dessous. La figure II.24 présente un exemple de l'évolution de la pression différentielle au cours d'un essai.

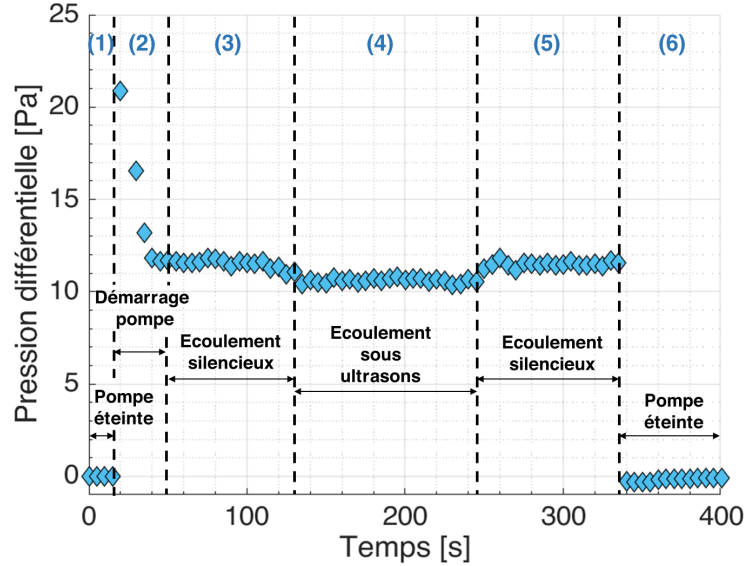


FIGURE II.24 – Exemple de l'évolution de la pression différentielle au cours d'un essai. $Q_v = 3580 \text{ L/h}$, $d = 33 \text{ mm}$. Ultrasons : $f = 25 \text{ kHz}$, $P = 110 \text{ W}$

L'enregistrement est lancé avant la mise en circulation du fluide (phase 1), la pression différentielle est donc nulle. Après environ une vingtaine de secondes, le fluide est mis en circulation dans le canal à un débit donné (phase 2), le débit ainsi que la pression différentielle se stabilisent au cours de cette période, d'une durée de 60 secondes. Une fois la pression différentielle stabilisée l'acquisition se poursuit durant 120 secondes, l'écoulement est à un débit fixe, sans ultrasons (phase 3). Cette durée permet de garantir une mesure de la pression différentielle moyenne de l'écoulement pour un nombre de données suffisamment important. Les ultrasons sont ensuite déclenchés (phase 4), il est alors possible d'observer une évolution de la pression différentielle. L'acquisition de cette phase se poursuit pendant 120 secondes. Ensuite, la procédure inverse démarre. Le générateur d'ultrasons est arrêté, l'écoulement se fait donc à nouveau sans ultrasons (phase 5) et la pression différentielle revient au même niveau que durant la phase 3. Enfin, la mise en circulation du fluide est arrêtée (phase 6), la pression différentielle revient à 0. L'acquisition des phases 5 et 6 permet de garantir que la pression différentielle ne dérive pas au cours de l'essai. A partir de chaque acquisition, il est donc possible de déterminer la perte de charge moyenne entre les deux prises de pression pour le régime silencieux $\Delta P_{silencieux}$ et pour le régime ultrasonore ΔP_{US} . Chaque mesure de perte de charge est effectuée 6 fois dans les mêmes conditions de débit, et les barres d'erreur constituent donc l'écart type lié à la répétabilité des mesures.

Afin de quantifier les effets des ultrasons sur les pertes de charge, un facteur de réduction de pertes de charge, (ΔpRF pour Δp *Reduction Factor*) est défini de manière similaire au facteur d'intensification du transfert thermique HTEF :

$$\Delta pRF = \frac{\Delta p_{US} - \Delta p_{silencieux}}{\Delta p_{silencieux}} \quad (\text{II.16})$$

II.4 Conclusions du chapitre II

Comme présenté dans la bibliographie, ces travaux de thèse portent sur deux aspects de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons, en convection forcée. Le premier concerne la combinaison de champs ultrasonores et le second l'influence des ultrasons selon le régime d'écoulement. Ces aspects sont étudiés selon une approche thermique, et selon une approche hydrodynamique, pour deux fréquences ultrasonores. Pour cela, un dispositif expérimental pré-existant, équipé d'une plaque chauffante à flux imposé, a été adapté selon les objectifs de l'étude. Cette plaque chauffante est divisée en 5 blocs distincts, équipés de

thermocouples. Ce dispositif expérimental est intégré à un banc d'essais, permettant la régulation et la mesure de la température et du débit. Pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores, le dispositif expérimental permet d'intégrer deux transducteurs ultrasonores, produisant deux champs orthogonaux. Pour l'étude de l'influence des ultrasons selon le régime d'écoulement, le dispositif expérimental a été adapté afin de garantir des conditions hydrodynamiques maîtrisées. Deux émetteurs ultrasonores de fréquences différentes (25 kHz et 2 MHz) ont été caractérisés et seront par la suite utilisés dans chaque étude. Le transducteur ultrasonore de basse fréquence génère de la cavitation acoustique, à l'origine d'effets érosifs importants, et produit également des effets convectifs. Le transducteur ultrasonore de haute fréquence permet de générer des courants acoustiques convectifs, permettant de mettre en mouvement le fluide.

Chaque section d'essais permet la mesure des températures le long de la plaque chauffante, afin de déterminer les coefficients de transferts thermiques au niveau de chaque bloc, avec et sans ultrasons. De plus, le banc d'essais permet de réaliser des mesures de vélocimétrie par image de particules, afin d'analyser les effets hydrodynamiques induits par les ultrasons. Des mesures de sonochimiluminescence peuvent également être effectuées afin de visualiser la répartition de la cavitation acoustique au sein de la section d'essais en présence d'ultrasons. Enfin, la section d'essais pour l'étude de l'influence des ultrasons selon le régime d'écoulement permet de réaliser des mesures de pertes de charges, ce qui devrait contribuer à l'analyse énergétique de l'utilisation des ultrasons.

Le chapitre III présente ensuite les travaux menés sur l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores de fréquences différentes sur le transfert thermique et l'hydrodynamique, en convection forcée.

Chapitre III

Combinaisons de champs ultrasonores

L'étude bibliographique présentée dans le chapitre I a montré que la combinaison de champs ultrasonores de fréquences différentes entraîne généralement une augmentation des effets induits par les ultrasons, telle que l'intensification de l'activité cavitationnelle. Les effets de la cavitation acoustique sur les transferts thermiques ont largement été étudiés, et les travaux sur ce sujet ont démontré que la présence d'activité cavitationnelle induisait une amélioration des transferts thermiques. Il apparaît donc intéressant de combiner plusieurs champs ultrasonores afin d'améliorer encore le transfert thermique. Cependant, la littérature concernant l'intensification du transfert thermique à partir de l'utilisation de plusieurs champs ultrasonores de fréquences différentes est quasiment inexistante, comme décrit dans la section I.6.2.

Ce chapitre a pour objectif de présenter les travaux menés au cours de cette thèse sur l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores de fréquences différentes sur le transfert thermique convectif. Pour cela, le dispositif expérimental présenté dans la section II.1.3 est utilisé. Une analyse thermique est menée afin de quantifier l'amélioration du transfert thermique en présence d'ultrasons, associée à une étude du comportement hydrodynamique grâce à la vélocimétrie par image de particules. Enfin, la sonochimiluminescence est utilisée ici afin de visualiser la présence et la distribution de la cavitation acoustique dans la section d'essais. L'association de ces trois approches complémentaires permet d'envisager les mécanismes possibles pouvant expliquer les résultats obtenus.

La première partie de ce chapitre s'attache à détailler les conditions expérimentales initiales, en caractérisant le transfert thermique et l'hydrodynamique au sein de la section d'essais, sans ultrasons. De plus, cette partie introduit les différentes configurations expérimentales étudiées. La seconde partie présente les résultats obtenus avec un seul champ ultrasonore, selon la fréquence et la direction de ce champ ultrasonore. Enfin, la dernière partie analyse les effets produits par l'utilisation combinée de deux émetteurs ultrasonores de fréquences différentes. Cette dernière partie est complétée par l'étude de l'influence de la puissance ultrasonore sur les effets de la combinaison.

III.1 Présentation des conditions expérimentales

Les essais pour cette étude sont réalisés au sein de la section d'essais présentée dans le chapitre II (*cf.* section II.1.3), et schématisée sur la figure III.1, ci-après.

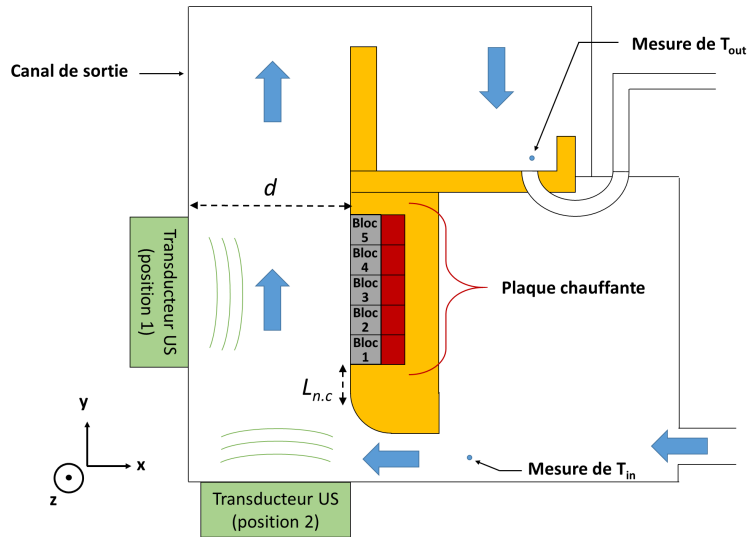


FIGURE III.1 – Schéma de la section d'essais utilisée pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores.

L'entraxe du canal d est de $0,143\text{ m}$, et la largeur du canal (selon l'axe z) est de $0,174\text{ m}$. La section de passage du fluide correspond à $S = 0,025\text{ m}^2$, et le diamètre hydraulique $D_h = 0,157\text{ m}$. La longueur de la plaque chauffante est de $0,1\text{ m}$, selon l'axe y , avec $y = 0\text{ m}$ au début de la plaque chauffante. La plaque chauffante est précédée d'une longueur non-chauffée $L_{n.c} = 0,023\text{ m}$. L'établissement de la couche limite hydrodynamique est amorcé à $y = -0,023\text{ m}$. Dans la section d'essais, le fluide s'écoule verticalement, le long de la plaque chauffante, symbolisé sur la figure III.1 par les flèches bleues. Les émetteurs ultrasonores peuvent être positionnés de façon à générer un champ ultrasonore perpendiculaire à l'écoulement (position 1) ou colinéaire à l'écoulement (position 2). Les conditions hydrodynamiques et thermiques au sein de la section d'essais en l'absence d'ultrasons sont présentées ci-dessous. De plus, cette partie définit les configurations ultrasonores mises en oeuvre afin d'évaluer l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique et l'hydrodynamique.

III.1.1 Conditions silencieuses

Pour cette étude, les caractéristiques de l'écoulement sont maintenues constantes pour chaque essai et sont présentées dans le tableau III.1. La bibliographie ayant largement montré que l'intensification des transferts thermiques par les ultrasons est plus favorable en régime laminaire [107], le choix a donc été fait d'un régime d'écoulement laminaire dans cette étude.

III.1.1.1 Caractérisation hydrodynamique

Tout d'abord, il apparaît important de noter que dans cette section d'essais, avec ces conditions hydrodynamiques, l'écoulement n'est jamais établi au sein du canal. En effet, si l'on calcule la longueur d'établissement, selon l'équation I.8, avec un débit volumique de $0,59\text{ m}^3.\text{h}^{-1}$, et les dimensions de la section d'essais indiquées précédemment (soit un $Re_{D_h} = 1018$), la longueur d'établissement calculée est de $1,78\text{ m}$. Elle est donc largement supérieure à la longueur totale du canal, entre le début de la longueur non-chauffée ($y = -0,023\text{ m}$) et la fin de la plaque chauffante ($y = 0,1\text{ m}$). Ainsi, la longueur du canal est insuffisante pour que les couches limites hydrodynamiques de chaque paroi se rejoignent, l'écoulement est donc hydrodynamiquement non-établi, et peut être considéré comme un écoulement externe, le long de la plaque chauffante. Ainsi, la longueur caractéristique pour ce canal correspond à la position le long de la paroi chauffante y , plutôt que le diamètre

hydraulique D_h . Le nombre de Reynolds au niveau de la fin de la plaque ($y = 0,1 m$) pour un écoulement externe est $Re_y = 808$, et le régime hydrodynamique est donc laminaire.

TABLE III.1 – Caractéristiques de l'écoulement

Fluide	Température	Nombre de Prandtl
Eau	20 °C	6,97
Débit volumique	Vitesse débitante	Nombre de Reynolds ($y = 0,1 m$)
$0,59 m^3.h^{-1}$	$6,6 \times 10^{-3} m.s^{-1}$	808

La caractérisation hydrodynamique de la section d'essais est réalisée à partir de mesures de PIV au sein de la section d'essais, sans ultrasons, dans les conditions hydrodynamiques présentées précédemment. Le champ de mesure pour la PIV est de $185 \times 140 mm^2$, permettant ainsi la mesure du champ de vitesse dans l'ensemble de l'écoulement au niveau de la plaque chauffante, ainsi qu'une partie en amont et en aval de la plaque chauffante.

La figure III.2 présente le profil de vitesse U_y mesuré au niveau du bloc 5 ($y = 0,09 m$), ainsi que le profil de vitesse théorique pour un écoulement laminaire établi, en fonction de la position horizontale (selon l'axe x). La plaque chauffante se situe à $x = 0 mm$. Le profil de vitesse théorique pour un écoulement laminaire établi est donné par l'équation I.9.

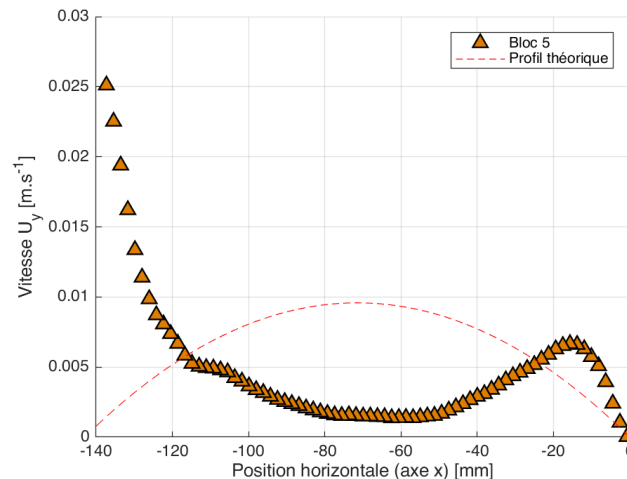


FIGURE III.2 – Profil de vitesse U_y au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 mm$) en fonction de la position horizontale dans la section d'essais, sans ultrasons.

La géométrie spécifique de l'entrée de la section d'essais présentée dans le chapitre II, et schématisée sur la figure III.1 (changement de direction et changement de section) induit des effets importants sur le champ de vitesse, avec un fort effet de jet impactant la paroi faisant face à l'entrée de la section d'essais. Cette paroi maintient également le transducteur ultrasonore se trouvant en position 1. Comme le montre la figure III.2, l'effet de jet induit une vitesse élevée à proximité du transducteur ultrasonore ($x = -140 mm$), et une vitesse bien moins élevée dans le reste de la section d'essais. Ainsi, le profil de vitesse mesuré apparaît très différent du profil de vitesse théorique, représenté en pointillés rouges. Par ailleurs, le gradient de vitesse mesuré à proximité de la paroi chauffante est plus important que le gradient de vitesse théorique. La géométrie de la section d'essais induit des perturbations importantes du champ de vitesse et ne permet pas d'obtenir un profil de vitesse correspondant à un écoulement laminaire établi.

Le champ d'Énergie Cinétique Turbulente (TKE) dans la section d'essais sans ultrasons est quant à lui présenté sur la figure III.3.

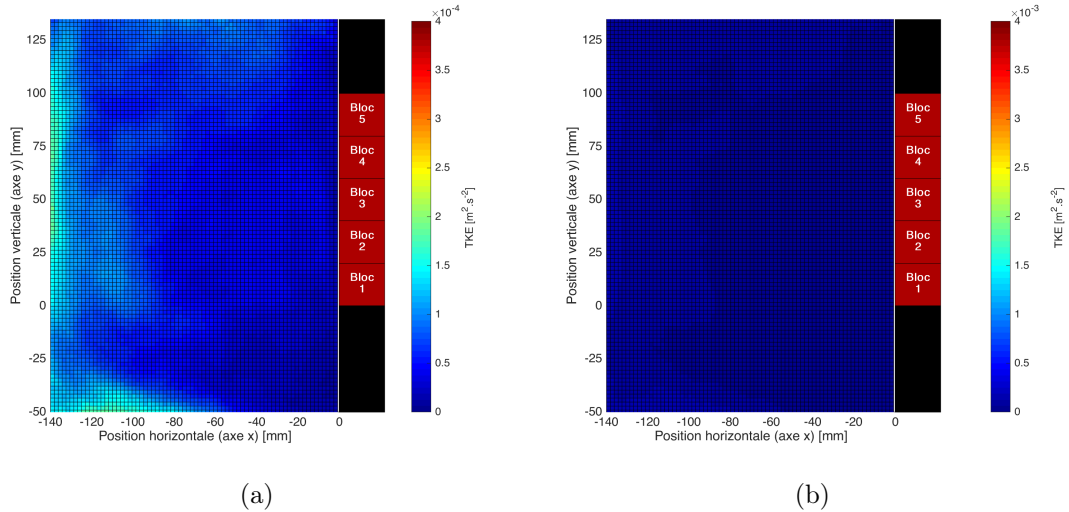


FIGURE III.3 – Champ de TKE dans la section d’essais, sans ultrasons, selon deux échelles de TKE différentes.

L’échelle utilisée pour la figure III.3a indique la présence d’énergie cinétique turbulente dans la zone à proximité du transducteur ultrasonore ($x = -140 \text{ mm}$). L’énergie cinétique turbulente atteint un maximum de $2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ au niveau de l’émetteur ultrasonore. La TKE moyenne dans l’ensemble du champ de mesure est de $6,27 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Cependant, l’écoulement étant théoriquement laminaire, la TKE devrait être nulle. Ces fluctuations de vitesse instantanée peuvent s’expliquer par l’impact du fluide contre la paroi faisant face à l’entrée de la section d’essais. Ces fluctuations de vitesse instantanée se prolongent le long du transducteur ultrasonore en position 1. Ainsi, la géométrie de la section d’essais induit la présence d’énergie cinétique turbulente au sein du champ de mesure, malgré le fait que l’écoulement soit théoriquement laminaire. L’utilisation d’une échelle différente, correspondant à celle utilisée pour les champs de TKE observés en présence d’ultrasons, permet une autre appréciation sur la figure III.3b, et constitue l’état de référence à partir duquel seront comparés et analysés les effets induits par la présence d’ultrasons.

Le régime d’écoulement ne peut donc pas être considéré comme parfaitement laminaire en raison de la forme de la section d’essais et du changement de direction de l’écoulement, induisant des perturbations de l’écoulement. Par conséquent, l’analyse des effets hydrodynamiques des ultrasons présentés par la suite est basée sur une approche comparative entre les résultats obtenus avec et sans ultrasons. La figure III.3b définit ainsi un état de référence de l’écoulement sans ultrasons, à partir duquel les résultats observés avec ultrasons seront comparés.

III.1.1.2 Caractérisation thermique

La caractérisation thermique de la section d’essais permet d’évaluer l’état du transfert thermique sans ultrasons au niveau de la plaque chauffante, à partir de mesures de températures réalisées sans ultrasons, dans les mêmes conditions hydrodynamiques. Il est important de noter que le développement de la couche limite thermique étant amorcé après le développement de la couche limite hydrodynamique, et l’écoulement n’étant jamais établi hydrodynamiquement, la couche limite thermique ne peut pas être établie dans cette section d’essais.

La figure III.4 illustre l’évolution des températures mesurées au niveau des blocs chauffants en fonction de leur position respective, le long de la paroi chauffante. L’eau s’écoule selon l’axe y , comme schématisé précédemment sur la figure III.1.

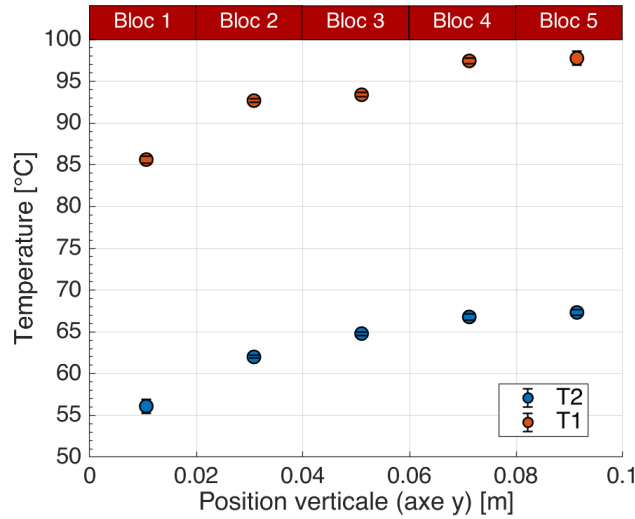


FIGURE III.4 – Évolution des températures au sein des blocs chauffants en fonction de leur position respective, selon l’axe y .

Pour rappel, comme décrit dans le chapitre II (voir section II.1.2), les températures T_1 correspondent aux températures mesurées par les thermocouples se trouvant à proximité des blocs de cuivre, où est placé le barreau électrique chauffant. Les températures T_2 correspondent aux températures mesurées par les thermocouples se trouvant à proximité de l’interface fluide/paroi.

Ces températures permettent ensuite de déterminer le flux thermique au niveau de chaque bloc, avec la loi de Fourier, entre T_1 et T_2 (équation (II.8)). A partir du flux thermique, la température de paroi au niveau de chaque bloc chauffant peut être calculée (équation (II.9)). Enfin, avec la température du fluide, mesurée par les thermocouples se trouvant à l’entrée et à la sortie de la section d’essais, il est possible de déterminer le coefficient de transfert thermique convectif h , selon l’équation (II.11), ainsi que le nombre de Nusselt, à partir de l’équation (II.12). L’écoulement correspondant à un écoulement externe, avec une longueur non-chauffée précédant la plaque chauffante, la longueur caractéristique utilisée pour déterminer le nombre de Nusselt correspond à la longueur non-chauffée, additionnée à la position le long de la plaque chauffante, soit :

$$L_{carac} = y + L_{n.c} \quad (III.1)$$

Dans le cas d’un écoulement laminaire externe, où les couches limites hydrodynamique et thermique se développent simultanément, pour des conditions de flux thermique imposé, comme c’est le cas ici, le nombre de Nusselt peut être calculé à partir de la corrélation ci-dessous [2] :

$$Nu_x = 0,453 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (III.2)$$

Dans le cas d’une plaque chauffante précédée par une longueur non-chauffée, le nombre de Nusselt est calculé comme si l’ensemble de la plaque était chauffée, puis corrigé selon l’équation suivante [2] :

$$Nu_{L_{n.c}} = \frac{Nu_x}{\left(1 - \left(\frac{L_{n.c}}{L_{n.c}+y}\right)^{0,75}\right)^{1/3}} \quad (III.3)$$

L’évolution du transfert thermique sans ultrasons, selon le coefficient de transfert thermique et selon le nombre de Nusselt, est présentée sur la figure III.5.

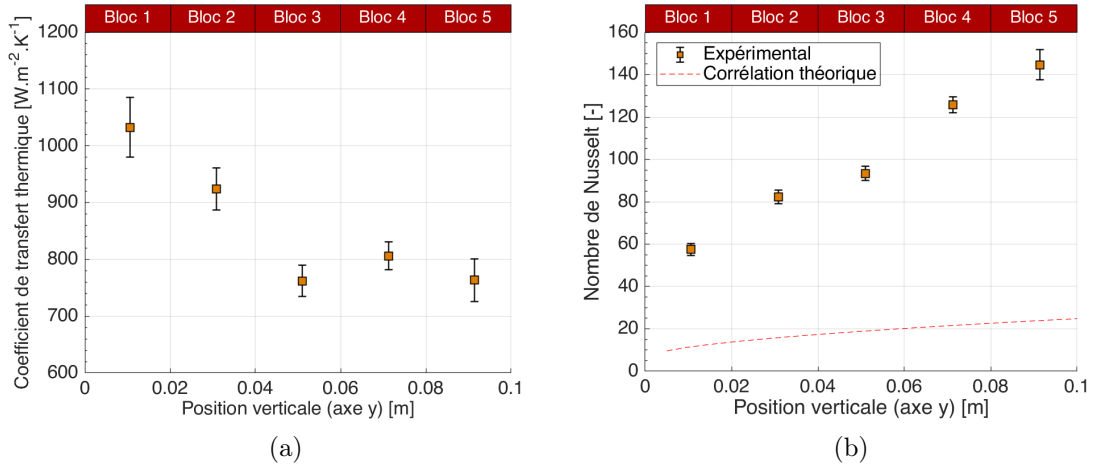


FIGURE III.5 – (a) Evolution du coefficient transfert thermique convectif h et (b) du nombre de Nusselt sans ultrasons, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante.

Comme décrit dans le chapitre I, le transfert thermique au niveau d'une paroi chauffante dans un écoulement tend à diminuer avec l'épaississement de la couche limite thermique le long de la paroi. Cette évolution est effectivement bien observée sur la figure III.5a, avec un coefficient de transfert thermique qui diminue pour atteindre un minimum ($h = 760 W.m^{-2}.K^{-1}$) au niveau du bloc 5 ($y = 0,09 m$). La figure III.5b présente l'évolution du nombre de Nusselt, calculé à partir du coefficient de transfert thermique, et de la longueur caractéristique présentée précédemment. La longueur de la plaque chauffante étant faible, le nombre de Nusselt est croissant le long des blocs chauffants. La corrélation théorique présentée par l'équation III.3 est représentée en pointillés rouges. Les résultats expérimentaux sont ainsi considérablement éloignés des résultats théoriques, et les écarts sont croissants avec l'augmentation de la position verticale. En effet, l'hydrodynamique de l'écoulement étant fortement perturbée par la géométrie de la section d'essais, le transfert de quantité de mouvement est largement supérieur à ce qui est normalement attendu en écoulement laminaire. Cela se traduit également par un niveau de transfert thermique nettement supérieur à ce qui serait attendu. De plus, l'écart croissant entre les mesures et la corrélation peut s'expliquer par la rupture du développement de la couche limite thermique le long de la plaque chauffante en raison de la présence de la couche d'isolant Macor[®] entre chaque bloc, induisant donc un développement plus lent (i.e. une diminution moins importante du nombre de Nusselt le long de la plaque) que le modèle théorique.

Par ailleurs, il est à noter qu'ici le nombre de Nusselt est fonction de la longueur caractéristique L_{carac} . La variation de la position y entre le bloc 1 et 5 étant plus importante que la variation du coefficient de transfert thermique, l'utilisation du nombre de Nusselt ne présente pas d'intérêt ici pour analyser l'évolution local du transfert thermique. Ainsi, pour la suite de ce chapitre, le coefficient de transfert thermique convectif sera utilisé pour analyser l'évolution du transfert thermique le long de la paroi chauffante.

Ces résultats montrent que la géométrie de la section d'essais induit un niveau de transfert thermique convectif bien plus important que pour un écoulement hydrodynamiquement établi. De ce fait, cette caractérisation thermique sans ultrasons définit un état de référence dans le contexte particulier de cette étude, à partir duquel seront comparés les résultats avec ultrasons. A l'instar de la caractérisation hydrodynamique, l'approche thermique de ce travail est donc également une approche comparative entre les résultats obtenus avec et sans ultrasons.

III.1.2 Configurations expérimentales avec ultrasons

Comme présenté dans le chapitre II et rappelé précédemment, les émetteurs ultrasonores peuvent être placés en position 1, générant un champ ultrasonore perpendiculaire à l'écoulement ou en position 2, le champ ultrasonore étant alors colinéaire à l'écoulement. Par ailleurs, deux émetteurs ultrasonores de fréquences différentes sont utilisés : 25 kHz, et 2 MHz. Il est donc possible d'étudier l'influence des ultrasons en fonction de la fréquence et de la direction des ondes émises par rapport à l'écoulement et de combiner orthogonalement deux champs ultrasonores de basse et haute fréquence respectivement.

Il en résulte six configurations expérimentales possibles avec les ultrasons : quatre configurations avec un champ ultrasonore unique, définies comme les configurations n°1, n°2, n°4 et n°5 ; et deux configurations avec deux champs ultrasonores de fréquences différentes, définies comme les configurations n°3 et n°6. Le détail de ces configurations est précisé dans le tableau III.2.

Pour cette étude, la puissance ultrasonore P_{US} est égale à 105 W pour chaque transducteur. Lorsque deux champs ultrasonores sont utilisés simultanément, la puissance totale est ainsi doublée : 105 W pour l'émetteur de 25 kHz et 105 W pour l'émetteur de 2 MHz.

TABLE III.2 – Configurations expérimentales testées.

Configuration n°		1	2	3	4	5	6
position 1	f	25 kHz	25 kHz	25 kHz	2 MHz	2 MHz	2 MHz
	P_{US}	105 W	0 W	105 W	105 W	0 W	105 W
position 2	f	2 MHz	2 MHz	2 MHz	25 kHz	25 kHz	25 kHz
	P_{US}	0 W	105 W	105 W	0 W	105 W	105 W

Dans un second temps, pour comprendre l'influence de la puissance ultrasonore totale fournie dans la combinaison de champs ultrasonores, des essais ont été effectués avec deux champs ultrasonores à puissance totale constante (105 W), pour plusieurs distributions de puissance entre chaque émetteur.

La configuration n°3 est utilisée, et trois ratios de puissance différents sont testés dans cette configuration où le champ ultrasonore à basse fréquence (25 kHz / BF) est perpendiculaire à l'écoulement et le champ ultrasonore à haute fréquence (2 MHz / HF) est colinéaire à l'écoulement. Ces différents ratios de puissance sont respectivement de :

- 30% BF - 70% HF, défini comme la configuration 3a,
- 50% BF - 50% HF, défini comme la configuration 3b,
- 70% BF - 30% HF, défini comme la configuration 3c.

En ajoutant les configurations 1 (100% BF-0% HF) et 2 (0% BF-100% HF), on obtient un total de cinq ratios de puissance différents, avec une puissance totale maintenue constante et égale à 105 W (tableau III.3).

TABLE III.3 – Répartition de la puissance par transducteur

Configuration n°	2	3a	3b	3c	1
Ratio de puissance BF - HF (%)	0-100	30-70	50-50	70-30	100-0
25 kHz (position 1)	0 W	31,5 W	52,5 W	73,5 W	105 W
2 MHz (position 2)	105 W	73,5 W	52,5 W	31,5 W	0 W

III.2 Influence de l'orientation d'un champ ultrasonore unique sur le transfert thermique convectif et l'hydrodynamique

III.2.1 Influence des ultrasons de basse fréquence (25 kHz)

Dans cette partie, l'influence des ultrasons de basse fréquence est analysée par rapport aux effets sur le transfert thermique convectif ainsi que sur l'hydrodynamique, selon les configurations expérimentales n°1 et n°5. Une approche comparative est menée à partir des résultats obtenus dans la section d'essais sans ultrasons. La bibliographie a montré que les ultrasons de basse fréquence permettent de générer de la cavitation acoustique, induisant une intensification du transfert thermique en perturbant la couche limite thermique, en convection naturelle [68, 81], mais également en convection forcée [53]. Le chapitre II (cf. section II.2.2) a ensuite permis de mettre en évidence que l'émetteur ultrasonore de 25 kHz utilisé dans ce travail de thèse conduit bien à la présence de cavitation acoustique. Les résultats présentés dans cette partie sont obtenus pour des ultrasons de 25 kHz, avec un champ ultrasonore émis perpendiculairement (configuration n°1) ou colinéairement (configuration n°5) à l'écoulement. Ces configurations sont schématisées sur la figure III.6.

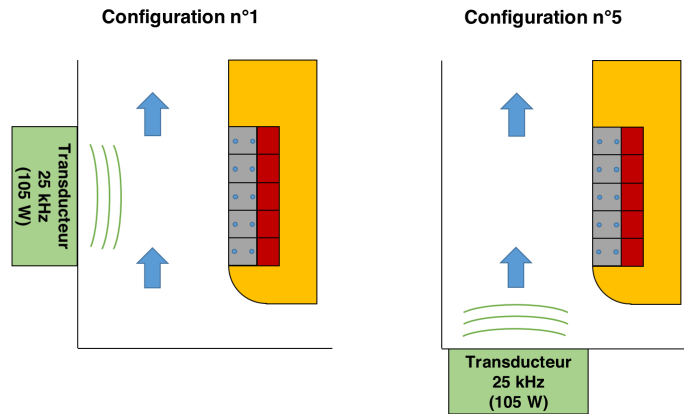


FIGURE III.6 – Schéma des configurations n°1 et n°5, avec un champ ultrasonore unique basse fréquence ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W).

Afin d'évaluer les effets des ultrasons de basse fréquence sur le transfert thermique, la figure III.7 illustre l'évolution du coefficient de transfert thermique h_{US} en fonction de la position le long de la plaque chauffante, avec un champ ultrasonore de 25 kHz dans les configurations n°1 et n°5. Ces résultats peuvent être comparés aux coefficients de transfert thermique en régime silencieux $h_{silencieux}$, rappelés ici.

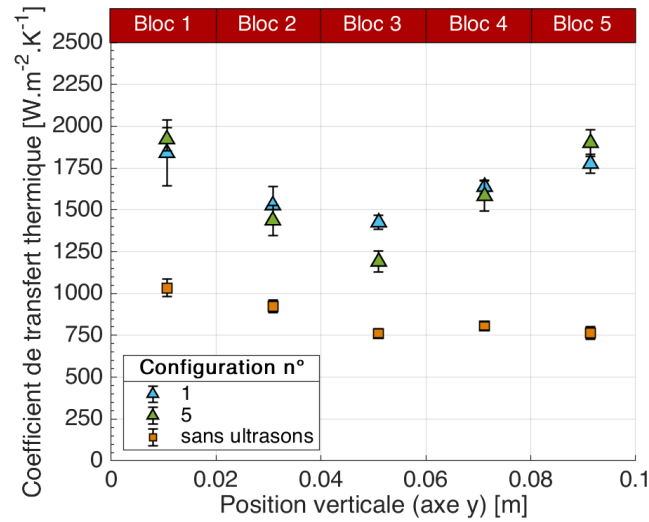


FIGURE III.7 – Influence des ultrasons de basse fréquence sur les coefficients de transfert thermique le long de la paroi chauffante ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W).

Le transfert thermique est considérablement amélioré par la présence d’ultrasons à 25 kHz, puisque les coefficients de transfert thermique obtenus sont plus élevés sous ultrasons qu’en régime silencieux, quelle que soit la position de l’émetteur. De plus, l’évolution spatiale du transfert thermique avec ultrasons est similaire pour les deux configurations étudiées. Cependant, le transfert thermique sous ultrasons ne diminue pas le long de la paroi comme c’est le cas en régime silencieux, et la figure III.7 montre deux maximums au niveau du bloc 1 et du bloc 5. Les coefficients de transfert thermique pour les configurations n°1 et n°5 sont du même ordre de grandeur, avec des valeurs allant de 1250 à 2000 $W.m^{-2}.K^{-1}$.

Cette évolution spatiale du transfert thermique sous ultrasons le long de la paroi chauffante peut s’expliquer en analysant les effets hydrodynamiques induits par les ultrasons à partir des mesures de PIV, ainsi que les photographies de sonochimiluminescence. La figure III.8 présente les résultats obtenus pour la configuration n°1.

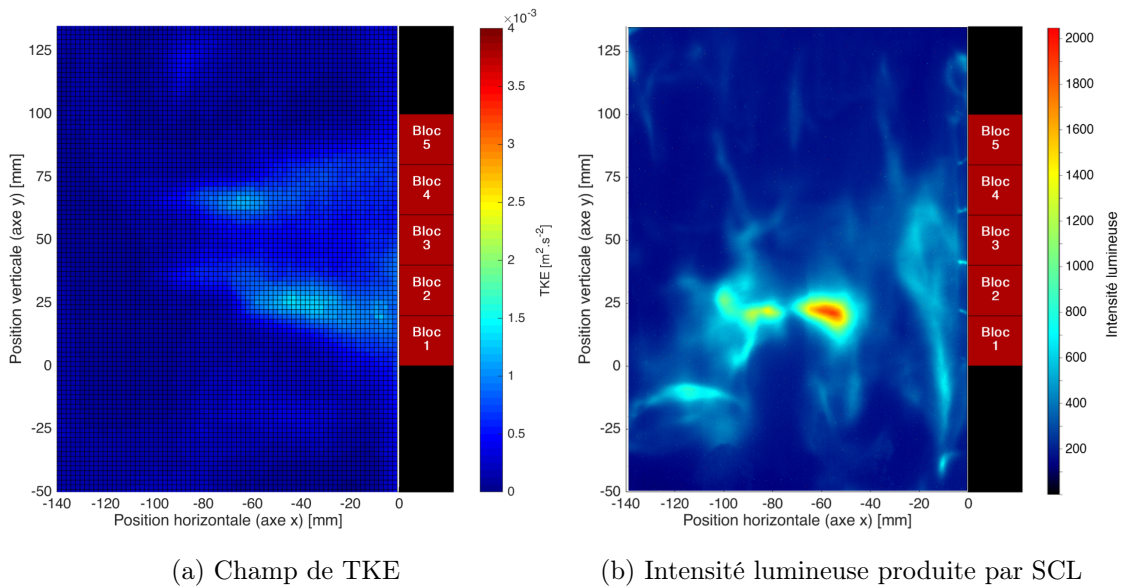


FIGURE III.8 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°1 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W).

La figure III.8a présente le champ de TKE obtenu avec des ultrasons de 25 kHz générés

perpendiculairement à l'écoulement (configuration n°1). Cette représentation permet de visualiser la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans l'ensemble de l'écoulement.

Comme on peut le voir, la présence d'ultrasons de 25 kHz modifie le champ de TKE, comparativement à celui présenté par la figure III.3b. Ainsi, l'énergie cinétique turbulente est plus importante due à l'action des ultrasons. Les valeurs d'énergie cinétique turbulente les plus élevées sont principalement localisées selon 2 zones, de forme longitudinale, orientées dans le sens du champ ultrasonore. Elles sont principalement situées près de la paroi chauffante, notamment au niveau des blocs 1 et 2, puis de manière moins prononcée au niveau des blocs 4 et 5.

La figure III.8b présente la distribution de la cavitation acoustique à partir des photographies de sonochimiluminescence. La cavitation acoustique est donc bien présente et est sans doute à l'origine de cette turbulence car la distribution de la cavitation semble globalement similaire à la distribution de l'énergie cinétique turbulente sur la figure III.8a. En effet, il est possible d'observer que la zone où l'intensité lumineuse est la plus importante ($x \approx -50 \text{ mm}$ et $y \approx 20 \text{ mm}$) correspond également à celle où les valeurs de TKE sont les plus élevées ($\text{TKE} \approx 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$). Cette répartition spatiale peut s'expliquer par l'emplacement des transducteurs piézoélectriques intégrés dans l'émetteur ultrasonore, comme présenté dans le chapitre II (voir section II.2). Les transducteurs piézoélectriques, ayant des positions différentes, induisent des zones de cavitation acoustique distinctes, qui permettent de générer de l'énergie cinétique turbulente. Ces résultats sont ainsi cohérents avec les travaux de Nomura *et al.* [49] qui ont également mesuré une augmentation des fluctuations de vitesses instantanées lorsque des ultrasons de basse fréquence sont émis dans un écoulement, et observé la présence de cavitation acoustique par sonochimiluminescence. Les auteurs concluent ainsi que la cavitation acoustique permet d'augmenter l'intensité turbulente.

Il est ensuite possible de comparer l'évolution des facteurs d'intensification du transfert thermique (HTEF, exprimé en %) et des facteurs d'intensification de l'énergie cinétique turbulente (TKE EF) au niveau de la plaque chauffante. Le TKE EF déterminé ici en fonction des valeurs de TKE avec et sans ultrasons à 2,5 mm de la paroi le long de l'axe y , afin d'observer l'influence des ultrasons en proche paroi, au niveau de la couche limite. Le facteur d'intensification moyen de l'énergie cinétique turbulente (TKE EF moyen) est déterminé pour l'ensemble du champ de mesure à partir des résultats obtenus avec et sans ultrasons. Il apparaît important de noter que la TKE mesurée sans ultrasons étant largement négligeable comparativement à la TKE mesurée en présence d'ultrasons, il a été décidé, pour ce chapitre, de se limiter à l'expression de la TKE EF comme un rapport et non d'un pourcentage comme le HTEF. Le TKE EF est donc exprimé sans unité. La figure III.9 présente conjointement l'ensemble de ces résultats.

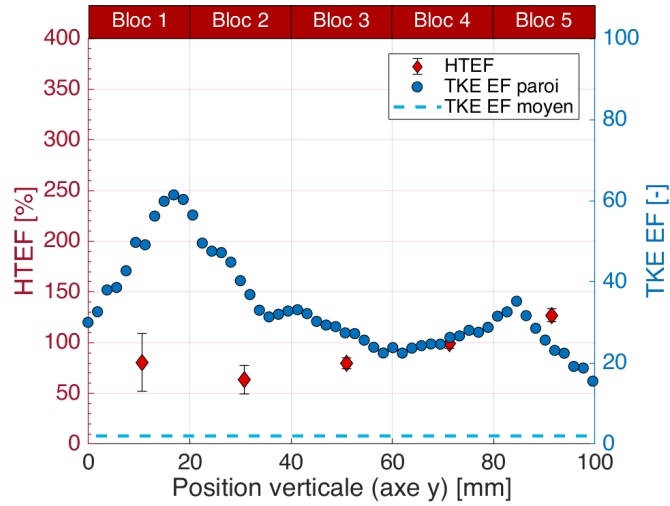


FIGURE III.9 – Facteur d’intensification du transfert thermique et de l’énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°1 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W).

Comme on peut le voir sur la figure III.9, le TKE EF au niveau de la paroi présente deux pics sur le bloc 1 et le bloc 5 respectivement, de manière similaire au facteur d’intensification du transfert thermique. Il est donc très probable que l’amélioration du transfert thermique constatée soit causée ici par l’énergie cinétique turbulente générée par les ultrasons de 25 kHz le long de la paroi chauffante, perturbant ainsi le développement de la couche limite. Le facteur d’intensification du transfert thermique (HTEF) et le TKE EF le long de la paroi suivent des tendances similaires. Cependant, l’intensification de l’énergie cinétique turbulente au niveau du bloc 1 semble peu contribuer à l’amélioration du transfert thermique.

Lorsque le champ ultrasonore de 25 kHz est colinéaire à l’écoulement (configuration n°5), le champ de mesure présente des répartitions différentes de l’énergie cinétique turbulente et de la cavitation acoustique, comme le montre la figure III.10.

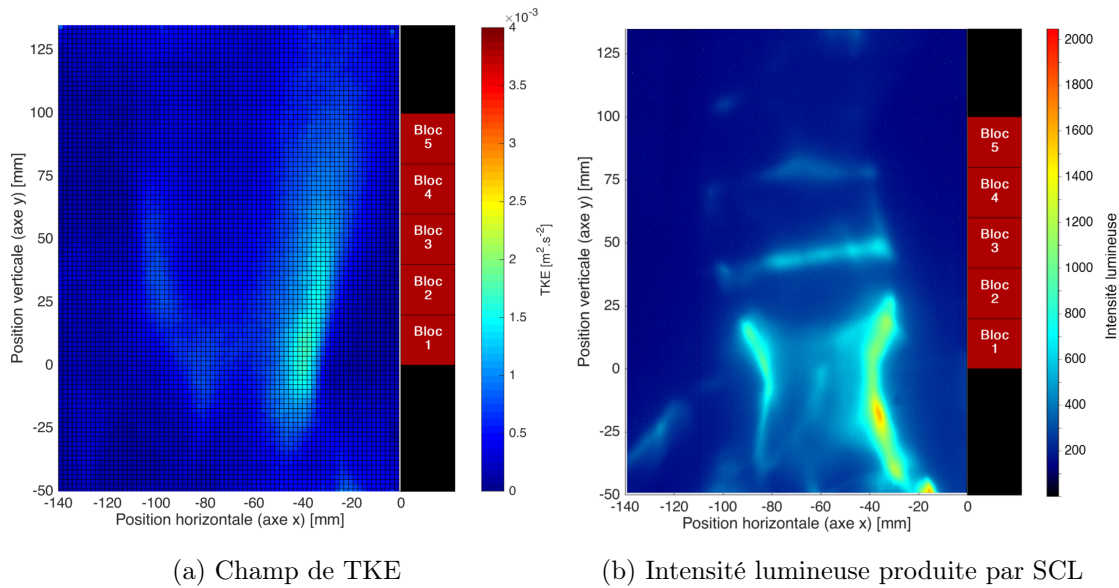


FIGURE III.10 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°5 ($f = 25$ kHz, colinéaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W).

La figure III.10a montre qu’en présence d’un champ ultrasonore de 25 kHz colinéaire

à l'écoulement, le champ de TKE présente à nouveau 2 zones principales où l'énergie cinétique turbulente est plus élevée. Ces zones présentent des valeurs de TKE proches de celles mesurées dans la configuration n°1. Cependant, ces zones sont plutôt localisées au coeur de l'écoulement. De plus, la distribution de la cavitation acoustique au sein de l'écoulement présentée sur la figure III.10b est très similaire à la distribution de l'énergie cinétique dans cette configuration, avec 2 zones longitudinales, orientées dans le sens du champ ultrasonore, où la sonochimiluminescence est importante. Ainsi les ultrasons de 25 kHz produisent de la cavitation acoustique à proximité de l'émetteur ultrasonore, et cette cavitation acoustique se traduit par la génération d'énergie cinétique turbulente.

La figure III.11 permet d'analyser la répartition de l'intensification de l'énergie cinétique turbulente avec l'intensification du transfert thermique pour la configuration n°5, de manière similaire à la figure III.9 pour la configuration n°1, en conservant la même échelle.

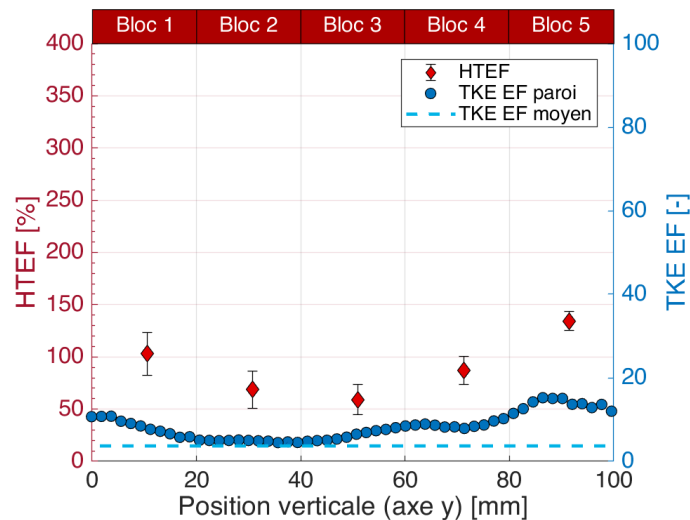


FIGURE III.11 – Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°5 ($f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).

Dans cette configuration, le facteur d'intensification moyen de TKE (TKE EF moyen) est de 3,7. Le TKE EF présente des valeurs plus élevées au niveau des blocs 1 et 5. L'intensification du transfert thermique est également plus élevée au niveau de ces deux blocs. Ainsi, au niveau de la paroi chauffante, les valeurs de HTEF les plus élevées sont mesurées là où les valeurs TKE EF au niveau de la paroi sont les plus élevées.

En conclusion de cette partie, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement apparaît fortement liée à la cavitation acoustique produite par les ultrasons de 25 kHz, et observée par sonochimiluminescence. En effet, les zones où la cavitation acoustique induit une intensité lumineuse importante correspondent également aux zones où l'énergie cinétique turbulente est la plus importante. L'implosion des bulles de cavitation acoustique, produisant des micro-jets de fluide ainsi qu'une onde de choc au sein du liquide, relèvent d'une échelle très locale. Néanmoins, la densité de bulles produites, ainsi que l'intensité des effets produits apparaît effectivement comme étant à l'origine d'un mélange de fluide important. Cette analyse est valable pour les deux configurations étudiées, avec un champ ultrasonore émis perpendiculairement à l'écoulement (configuration n°1), et colinéairement à l'écoulement (configuration n°5). Ainsi, ces effets hydrodynamiques se produisant à proximité de la paroi chauffante ont pour conséquence d'intensifier le transfert thermique convectif, de manière similaire quelle que soit la configuration. Les résultats ont montré que l'intensification du transfert thermique semble liée à l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente à proximité de la paroi chauffante.

III.2.2 Influence des ultrasons de haute fréquence (2 MHz)

Cette partie se porte sur l'analyse des effets produits par les ultrasons de haute fréquence sur le transfert thermique convectif et l'hydrodynamique. L'étude bibliographique a montré que les ultrasons de haute fréquence favorisent la génération de courants acoustiques. Ces courants acoustiques permettent notamment de perturber le champ de vitesse d'un écoulement, et induisent une augmentation de l'énergie cinétique turbulente [52]. L'effet convectif des courants acoustiques se traduit ainsi par une amélioration du transfert thermique en convection naturelle [90], mais également en convection forcée [52, 53]. D'autre part, le chapitre II (section II.2.2) a permis d'illustrer que l'émetteur de haute fréquence (2 MHz) utilisé dans ces travaux génère des courants acoustiques produisant une mise en mouvement du fluide. Aucune présence de cavitation acoustique n'a par ailleurs été observée avec cet émetteur ultrasonore. Cette partie présente les résultats obtenus avec un champ ultrasonore de 2MHz, perpendiculaire à l'écoulement (configuration n°2) ou colinéaire à l'écoulement (configuration n°4). Ces configurations sont représentées sur la figure III.12.

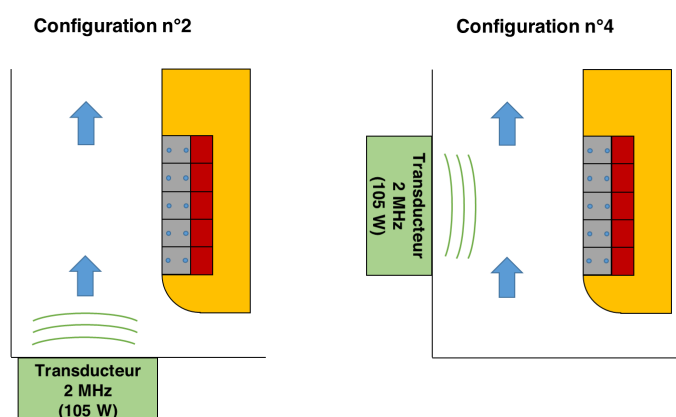


FIGURE III.12 – Schéma des configurations n°2 et n°4, avec un champ ultrasonore unique de haute fréquence ($f = 2$ MHz).

La figure III.13 permet d'analyser l'évolution des coefficients de transfert thermique h_{US} en fonction de la position le long de la plaque chauffante, en présence d'un champ ultrasonore de 2 MHz pour les configurations n°2 et n°4. Ces résultats peuvent être comparés aux coefficients de transfert thermique en régime silencieux $h_{Silencieux}$.

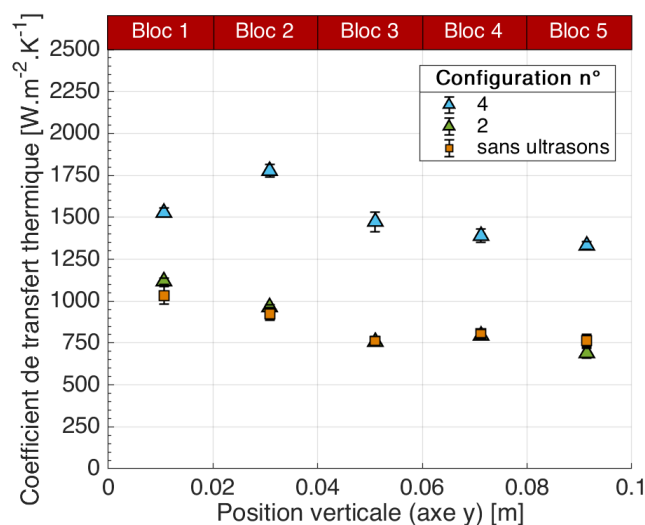


FIGURE III.13 – Influence des ultrasons de haute fréquence sur les coefficients de transfert thermique le long de la paroi chauffante ($f = 2$ MHz, $P_{US} = 105$ W)

Lorsque le champ ultrasonore de 2 MHz est perpendiculaire à l'écoulement (configuration n°4), les coefficients de transfert thermique sont plus élevés qu'en régime silencieux. Ils suivent globalement la même tendance décroissante le long de la paroi chauffante qu'en régime silencieux, sauf pour le bloc 1. Étant donné que ces ultrasons de haute fréquence induisent majoritairement des courants acoustiques, il est possible que l'écoulement dévie et entraîne en partie les courants acoustiques vers le haut, réduisant ainsi l'influence des ultrasons sur le premier bloc.

Lorsque le champ ultrasonore de 2 MHz est colinéaire à l'écoulement (configuration n°2), les coefficients de transfert thermique sont identiques à ceux obtenus en régime silencieux. Ainsi, dans cette configuration spécifique, la présence d'ultrasons de 2 MHz n'affecte pas le transfert thermique convectif.

Si l'on compare les valeurs des coefficients de transfert thermique avec un champ ultrasonore de 2 MHz perpendiculaire à l'écoulement (configuration n°4) avec celles obtenues avec un champ ultrasonore de 25 kHz, quelle que soit la position de l'émetteur (voir figure III.7), les coefficients de transfert thermique sont du même ordre de grandeur (entre 1300 et 1750 $W.m^{-2}.K^{-1}$), cependant la distribution le long de la paroi chauffante diffère. L'analyse hydrodynamique des effets produits par les ultrasons permet d'expliquer en partie ces différences.

La figure III.14 présente le champ de TKE ainsi que la répartition de la cavitation acoustique dans le champ de mesure, lorsque les ultrasons de 2 MHz sont générés colinéairement à l'écoulement (configuration n°2).

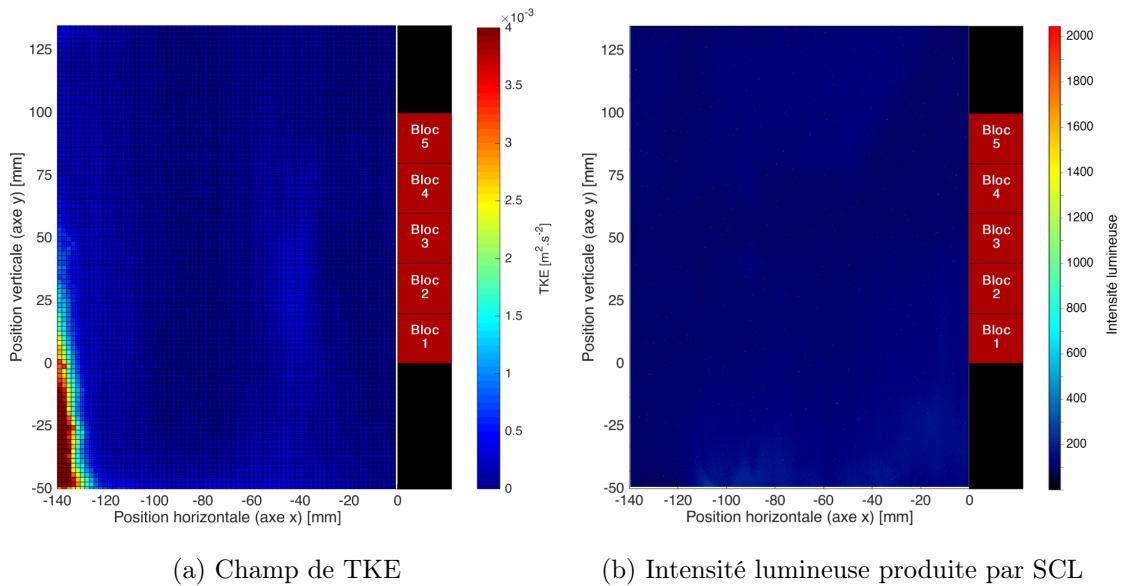


FIGURE III.14 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°2 ($f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)

La figure III.14a montre que la TKE augmente légèrement au cœur de l'écoulement, ainsi qu'à proximité de la paroi opposée à la paroi chauffante ($x = -140$ mm) lorsque le champ ultrasonore de 2 MHz est colinéaire à l'écoulement, comparativement aux résultats en régime silencieux. Cette augmentation reste cependant très faible, puisque la TKE moyenne est de $1,2 \times 10^{-4} m^2.s^{-2}$, soit des résultats proches de ceux obtenus en régime silencieux. De plus, la figure III.14b ne montre aucune cavitation visible dans le champ de mesure de la section d'essais.

La figure III.15 présente ensuite conjointement l'évolution des facteurs d'intensification du transfert thermique (HTEF) et des facteurs d'intensification de l'énergie cinétique turbulente (TKE EF) au niveau de la plaque chauffante.

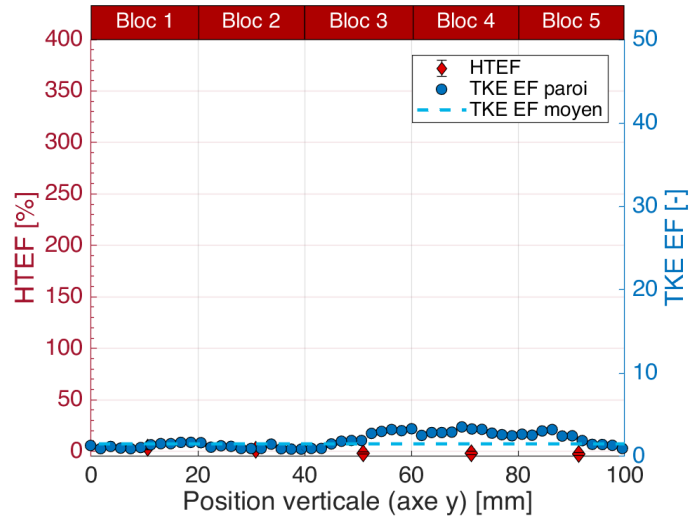


FIGURE III.15 – Facteur d’intensification du transfert thermique et de l’énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°2 ($f = 2$ MHz, colinéaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W).

La figure III.15 montre que le HTEF et le TKE EF sont quasiment nuls lorsque les ultrasons de 2 MHz sont générés colinéairement à l’écoulement. En effet, les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz génèrent peu d’énergie cinétique turbulente, puisqu’ils sont dans la même direction que l’écoulement, et n’induisent donc pas de cisaillement de l’écoulement. Ainsi, les transferts thermiques convectifs ne sont pas intensifiés dans cette configuration.

Lorsque le champ ultrasonore est perpendiculaire à l’écoulement (configuration n°4) la figure III.16a montre une augmentation notable de l’énergie cinétique dans l’ensemble du champ de mesure, comparativement aux résultats en régime silencieux. L’énergie cinétique turbulente est répartie de manière homogène au sein du champ de mesure.

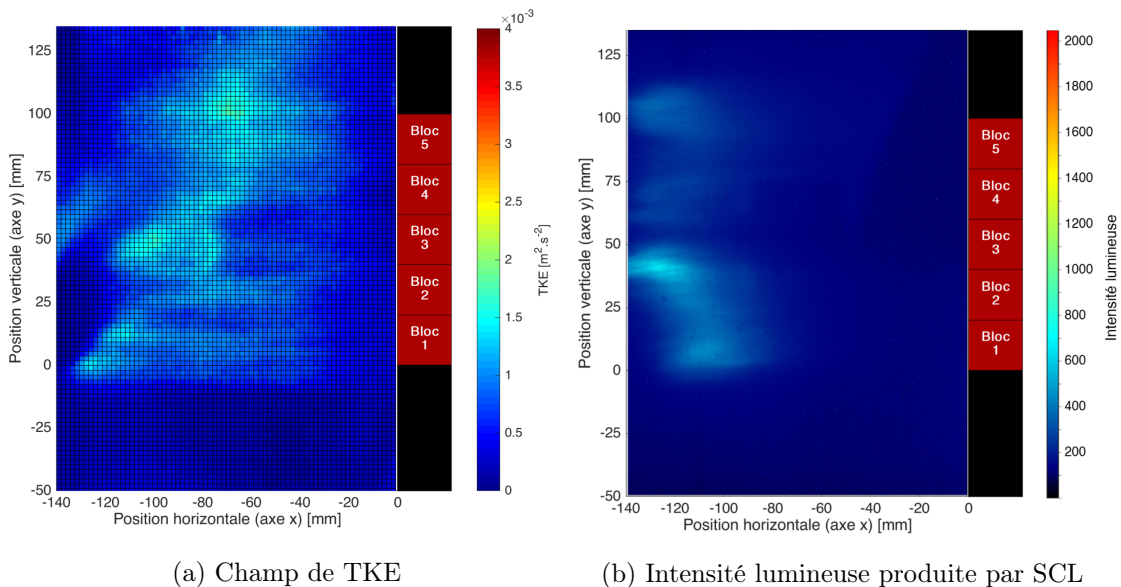


FIGURE III.16 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°4 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W)

Étant donné que presque aucune cavitation n’est générée par les ultrasons de 2 MHz, comme le montre la figure III.16b, l’énergie cinétique turbulente est alors clairement engen-

drée par les courants acoustiques d'Eckart, comme semblaient déjà l'indiquer les travaux de Odin Bulliard-Sauret [52]. Ces travaux montraient également une augmentation de l'énergie cinétique turbulente en présence d'ultrasons de haute fréquence, émis perpendiculairement à l'écoulement.

L'augmentation de l'énergie cinétique turbulente produite par les courants acoustiques met en évidence l'amélioration du mélange entre le coeur de l'écoulement et le fluide à proximité de la paroi chauffante, améliorant ainsi le transfert thermique par convection. En effet, comme le montre la figure III.17, le HTEF et le TKE EF le long de la paroi chauffante suivent une tendance similaire.

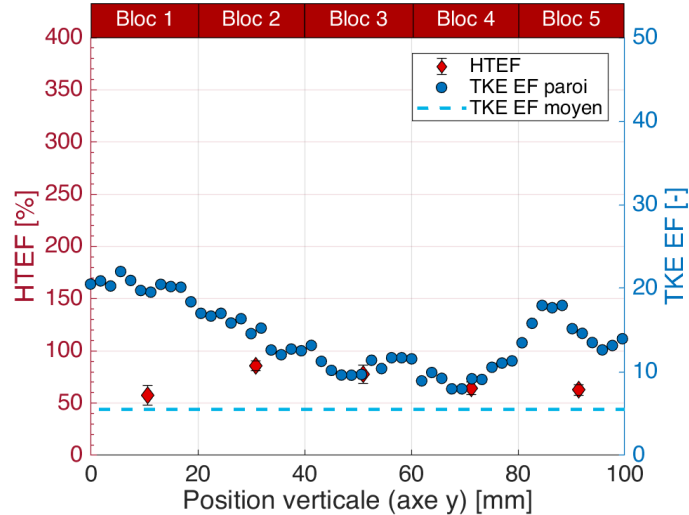


FIGURE III.17 – Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°4 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).

Le TKE EF moyen dans le champ de mesure obtenu dans la configuration n°4 est de 5,5 soit un peu plus élevé que pour la configuration n°1 et la configuration n°5, en présence d'ultrasons de basse fréquence (*cf.* figures III.9 et III.11).

Ces résultats sont ainsi cohérents avec la littérature [52, 53], les ultrasons de haute fréquence émis perpendiculairement à l'écoulement permettant de produire un mélange homogène de l'écoulement dans l'ensemble du canal, et ainsi d'intensifier les transferts thermiques pariétaux.

En conclusion, l'influence des ultrasons de 2 MHz sur le transfert thermique et l'hydrodynamique est fortement dépendante de l'orientation du champ ultrasonore. En effet, les ultrasons de 2 MHz, produisant des courants acoustiques perpendiculairement à l'écoulement, permettent de perturber l'hydrodynamique de manière homogène lorsqu'ils sont générés perpendiculairement à l'écoulement (configuration n°4). Cela se traduit également par une augmentation du transfert thermique convectif au niveau de la paroi chauffante. Cependant, lorsque le champ ultrasonore est généré colinéairement à l'écoulement (configuration n°2), les ultrasons de haute fréquence ne produisent plus de perturbations dans l'écoulement, et aucune intensification du transfert thermique n'est observée, du fait de l'absence de perturbation de la couche limite par les courants acoustiques générés. Ainsi, contrairement aux ultrasons de basse fréquence, la direction du champ ultrasonore a une forte influence avec les ultrasons de haute fréquence.

III.3 Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores sur le transfert thermique convectif et l'hydrodynamique

III.3.1 Etude à même puissance combinée

Après avoir analysé les effets produits par un champ ultrasonore unique de basse fréquence (section III.2.1) ou de haute fréquence (section III.2.2) sur les transferts thermiques convectifs et l'hydrodynamique, l'étude se porte sur les effets produits par la combinaison de deux champs ultrasonores de fréquences différentes. Comme présenté dans la section I.6, la bibliographie a montré que lorsque des champs ultrasonores de fréquences différentes sont combinés, une intensification de l'activité cavitationnelle est généralement observée [95–97]. La cavitation acoustique permettant d'améliorer les transferts thermiques convectifs, comme l'ont montré les résultats présentés précédemment dans la bibliographie, et dans ce chapitre, une augmentation de l'activité cavitationnelle suggère donc un potentiel intérêt dans l'objectif d'intensifier encore les transferts thermiques. Cette partie présente les résultats obtenus avec un champ ultrasonore de 25 kHz et un champ ultrasonore de 2 MHz, émis simultanément au sein de l'écoulement, selon deux configurations possibles : le champ ultrasonore de basse fréquence (25 kHz) est perpendiculaire à l'écoulement, et le champ ultrasonore de haute fréquence (2 MHz) est colinéaire à l'écoulement (configuration n°3), ou le champ ultrasonore de haute fréquence est perpendiculaire à l'écoulement, et le champ ultrasonore de basse fréquence est colinéaire à l'écoulement (configuration n°6). Ces configurations sont représentées schématiquement sur la figure III.18.

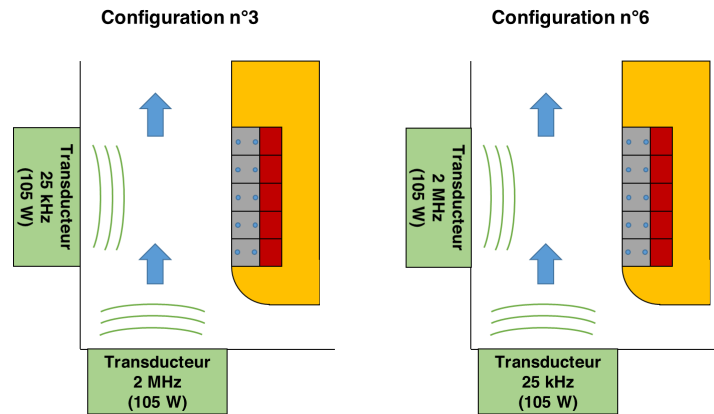


FIGURE III.18 – Schéma des configurations n°3 et n°6, avec combinaison de deux champs ultrasonores de basse fréquence ($f = 25$ kHz), et de haute fréquence ($f = 2$ MHz).

Les effets produits par la combinaison de deux champs ultrasonores de fréquences différentes sur le transfert thermique sont présentés sur la figure III.19, à partir du coefficient de transfert thermique h_{US} en fonction de la position le long de la plaque chauffante, pour les configurations n°3 et n°6 et le coefficient de transfert thermique en régime silencieux $h_{Silencieux}$.

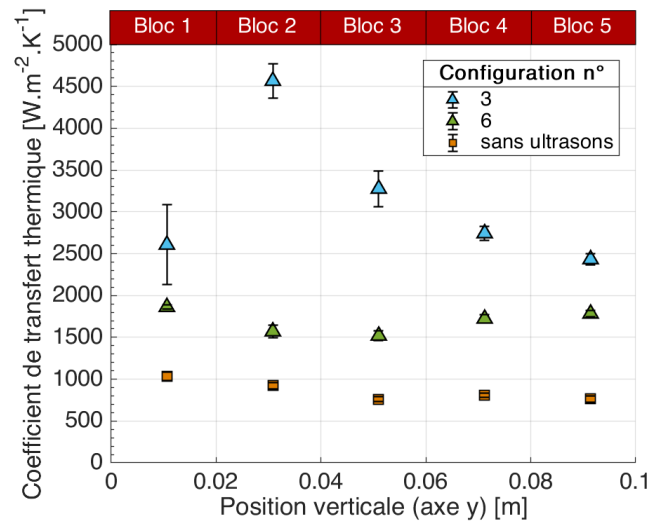


FIGURE III.19 – Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores basse et haute fréquence sur le coefficient de transfert thermique convectif ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 105 \text{ W}$ + $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 105 \text{ W}$)

Pour les configurations n°3 et n°6, les coefficients de transfert thermique sont plus élevés qu'en régime silencieux, ce qui montre que le transfert thermique convectif est amélioré par l'utilisation simultanée des deux champs ultrasonores. Dans la configuration n°3, les coefficients de transfert thermique sont considérablement plus élevés qu'en régime silencieux. L'évolution du coefficient de transfert thermique le long de la paroi chauffante atteint un maximum au niveau du bloc 2 ($y = 0,03 \text{ m}$), avec une valeur d'environ $4550 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, suivi d'une évolution décroissante du coefficient de transfert thermique le long de la paroi chauffante. En revanche, dans le cas de la configuration n°6, les coefficients de transfert thermique varient de 1500 à $1900 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, et présentent deux maximums au niveau des blocs 1 et 5, suivant une évolution similaire aux résultats obtenus avec les configurations n°1 et n°5, pour lesquelles seul l'émetteur de 25 kHz est utilisé (voir figure III.7). Par ailleurs, les coefficients de transfert thermique avec la configuration n°6 restent inférieurs à ceux obtenus avec la configuration n°3, quel que soit le bloc chauffant considéré, illustrant ici l'importance de l'agencement des deux émetteurs utilisés.

L'analyse des effets hydrodynamiques produits par la combinaison de deux champs ultrasonores de fréquences différentes permet d'apporter des éléments de compréhension à l'évolution spatiale du transfert thermique présentée dans le paragraphe précédent. La figure III.20 présente le champ de TKE et l'intensité lumineuse due à la sonochimiluminescence au sein de la section d'essais, pour la configuration n°3.

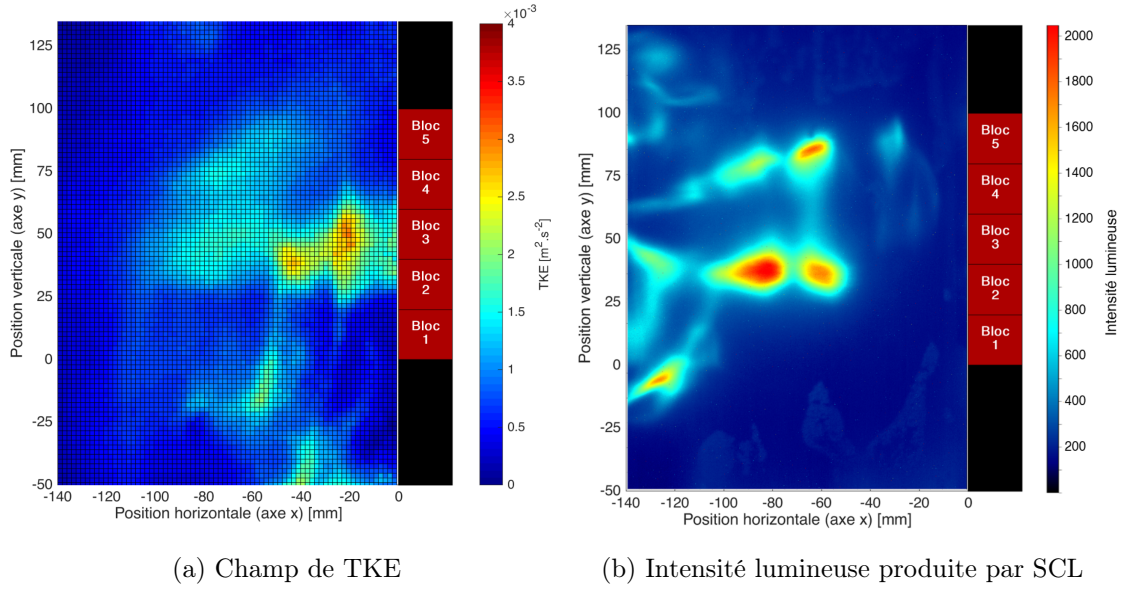


FIGURE III.20 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°3 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)

La figure III.20a montre que la combinaison des deux champs ultrasonores induit une augmentation importante de la TKE dans l'écoulement, atteignant une énergie cinétique turbulente d'environ $0,003 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$ dans certaines zones, soit une augmentation d'un facteur 400 par rapport à la TKE moyenne observée sans ultrasons. Néanmoins, il convient de mentionner que la distribution de l'énergie cinétique turbulente n'est pas homogène et reste plutôt limitée à des zones spécifiques. En effet, la combinaison de champs ultrasonores selon la configuration n°3 induit une augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans une zone principale de forme longitudinale orientée dans le sens d'émission du champ ultrasonore de 25 kHz. Cette zone est située à proximité de la paroi chauffante, notamment au niveau des blocs 2 et 3 ($0,02 \text{ m} \leq y \leq 0,06 \text{ m}$).

Par ailleurs, la distribution de la cavitation acoustique présentée sur la figure III.20b révèle des similarités avec la distribution de la TKE au sein du champ de mesure. L'intensité lumineuse produite par sonochimiluminescence est également plus intense que celle observée avec un seul émetteur ultrasonore, quelle que soit la fréquence et la configuration utilisée, ce qui traduit bien une activité cavitationnelle plus importante. Ces résultats semblent être en bon accord avec plusieurs études [95, 96] ayant démontré une augmentation de l'activité cavitationnelle grâce à la combinaison de plusieurs champs ultrasonores de fréquences différentes.

La relation entre les modifications de l'hydrodynamique par les ultrasons et l'intensification du transfert thermique peut être analysée à partir des résultats présentés de la figure III.21.

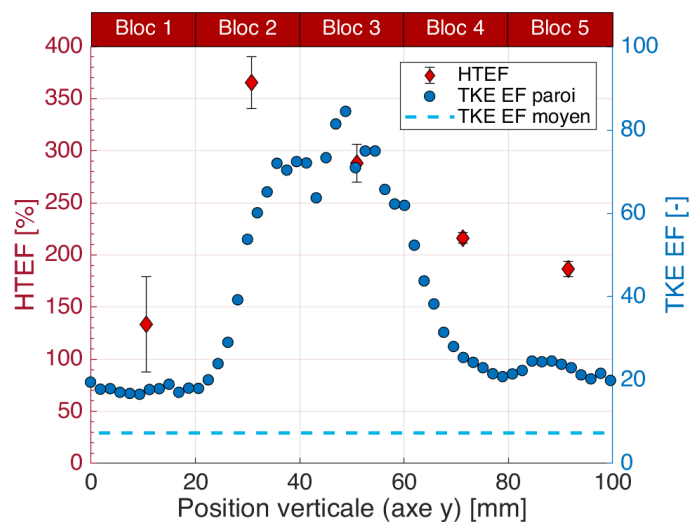


FIGURE III.21 – Facteur d’intensification du transfert thermique et de l’énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°3 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W).

Les résultats montre un TKE EF important le long de la paroi chauffante avec la configuration n°3, notamment au niveau des blocs 2 et 3, avec un facteur d’intensification de plus de 80, et un facteur d’intensification moyen de 7,3 pour l’ensemble du champ de mesure. Ceci est en bon accord avec l’évolution spatiale du HTEF le long de la plaque chauffante, puisqu’il atteint un pic au niveau du bloc 2, avec un HTEF de 366% et diminue ensuite. Les TKE EF et HTEF mesurés au niveau de la paroi pour la configuration n°3 sont très nettement supérieurs à ceux mesurés dans les configurations avec un champ ultrasonore unique.

Dans le cas de la configuration n°6, c’est à dire quand les ultrasons de haute fréquence sont générés perpendiculairement à l’écoulement, et les ultrasons de basse fréquence sont générés colinéairement à l’écoulement, l’hydrodynamique est modifiée de manière différente, comme le montre la figure III.22.

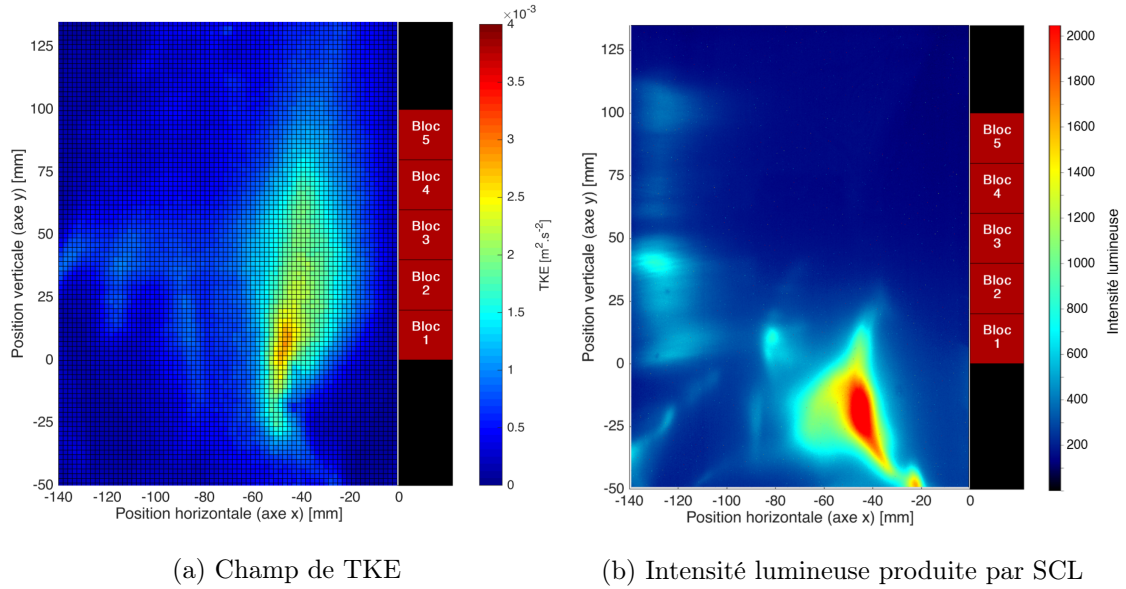


FIGURE III.22 – Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°6 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)

La figure III.22a montre que l'énergie cinétique turbulente est principalement localisée dans le coeur de l'écoulement, de manière similaire à la figure III.10a. Le champ de mesure présente une zone principale où l'énergie cinétique turbulente est plus élevée, suivant une forme longitudinale, orientée dans le sens d'émission des ultrasons de 25 kHz. Ces zones présentent des valeurs de TKE proches de celles mesurées dans l'autre configuration utilisant deux champs ultrasonores (configuration n°3), cependant, la zone d'intensification de la TKE est plutôt localisée au coeur de l'écoulement.

L'intensité lumineuse produite par sonochimiluminescence montre une activité cavitationnelle importante à proximité du transducteur de basse fréquence, en bas du champ de mesure ($y \leq 0$ m). Cette zone de cavitation importante apparait à proximité de la zone où l'énergie cinétique turbulente est la plus importante, juste en amont dans le sens d'émission des ultrasons de 25 kHz. A nouveau, il semble que la combinaison de champs ultrasonores favorise l'activité cavitationnelle. Cependant, cette activité cavitationnelle se produit au centre de l'écoulement, plutôt qu'à proximité de la paroi chauffante.

La figure III.23 permet d'analyser la répartition de l'intensification de l'énergie cinétique turbulente avec l'intensification du transfert thermique pour la configuration n°6.

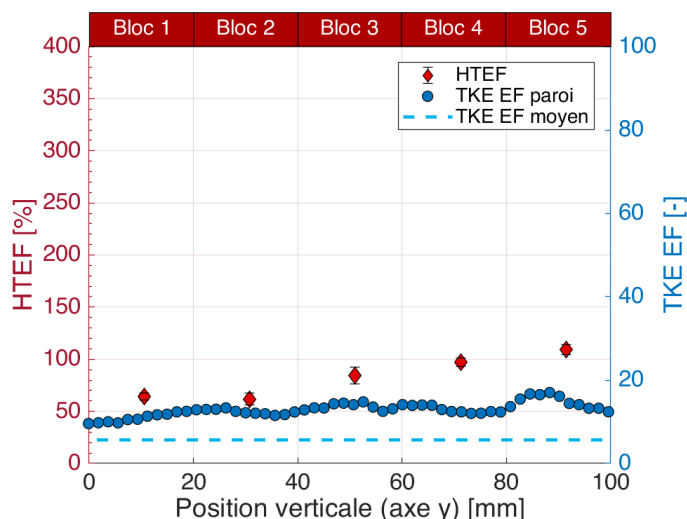


FIGURE III.23 – Facteur d’intensification du transfert thermique et de l’énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°6 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 25$ kHz, colinéaire à l’écoulement, $P_{US} = 105$ W)

La figure III.23 montre que l’énergie cinétique turbulente le long de la paroi dans la configuration n°6 est à peu près équivalente à celle mesurée dans la configuration n°5, lorsqu’un seul émetteur de 25 kHz est utilisé pour générer un champ ultrasonore colinéaire à l’écoulement, comme le montre la figure III.11. Ainsi l’énergie cinétique turbulente produite dans la configuration n°6 a un effet limité sur le transfert thermique au niveau des blocs chauffants puisque le HTEF atteint un niveau similaire au HTEF avec un seul champ ultrasonore de 25 kHz.

Ces résultats montrent que pour un TKE EF moyen proche, le HTEF est plus élevé dans la configuration n°3 parce que les perturbations de l’écoulement sont principalement générées à proximité de la paroi chauffante et induisent donc une plus grande perturbation de la couche limite thermique.

Les résultats obtenus en combinant deux champs ultrasonores de fréquences différentes permettent de dresser plusieurs conclusions. Tout d’abord, les mesures de TKE dans les configurations n°3 et n°6 montrent une augmentation des perturbations hydrodynamiques produites par les ultrasons. Ces perturbations hydrodynamiques semblent liées à l’augmentation de l’activité cavitationnelle, ce qui apparaît cohérent avec la littérature, plusieurs études [94–96] ayant démontré que la combinaison de champs ultrasonores de fréquences différentes permettait une augmentation de l’activité cavitationnelle. Lorsque les perturbations hydrodynamiques sont générées à proximité de la paroi chauffante, cela se traduit par une intensification du transfert thermique convectif. La présence de perturbations hydrodynamiques à proximité de la paroi chauffante apparaît comme fortement dépendante de l’orientation du champ ultrasonore de basse fréquence. En effet, c’est lorsque le champ ultrasonore de basse fréquence est orienté en direction de la plaque chauffante, soit perpendiculairement à l’écoulement (configuration n°3), que l’intensification de la TKE à proximité de la paroi est la plus importante, et donc que l’intensification du transfert thermique est également plus importante.

Plusieurs hypothèses peuvent justifier l’augmentation de l’intensité cavitationnelle observée avec la combinaison de champs ultrasonores, qui se traduit ici par une augmentation importante de l’intensification du transfert thermique dans le cas de la configuration n°3. Les travaux de Ciuti *et al.* [94,95] sur la sonication avec deux champs ultrasonores combinés de fréquences différentes suggèrent que l’implosion des bulles de cavitation acoustique générées par les ultrasons à basse fréquence produit des fragments de bulles substantiellement plus petits. Ces fragments de bulles de cavitation pourraient être utilisés comme des noyaux de cavitation par les ultrasons à haute fréquence, ce qui entraînerait une augmentation de

la quantité de bulles de cavitation produites, et donc augmenterait l'intensité des effets produits par la cavitation. Il est également possible de considérer les courants acoustiques produits par les ultrasons de haute fréquence comme un écoulement secondaire. Ainsi, cet écoulement permettrait de limiter la coalescence des bulles de cavitation acoustique produites par les ultrasons de basse fréquence, et ainsi d'améliorer l'activité cavitationnelle. Cette hypothèse est comparable aux travaux menés par Hatakana *et al.* [56,57], montrant que l'activité cavitationnelle d'un champ ultrasonore de basse fréquence est sensiblement améliorée en présence d'un écoulement, la mise en mouvement du fluide permettant d'empêcher la coalescence et l'agglomération des bulles, qui tendent à limiter l'activité cavitationnelle. Selon une approche similaire, les travaux de Reuter *et al.* [55] démontrent que l'association d'un champ ultrasonore à un jet de fluide permet d'augmenter fortement la quantité de bulles de cavitation acoustique, en limitant la coalescence des bulles.

Afin de comparer l'intensification du transfert thermique selon la configuration expérimentale, la figure III.24 présente l'évolution du HTEF pour chaque configuration, en fonction du bloc chauffant.

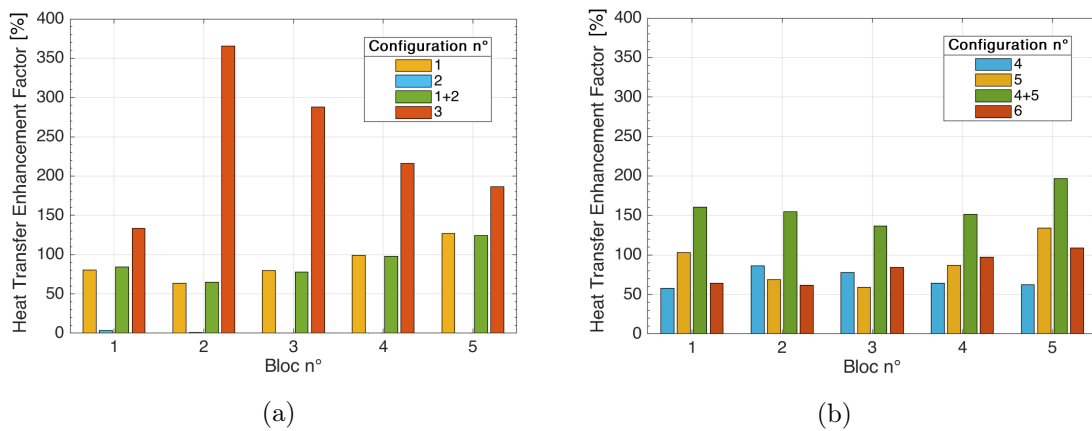


FIGURE III.24 – Facteur d'intensification du transfert thermique pour chaque configuration ultrasonore expérimentale (champs uniques et champs combinés).

Dans le cas des configurations avec un seul champ ultrasonore, utilisant des ultrasons de basse fréquence, soient les configurations n°1, où les ultrasons sont émis perpendiculairement à l'écoulement (figure III.24a, barre jaune) et n°5 où les ultrasons sont émis colinéairement à l'écoulement (figure III.24b, barre jaune), le HTEF atteint un niveau similaire, avec un maximum sur le bloc 5 de 127% et 134% respectivement, et un HTEF moyen de 90%.

Pour les configurations avec des ultrasons de haute fréquence, la configuration n°2, où les ultrasons sont émis colinéairement à l'écoulement (figure III.24a, barre bleue) ne présente pas d'intérêt car aucune amélioration du transfert thermique n'est observé, le HTEF étant proche de 0% sur chaque bloc. En revanche, pour la configuration n°4, où les ultrasons sont émis perpendiculairement à l'écoulement (figure III.24b, barre bleue), le HTEF est presque constant le long des blocs avec un HTEF moyen de 70% et un maximum sur le bloc 2 de 86%.

Dans le cas des deux configurations étudiées avec deux champs ultrasonores combinés, le HTEF obtenu avec la configuration n°3 (figure III.24a, barre rouge) est significativement plus élevé que la somme algébrique des HTEF individuels obtenus avec les configurations n°1 et n°2, quel que soit le bloc, représentée ici par la barre verte "1+2" (figure III.24a). En moyenne, le HTEF dans la configuration n°3 est de 238%, comparé au HTEF moyen de 90% pour la somme algébrique "1+2" des HTEF. De plus, les résultats pour la configuration n°3 mettent en évidence une influence majeure sur les blocs 2 et 3, puisque le HTEF atteint respectivement 366% et 288% contre 65% et 78% sur les blocs 2 et 3 pour la somme algébrique des configurations n°1 et n°2. Par conséquent, l'amélioration induite par

la combinaison de deux champs ultrasonores orthogonaux à basse et haute fréquence peut être considérée comme résultant d'un effet de synergie.

D'autre part, le HTEF mesuré pour la configuration n°6 (figure III.24b, barre rouge) est toujours inférieur à la somme algébrique des configurations n°4 et n°5, représentée ici par la barre verte (figure III.24b) "4+5". Dans ce cas, le HTEF est similaire au HTEF obtenu avec la configuration n°4 ou n°5 impliquant un seul émetteur ultrasonore, ce qui montre que la combinaison n'apporte pas d'avantage en termes d'amélioration du transfert thermique dans cette configuration.

En conséquence, ces résultats démontrent que les effets sur le transfert thermique induits par la combinaison d'ultrasons de différente fréquence ne s'additionnent pas. La combinaison de champs ultrasonores de basse fréquence et de haute fréquence peut générer une amélioration intense du transfert thermique, plus forte que la somme des contributions individuelles de chacun des champs. Cependant, cette amélioration dépend fortement de la position respective des émetteurs et donc de la direction de propagation des ondes ultrasonores par rapport à la paroi chauffante.

III.3.2 Influence de la répartition de la puissance ultrasonore

Afin d'étudier l'influence de chaque champ ultrasonore dans la meilleure combinaison de champs ultrasonores, et pour confirmer que les effets observés ne sont pas directement attribuables à l'augmentation de la puissance ultrasonore totale fournie, des essais ont également été effectués à puissance totale constante (105 W), soit la même puissance totale utilisée avec un seul émetteur, seule la distribution de puissance par émetteur est modifiée. Pour rappel, ces différents ratios de puissance ont été présentés par le tableau III.3).

Les figures III.25, III.26 et III.27 présentent le champ d'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement et le facteur d'intensification de la TKE (moyenné et le long de la paroi), couplé au HTEF par rapport à la position le long de la paroi chauffante, respectivement pour les configuration 3a, 3b et 3c.

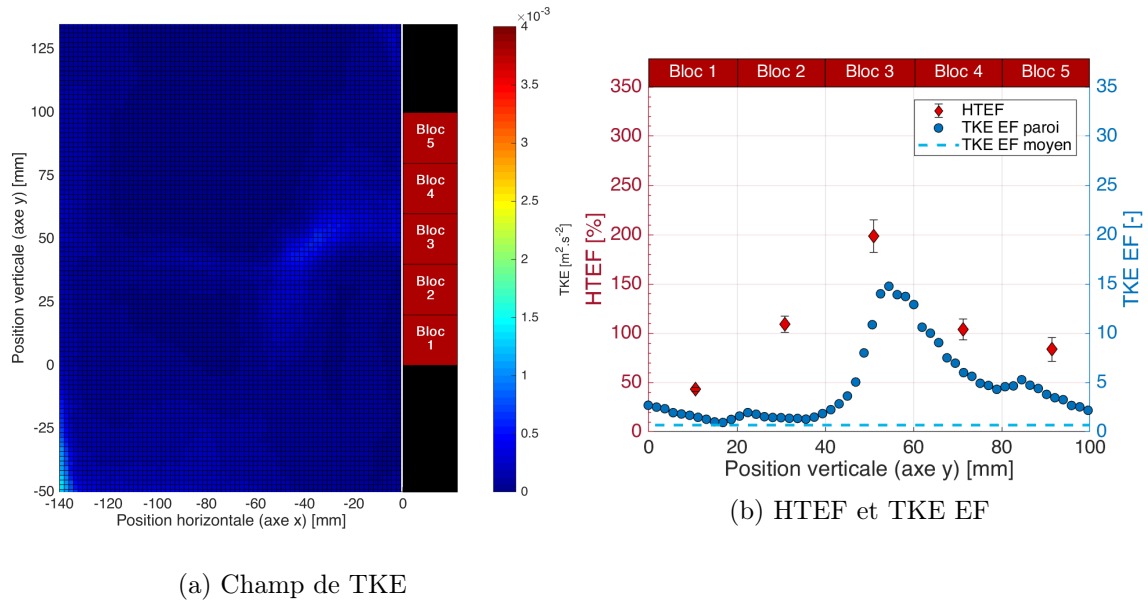
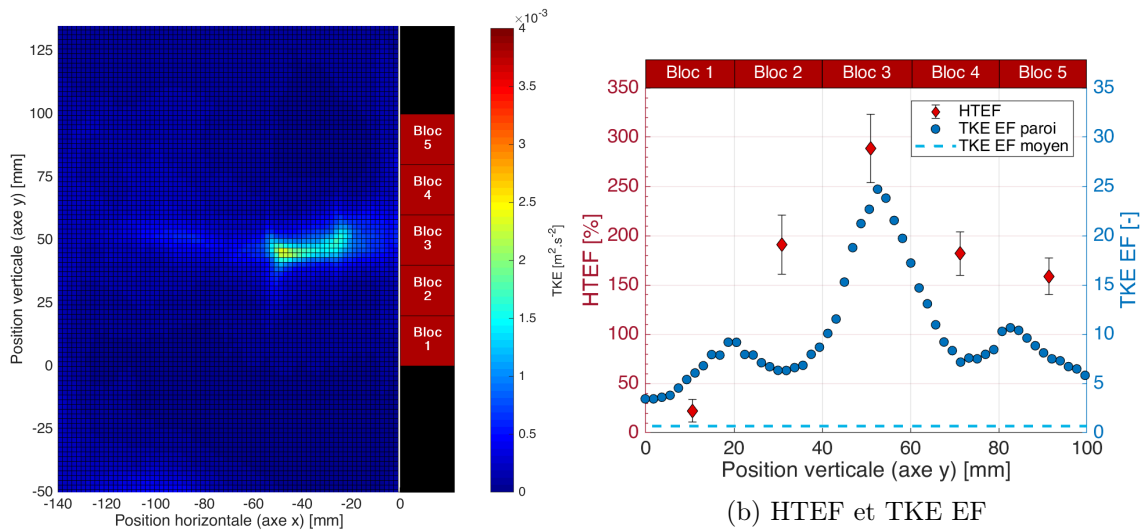
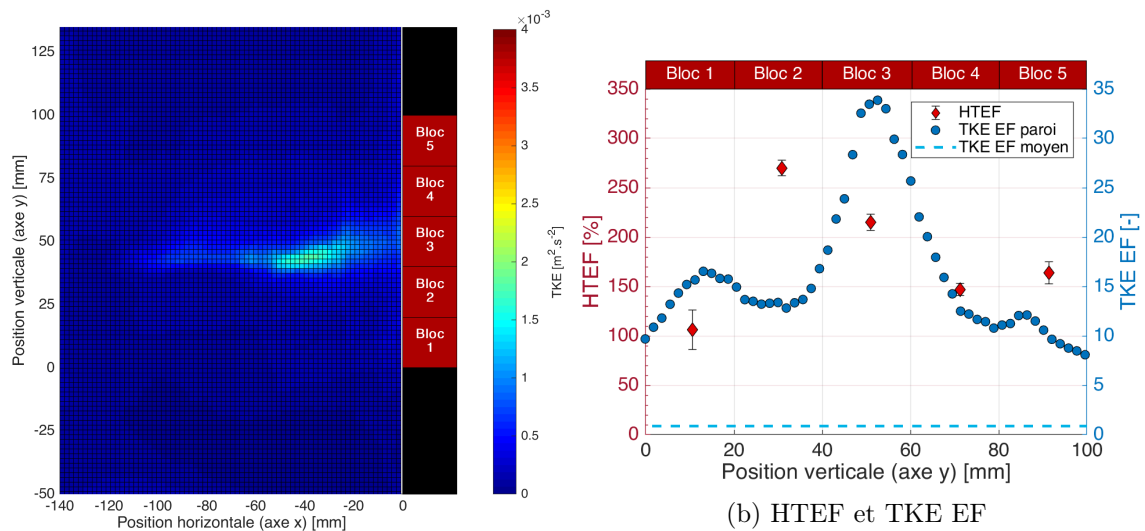


FIGURE III.25 – Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3a ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 31,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 73,5$ W).



(a) Champ de TKE

FIGURE III.26 – Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3b ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 52,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 52,5$ W).



(a) Champ de TKE

FIGURE III.27 – Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3c ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 73,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 31,5$ W).

Ainsi, avec une puissance ultrasonore totale plus faible (105 W au total), comparative- ment à la configuration n°3 (210 W au totale), l'énergie cinétique turbulente induite au sein de l'écoulement par les ultrasons est également plus faible. Cependant, comme le champ ultrasonore de 25 kHz est orienté vers la paroi chauffante, il y a toujours une TKE impor- tante à proximité des blocs chauffants, perturbant ainsi la couche limite et induisant une intensification du transfert thermique considérable. Par exemple, dans les configurations n°3b et n°3c, le HTEF maximal atteint 288% et 270% respectivement.

Par ailleurs, la distribution de l'énergie cinétique turbulente le long de la paroi semble adopter une tendance similaire pour chaque ratio de puissance utilisé, avec une TKE peu élevée le long des premiers et derniers blocs et un pic sur les blocs 2 et 3, ce qui est également en accord avec le HTEF. Néanmoins, la turbulence a tendance à augmenter avec l'augmentation de la puissance fournie à l'émetteur basse fréquence. De plus, avec la diminution de la puissance émise par le transducteur haute fréquence, le pic d'intensifi- cation du transfert thermique semble davantage affecter les premiers blocs. En effet, les courants acoustiques générés par les ultrasons de haute fréquence induisent un déplacement de l'énergie cinétique turbulente le long de la paroi. Ainsi, dans le cas de la combinaison de champs ultrasonores, l'augmentation de la puissance ultrasonore à 25 kHz semble avoir un impact localisé important sur la couche limite thermique, ce qui entraîne une augmen- tation du transfert thermique, tandis que la puissance ultrasonore à 2 MHz semble avoir un effet plus notable sur la localisation de l'énergie cinétique turbulente. Enfin, les HTEF pour chaque proportion de puissance ultrasonore sont présentés sur la figure III.28.

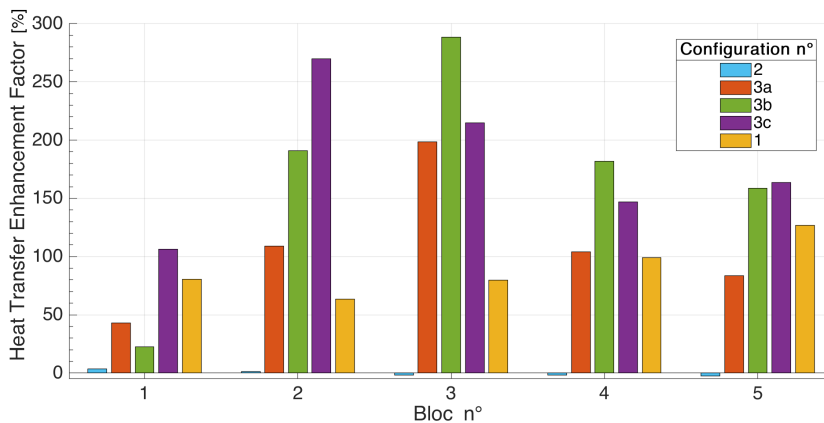


FIGURE III.28 – Facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF) pour chaque ratio de puissance. La puissance totale est constante, $P_{US} = 105$ W

La figure ci-dessus montre clairement que l'effet synergique induit par la combinaison orthogonale de deux champs ultrasonores de basse et haute fréquence n'est pas dû à la puissance ultrasonore totale fournie. En effet, la plupart des HTEF pour chaque propor- tion de puissance des configurations avec deux champs ultrasonores (configurations n°3a (orange), 3b (vert) et 3c (violet)) sont plus élevés que ceux obtenus avec les configura- tions avec un seul champ ultrasonore (configurations n°1 (jaune) et 2 (bleu)), bien que la puissance ultrasonore fournie soit identique. Ces résultats semblent ainsi cohérents avec ceux qu'ont observé Tataka *et al.* [98], dont les travaux montrent que l'utilisation de deux champs ultrasonores combinés, avec une puissance réduite de moitié, permettait de générer une activité cavitationnelle plus importante qu'avec un seul champ ultrasonore à pleine puissance.

Cependant, l'essentiel de cet effet synergique semble avoir une influence localisée sur le transfert thermique, ici principalement sur les blocs 2 et 3, puisque la différence de HTEF entre les configurations 3a, 3b, 3c et la configuration 1 s'atténue le long des blocs chauffants, le HTEF au niveau du bloc 5 étant du même ordre de grandeur quelle que soit la configuration étudiée.

III.4 Conclusions du chapitre III

Cette étude a permis d'analyser l'influence de la combinaison de deux champs ultrasonores de basse et haute fréquence sur le transfert thermique convectif. Pour cela, le dispositif expérimental présenté dans la section II.1.3 a été utilisé, associé à un transducteur de 25 kHz et un transducteur de 2 MHz. Une analyse thermique a été effectuée pour quantifier l'amélioration du transfert thermique, tandis qu'une étude hydrodynamique a été menée en utilisant la vélocimétrie par image de particules. De plus, la sonochimiluminescence a été utilisée afin d'observer la présence et la répartition de la cavitation acoustique dans la section d'essais.

Dans un premier temps, cette étude a permis de montrer que pour intensifier les transferts thermiques convectifs par ultrasons, la direction du champ ultrasonore peut avoir une influence importante selon la fréquence utilisée.

La sonication avec des ultrasons de basse fréquence (25 kHz) produit principalement une cavitation acoustique qui génère de la turbulence dans l'écoulement et à proximité de la paroi, perturbant ainsi la couche limite thermique, ce qui a pour effet d'intensifier le transfert thermique. Cette intensification, quantifiée par le facteur d'intensification du transfert thermique, atteint en moyenne 90%, que le champ ultrasonore soit perpendiculaire (configuration n°1) ou colinéaire (configuration n°5) à l'écoulement. On peut ici considérer que quelle que soit la position de l'émetteur, les bulles de cavitation générées à proximité de la paroi chauffante et leur implosion sont vraisemblablement à l'origine de l'amélioration du transfert thermique qui est observée pour les deux configurations étudiées avec un champ ultrasonore unique de 25 kHz.

La sonication avec des ultrasons de haute fréquence (2 MHz) induit principalement des courants acoustiques permettant d'augmenter le mélange entre l'écoulement et la paroi chauffante. Lorsque le champ ultrasonore est perpendiculaire à l'écoulement (configuration n°4), les courants acoustiques induits sont à l'origine de turbulence supplémentaire dans l'écoulement, ce qui permet d'augmenter le mélange entre le fluide au coeur de l'écoulement et à proximité de la paroi, induisant une intensification du transfert thermique convectif de 70% en moyenne. Cependant, lorsque les courants acoustiques sont colinéaires à l'écoulement (configuration n°2), ils n'induisent aucun effet significatif sur l'énergie cinétique turbulente à proximité de la paroi chauffante, n'impactant pas la couche limite thermique, le transfert thermique n'est donc pas amélioré.

Dans un second temps, l'utilisation de deux champs ultrasonores combinés de basse et de haute fréquence a démontré que la combinaison entraîne une augmentation de l'intensité de la cavitation et donc de la turbulence dans l'écoulement, comparativement à l'utilisation d'un seul champ ultrasonore. Ces résultats sont ainsi cohérents avec les travaux menés sur l'activité sonochimique en présence de champs ultrasonores combinés. Cependant, la turbulence générée par la combinaison des champs ultrasonores n'est pas répartie de manière homogène dans l'écoulement.

L'intensification du transfert thermique dépendant de la perturbation de la couche limite thermique, il est nécessaire que la turbulence soit générée à proximité de la paroi chauffante. L'orientation des champs ultrasonores joue un rôle majeur pour garantir que cette turbulence induite soit générée à proximité de la paroi chauffante et ainsi garantir l'intensification du transfert thermique la plus importante possible.

L'utilisation combinée de deux champs ultrasonores dans la configuration optimale (configuration n°3) conduit à un HTEF local maximal de 366%, et un HTEF moyen de 238%, ce qui est supérieur à la somme algébrique des HTEF individuellement obtenus avec un seul champ ultrasonore. Les mécanismes possibles de l'effet de synergie observé ici pourraient être dus à l'amélioration des effets cavitationnels induits par les ultrasons de basse fréquence lorsqu'ils sont associés aux courants acoustiques induits par les ultrasons de haute fréquence.

De plus, il a été démontré que l'effet de synergie sur l'amélioration du transfert thermique grâce à la combinaison de champs ultrasonores ne peut être attribué à la seule

augmentation de la puissance ultrasonore totale. L'utilisation de plusieurs répartitions de puissance entre les émetteurs ultrasonores, pour une puissance totale constante, a permis de montrer que la répartition de la puissance ultrasonore dans le cas de champs ultrasonores combinés a une influence notable sur l'intensification du transfert thermique le long de la plaque chauffante. La répartition de cette puissance est donc un facteur supplémentaire à considérer pour l'intensification du transfert thermique sous ultrasons.

Ce chapitre a donc permis de démontrer un intérêt considérable pour la combinaison de champs ultrasonores de fréquences différentes pour l'intensification du transfert thermique par ultrasons.

A titre d'information, ce chapitre a fait l'objet d'une publication référencée ci-après :
C. Poncet, S. Ferrouillat, L. Vignal, A. Momponteil, O. Bulliard-Sauret and N. Gondrexon, "Enhancement of heat transfer in forced convection by using dual low-high frequency ultrasound", *Ultrasonics Sonochemistry* vol. 71, 2021. 105351.

Chapitre IV

Influence des ultrasons selon le régime d'écoulement

La bibliographie décrite dans le chapitre I a montré que les ultrasons permettent de perturber l'hydrodynamique d'un écoulement, et d'augmenter l'intensité turbulente. L'origine de ces perturbations diffère selon la fréquence, les ultrasons de basse fréquence permettant de générer de la cavitation acoustique produisant majoritairement des effets locaux, tandis que les ultrasons de haute fréquence favorisent le développement de courants acoustiques, et produisent donc des effets à une échelle macroscopique. Cependant, les effets produits par les ultrasons évoluent selon l'hydrodynamique de l'écoulement. L'intensité turbulente produite par les ultrasons dans un écoulement est moins importante lorsque le débit est plus élevé, à section constante. Par ailleurs, d'autres travaux ont montré que les perturbations hydrodynamiques produites par les ultrasons se traduisaient par une intensification du transfert thermique convectif. Cependant, les phénomènes physiques liés à l'intensification du transfert thermique en convection forcée en présence d'ultrasons restent encore peu étudiés.

Ce chapitre est ainsi consacré à la présentation des travaux menés au cours de cette thèse sur l'intensification des transferts thermiques par ultrasons en convection forcée, selon la fréquence ultrasonore et les conditions hydrodynamiques de l'écoulement. Les résultats présentés ont été obtenus avec le dispositif expérimental décrit dans la partie II.1.4.

L'approche hydrodynamique est menée à partir de mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), en fonction du régime d'écoulement, permettant une analyse des effets produits par les ultrasons sur l'écoulement. L'approche thermique est portée ensuite à partir des mesures de températures, permettant d'évaluer le transfert thermique convectif, selon différents nombres de Reynolds. La combinaison de ces deux approches permet ainsi d'apporter une compréhension plus globale de l'évolution du transfert thermique, et de l'hydrodynamique de l'écoulement. L'étude est réalisée en présence d'ultrasons de basse fréquence (25 kHz), et en présence d'ultrasons de haute fréquence (2 MHz), chaque fréquence produisant des effets à des échelles différentes. Il sera ainsi possible d'évaluer plus clairement l'influence du régime d'écoulement sur l'intensification des transferts thermiques et sur la modification de l'hydrodynamique générées par les ultrasons, selon la fréquence des ondes utilisées.

Ce chapitre se consacre en première partie à détailler les conditions expérimentales utilisées pour cette étude, et à présenter l'état de l'hydrodynamique et du transfert thermique au sein de la section d'essais présentée dans la partie II.1.4, à partir de mesures réalisées en conditions silencieuses. Les deux parties suivantes portent sur l'analyse des effets des ultrasons sur l'hydrodynamique et sur le transfert thermique pour une fréquence ultrasonore de 25 kHz, puis de 2 MHz, en fonction du régime d'écoulement. Enfin, une dernière partie permet de comparer les résultats obtenus avec chaque fréquence ultrasonore, afin d'analyser distinctement les effets de la fréquence, en fonction du régime d'écoulement.

IV.1 Conditions expérimentales

Les mesures présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec la section d'essais conçue pour caractériser l'influence du régime d'écoulement, présentée dans la partie II.1.4, et rappelée par la figure IV.1.

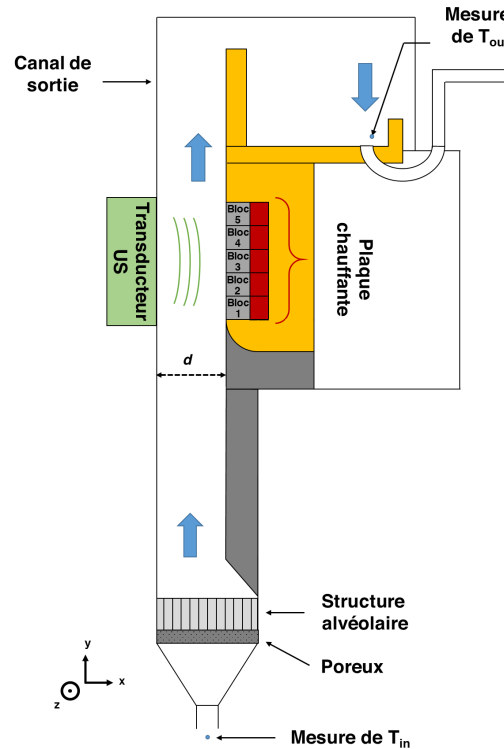


FIGURE IV.1 – Schéma de la section d'essais utilisée pour l'étude de l'influence des ultrasons sur le transfert thermique, selon le régime d'écoulement.

Cette section d'essais, de par la présence d'un canal d'établissement en amont de la plaque chauffante, garantit des conditions hydrodynamiques mieux maîtrisées comparativement à la section d'essais utilisée dans le chapitre III, et permet ainsi une approche plus quantitative des résultats. Le canal présente une longueur d'établissement avant la plaque chauffante de 900 mm . La section de passage au sein du canal d'établissement est de 30 mm (axe x) par 100 mm (axe z). Cependant, de par la présence d'un décrochage de 3 mm au niveau du transducteur, lié à la conception des parois du canal et décrit dans la partie II.1.2 (et schématisé par la figure II.4), l'entraxe d (la distance entre le transducteur ultrasonore et la plaque chauffante, selon l'axe x) est de 33 mm . Ainsi, le diamètre hydraulique et la section de passage utilisés pour les calculs au niveau de la plaque chauffante sont basés sur l'entraxe d , soit un diamètre hydraulique D_h de $49,6\text{ mm}$, et une section de passage S de 33 mm par 100 mm .

Les essais seront réalisés sur une gamme de débits de $0,21\text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ à $3,4\text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, correspondant ainsi à une gamme de Reynolds (basé sur le diamètre hydraulique D_h de $49,6\text{ mm}$) de 890 à 14500 , permettant donc d'analyser les effets des ultrasons en régime laminaire et en régime turbulent.

Avec cette section d'essais, un seul transducteur peut être utilisé à la fois, positionné en vis-à-vis de la plaque chauffante. Ainsi, les deux transducteurs ultrasonores présentés dans la partie II.2, ayant respectivement une fréquence de 25 kHz et de 2 MHz , sont utilisés individuellement dans ce chapitre, afin d'analyser l'évolution des effets produits par chaque transducteur en fonction des conditions hydrodynamiques de l'écoulement. De manière similaire au chapitre III, la puissance acoustique utilisée pour chaque émetteur est identique pour l'ensemble des essais, soit une puissance de 110 W .

IV.1.1 Caractérisation hydrodynamique en conditions silencieuses

La caractérisation hydrodynamique est réalisée à partir des mesures de PIV permettant d'obtenir les champs de vitesses au sein de la section d'essais, sans ultrasons. Les mesures sont centrées au niveau de la plaque chauffante, définissant un champ de mesure de 100 mm selon l'axe y et 30 mm selon l'axe x . Ainsi, de manière similaire au chapitre III, le champ de mesure selon l'axe x est plus petit que l'entraxe d , en raison de la présence du décrochage au niveau du transducteur. La nappe laser n'éclaire donc pas cette zone, et il n'est donc pas possible de mesurer le champ de vitesse dans cette zone.

Les mesures sont réalisées pour un débit de $0,21\text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds de 890, correspondant à un régime laminaire et pour un débit de $2,39\text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds de 10000, correspondant à un régime turbulent. Concernant l'établissement de la couche limite hydrodynamique, il est possible de déterminer la longueur d'établissement nécessaire selon le régime d'écoulement à partir de l'équation (I.8) en régime laminaire, et de l'équation (I.16) en régime turbulent. Ainsi pour un nombre de Reynolds de 890, le régime est laminaire, la longueur d'établissement est donc de $0,49\text{ m}$. Pour un nombre de Reynolds de 10000, en régime turbulent, la longueur d'établissement est alors de $0,88\text{ m}$. Ainsi, dans ces conditions, et pour cet entraxe, l'écoulement au sein de la section d'essais est établi hydrodynamiquement pour l'ensemble des essais réalisés.

La figure IV.2 présente les profils de vitesse U_y au milieu de chaque bloc chauffant, pour les deux régimes d'écoulement étudiés. Pour rappel, le transducteur ultrasonore se trouve à $x = -33\text{ mm}$ et la plaque chauffante se trouve à $x = 0\text{ mm}$.

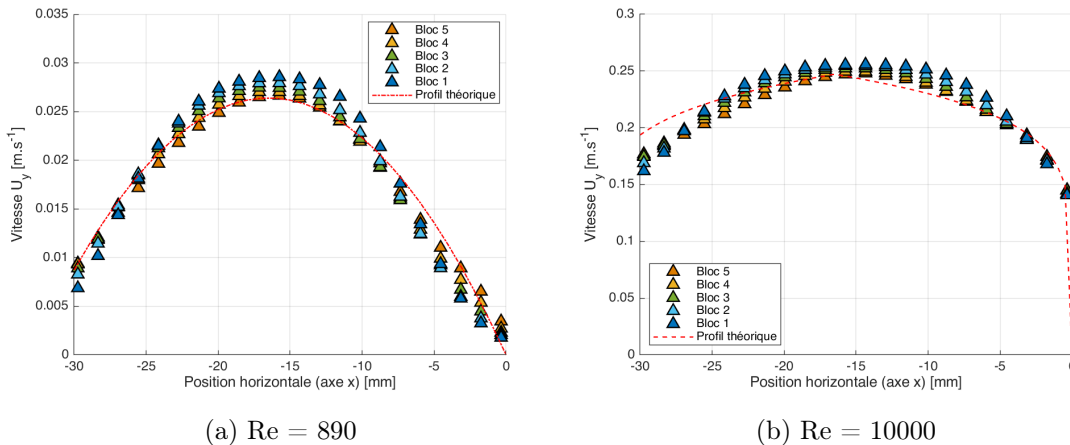


FIGURE IV.2 – Profils de vitesse expérimentaux U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33\text{ mm}$, pour les deux régimes d'écoulement étudiés, sans ultrasons.

Il apparaît important de noter en première analyse que les valeurs des profils de vitesse expérimentaux ne sont pas nulles à $x = -30\text{ mm}$, dû à la présence du décrochage au niveau du transducteur, mentionnée précédemment. Les modèles théoriques présentés sur chaque figure sont également déterminés pour un entraxe $d = 33\text{ mm}$. Dans le cas d'un écoulement laminaire ($Re = 890$), les profils de vitesse expérimentaux (figure IV.2a) présentent une allure parabolique caractéristique d'un profil de vitesse au sein d'un écoulement entre deux plaques parallèles. Le profil de vitesse présenté en pointillés rouges, correspond au profil de vitesse théorique dans une conduite rectangulaire plate, pour un écoulement laminaire, défini dans le chapitre I par l'équation (I.9). Globalement, les résultats expérimentaux correspondent bien au modèle théorique. Il est cependant possible d'observer que le champ de vitesse évolue en fonction des blocs. Cette évolution peut s'expliquer par la présence du décrochage au niveau du transducteur. Ce décrochage induit une augmentation de la section de passage, et donc une diminution de la vitesse débitante. Ainsi, un aplatissement du profil de vitesse du bloc 1 jusqu'au bloc 5 est observé. Au niveau du bloc 5, les résultats

expérimentaux sont très proches des résultats théoriques, la perturbation générée par le décrochage au niveau du transducteur n'ayant plus d'effet significatif à ce niveau-là de la plaque chauffante.

Pour un écoulement turbulent au sein du canal (figure IV.2b), les résultats de mesures présentent un profil logarithmique caractéristique d'un écoulement turbulent. Il apparaît cependant que la vitesse mesurée à proximité de la paroi chauffante ($x = 0 \text{ mm}$) n'est pas nulle. Cela est lié aux limites de résolution spatiale des mesures. En effet, chaque point de mesure correspond à une fenêtre d'interrogation mesurant $1,4 \text{ mm}$. Or, dans un écoulement turbulent, le gradient de vitesse est très important à proximité de la paroi, et il apparaît donc difficile de mesurer un gradient de vitesse élevé avec cette résolution. Il est également possible de noter que le champ de vitesse évolue en fonction des blocs, dû au changement de section de passage, cependant de façon beaucoup moins marquée qu'en régime laminaire. Le profil de vitesse en pointillés rouges correspond au profil de vitesse théorique dans une conduite rectangulaire plate, pour un écoulement turbulent, nommé loi de puissance "1/7", présentée dans le chapitre I par l'équation (I.22). Le profil de vitesse théorique montre que le gradient de vitesse à proximité de la paroi chauffante est effectivement important, cependant, les résultats expérimentaux suivent sensiblement le profil théorique, à l'exception de la zone à proximité du transducteur ultrasonore (entre $x = -30 \text{ mm}$ et $x = -25 \text{ mm}$), où l'écart est plus important, en raison du décrochage induisant une perturbation du champ de vitesse. Les profils de vitesses mesurés pour chaque régime d'écoulement sont donc cohérents avec la théorie, malgré les conditions particulières de la section d'essais.

A partir des champs de vitesse instantanée u' et moyenne \bar{u} , il est possible de déterminer l'énergie cinétique turbulente (TKE) au sein de la section d'essais, suivant l'équation (I.11).

La figure IV.3 présente les champs de TKE en conditions silencieuses pour les deux régimes d'écoulement présentés précédemment. L'échelle de couleur utilisée pour chaque sous-figure est adaptée pour permettre la comparaison entre les résultats obtenus sans ultrasons et en présence d'ultrasons, pour un régime d'écoulement donnée.

La figure IV.3a montre que pour un nombre de Reynolds de 890, la TKE mesurée est globalement proche d'une valeur nulle dans l'ensemble de la section d'essais. Le régime d'écoulement étant laminaire, il est effectivement cohérent de n'observer aucune fluctuation de la vitesse instantanée dans le champ de mesure.

Pour un nombre de Reynolds de 10000 (figure IV.3b), le champ de TKE présente des valeurs allant de $0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ à $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, avec une TKE moyenne dans le champ de mesure de $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Les valeurs de TKE les plus élevées se trouvent à proximité de chaque paroi, correspondant à la zone d'interaction entre la sous-couche visqueuse, et la zone logarithmique, où la production de turbulence est la plus importante. Ces résultats sont ainsi cohérents avec la théorie. Il est cependant possible d'observer une asymétrie entre les valeurs de TKE à proximité des parois, la TKE à proximité du transducteur ($x = -30 \text{ mm}$) étant plus élevée qu'à proximité de la paroi chauffante ($x = 0 \text{ mm}$). Cela peut s'expliquer à nouveau par la présence du décrochage au niveau du transducteur, induisant une perturbation locale de l'écoulement à $y = 0 \text{ mm}$ et donc la génération de fluctuations de vitesse instantanée, les valeurs de TKE sont ainsi plus importantes à proximité du décrochage, puis diminuent le long du transducteur.

Dans leur ensemble, les résultats obtenus pour la caractérisation hydrodynamique sans ultrasons sont cohérents avec les résultats théoriques attendus pour un canal plan, hydrodynamiquement développé. Ainsi, cette caractérisation hydrodynamique a permis de confirmer l'intérêt de l'amélioration de la section d'essais grâce à un canal d'établissement, garantissant un écoulement maîtrisé à proximité des blocs chauffants. Elle se traduit également par la définition d'un état de référence fiable, à partir duquel pourront être analysés les résultats obtenus en présence d'ultrasons.

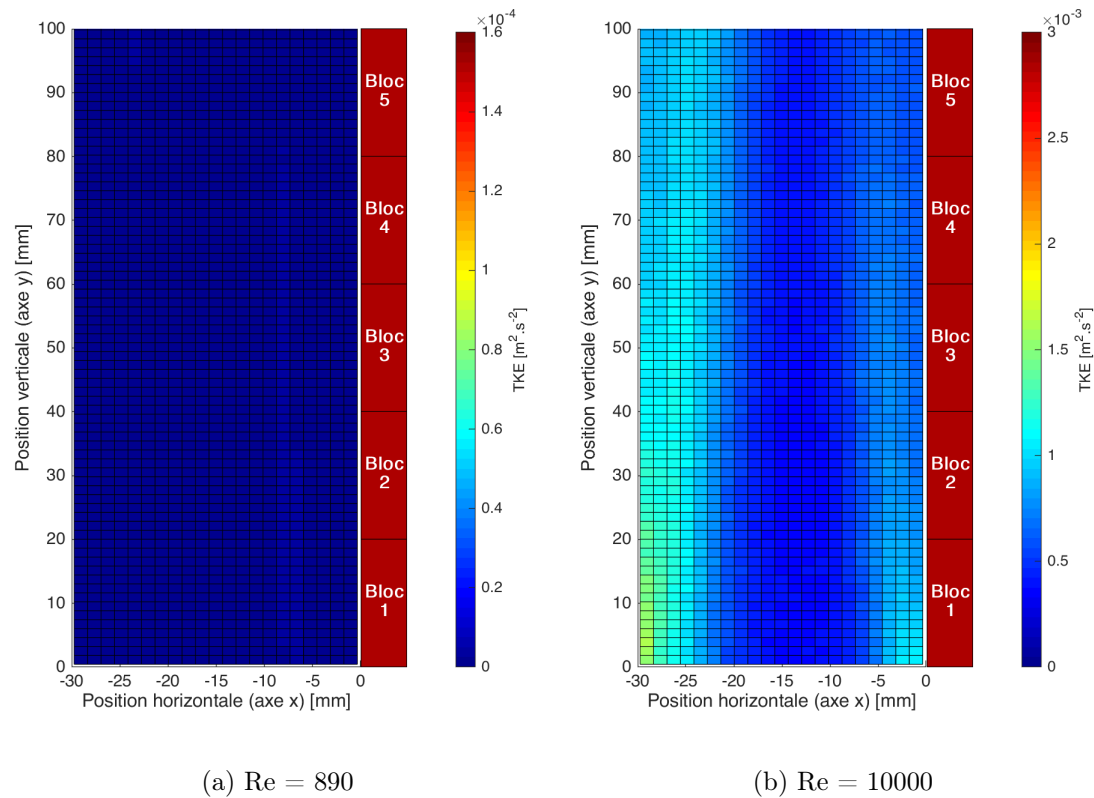


FIGURE IV.3 – Champs de TKE dans la section d’essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, pour les deux régimes d’écoulement étudiés, sans ultrasons.

IV.1.2 Caractérisation thermique en conditions silencieuses

La caractérisation thermique est réalisée pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 890 à 14500, afin d’évaluer l’évolution du transfert thermique en fonction du régime d’écoulement, sans ultrasons. Comme présenté dans le chapitre II, le transfert thermique au sein de la section d’essais est quantifié à partir des mesures de températures au sein des blocs chauffants, permettant de calculer un coefficient de transfert thermique h au niveau de chaque bloc chauffant, suivant la méthodologie présentée dans la partie II.3.1.2.

Il est important de noter que l’écoulement est thermiquement non-établi, quel que soit le débit utilisé. En effet, la plaque chauffante étant placée sur une seule paroi du canal, la couche limite thermique doit se développer sur le diamètre hydraulique total du canal. Ainsi, dans les conditions les plus favorables, ($Re = 4000$, soit le plus petit nombre de Reynolds en régime turbulent), à partir de l’expression (I.34), la longueur d’établissement est de $1,95 \text{ m}$. Étant donné que la plaque chauffante est de $0,1 \text{ m}$, l’écoulement dans cette section d’essais est thermiquement non-établi, quelles que soient les conditions.

La figure IV.4 présente l’évolution du coefficient de transfert thermique convectif h obtenu sans ultrasons, en régime laminaire ($Re = 890$) et en régime turbulent ($Re = 10000$), soit les mêmes nombres de Reynolds que pour les résultats présentés pour la caractérisation hydrodynamique.

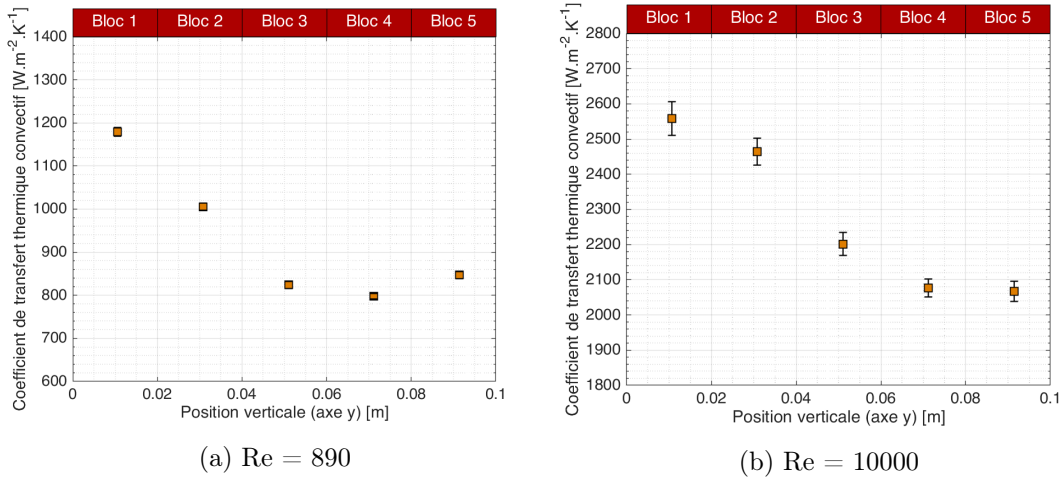


FIGURE IV.4 – Évolution du coefficient de transfert thermique convectif h en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux régimes d'écoulement, sans ultrasons.

Les deux graphes montrent que le coefficient de transfert thermique suit une évolution décroissante le long de la plaque chauffante, liée à l'épaississement de la couche limite thermique, quel que soit le régime d'écoulement, ce qui est cohérent avec la théorie. Le coefficient de transfert thermique présente peu de différence entre les blocs 4 et 5, pour les deux régimes d'écoulement, l'épaisseur de la couche limite varie donc peu entre ces deux blocs. Pourtant, la longueur d'établissement thermique est très supérieure à la longueur de la plaque chauffante, la couche limite thermique n'est donc pas établie, comme présenté précédemment. Cette évolution pourrait s'expliquer par la présence de l'isolant Macor[®] entre chaque bloc, qui forme ainsi une discontinuité du flux thermique le long de la plaque. Cette discontinuité du flux implique un ralentissement du développement de la couche limite thermique entre chaque bloc, limitant ainsi la diminution du coefficient de transfert thermique.

Il apparaît également que les coefficients de transfert thermique convectif sont bien plus élevés pour un nombre de Reynolds de 10000, illustrant classiquement l'influence d'un écoulement turbulent sur les transferts thermiques convectifs. En effet, en régime turbulent, la prédominance de la viscosité est réduite à la sous-couche visqueuse, beaucoup moins épaisse que la couche limite laminaire. Ainsi, la sous-couche thermique est également réduite en régime turbulent, garantissant un niveau de transfert thermique plus élevé.

A partir des coefficients de transferts thermiques obtenus pour chaque bloc de la plaque chauffante, il est possible de déterminer un nombre de Nusselt, lié au diamètre hydraulique. Ces résultats sont comparés aux résultats obtenus à partir des corrélations empiriques pour un écoulement interne hydrodynamiquement établi, et thermiquement non-établi. En écoulement laminaire, le nombre de Nusselt dans un canal plan est fonction de la position axiale adimensionnelle dans la zone de développement de la couche limite thermique, nommé y^* , défini tel que :

$$y^* = \frac{y}{D_h} \cdot \frac{1}{Re \cdot Pr} \quad (\text{IV.1})$$

Le nombre de Nusselt peut ensuite être calculé à partir de la corrélation suivante, pour un écoulement plan, thermiquement non établi, chauffé à flux imposé, valable pour $y^* < 0,001$ [4] :

$$Nu = 2,236 \cdot (y^*)^{-1/3} \quad (\text{IV.2})$$

Pour un écoulement turbulent en conduite rectangulaire, il est possible d'utiliser les corrélations pour les conduites circulaires, en utilisant le diamètre hydraulique de la conduite.

Dans le cas d'un écoulement hydrodynamiquement et thermiquement établi, il est possible d'utiliser la corrélation de Gnielinski, valable pour $1,5 \leq Pr \leq 500$ et $3000 \leq Re \leq 10^6$ [4] :

$$Nu_\infty = 0,012 \cdot (Re^{0,87} - 280) \cdot Pr^{0,4} \quad (IV.3)$$

Dans le cas d'un écoulement thermiquement non-établi, il est possible d'apporter la correction suivante au nombre de Nusselt, valide pour $y/D_h \geq 2$; $0,7 \leq Pr \leq 75$ et $3500 \leq Re \leq 10^5$ [4] :

$$Nu = \left(1 + \frac{C}{y/D_h}\right) \cdot Nu_\infty \quad (IV.4)$$

avec C défini tel que :

$$C = \frac{(y/D_h)^{0,1}}{Pr^{1/6}} \cdot \left(0,68 + \frac{3000}{Re^{0,81}}\right) \quad (IV.5)$$

Les résultats expérimentaux et issus des corrélations empiriques sont présentés sur la figure IV.5 pour les mêmes nombres de Reynolds que la figure IV.4.

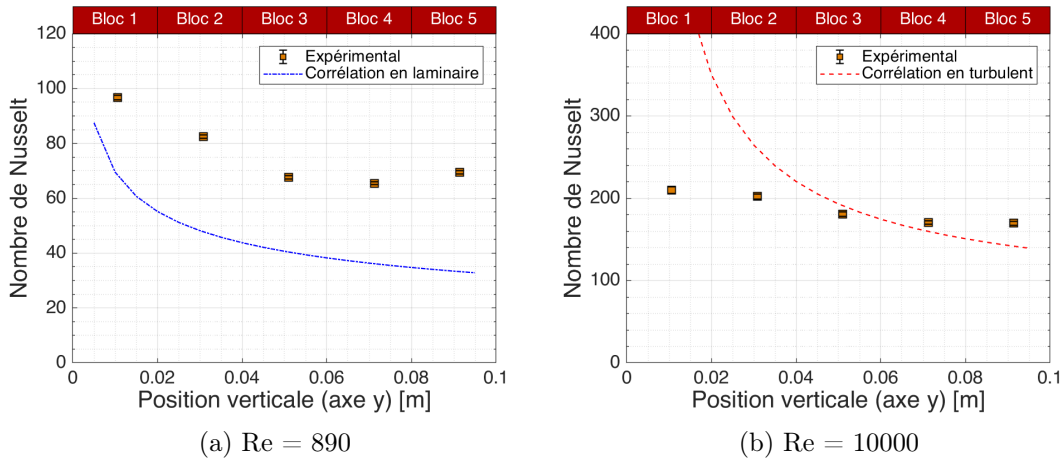


FIGURE IV.5 – Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux et issus des corrélations empiriques, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, sans ultrasons, selon deux régimes d'écoulement.

Dans le cas d'un écoulement laminaire (figure IV.5a) les nombres de Nusselt expérimentaux le long de plaque chauffante suivent une tendance similaire à la corrélation (IV.2), représentée par la courbe bleue. Cependant, il est possible d'observer un écart croissant entre les résultats obtenus avec la corrélation et les résultats expérimentaux. Cet écart peut s'expliquer par la non-continuité du développement de la couche limite thermique, induite par la présence d'une couche isolante de Macor[®] entre chaque bloc, produisant donc un développement plus lent (*i.e.* une diminution moins importante du nombre de Nusselt le long de la plaque) que le modèle théorique.

La figure IV.5b présente l'évolution du nombre de Nusselt le long de plaque chauffante pour un écoulement turbulent, associée aux résultats obtenus à partir de la corrélation empirique pour un écoulement interne turbulent, corrigée pour un écoulement non-établi thermiquement (*cf.* équation (IV.4)). Cette corrélation est normalement adaptée pour un rapport $y/D_h \geq 2$. Ici, les mesures dans cette section d'essais sont donc hors du domaine de validité de la corrélation, cependant certains résultats expérimentaux se rapprochent des résultats proposés par la corrélation théorique, pour les blocs dont le rapport y/D_h est proche de 2 (*i.e.* les blocs 3, 4 et 5). L'absence de corrélation pour un rapport $y/D_h \leq 2$ ne permet donc pas une analyse plus développée.

Ainsi, les nombres de Nusselt expérimentaux obtenus sans ultrasons semblent suivre des tendances similaires avec les corrélations empiriques existantes, malgré les écarts observés qui peuvent être expliqués en raison des conditions expérimentales spécifiques.

Afin d'analyser l'évolution du transfert thermique convectif en fonction du régime d'écoulement, la figure IV.6 présente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds, pour l'ensemble des essais réalisés. Ces résultats sont présentés pour la position où la couche limite thermique est la plus développée, soit au niveau du bloc 5. Les résultats sont associés aux corrélations empiriques correspondantes selon leurs domaines de validités respectifs, présentés précédemment.

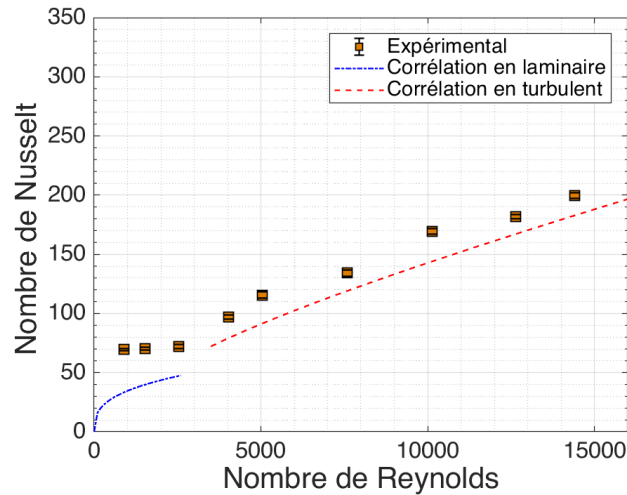


FIGURE IV.6 – Nombres de Nusselt expérimentaux au niveau du bloc 5 et corrélations empiriques en fonction du nombre de Reynolds, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, sans ultrasons.

Les résultats expérimentaux montrent une augmentation du nombre de Nusselt avec l'augmentation du nombre de Reynolds, suivant une tendance similaire à ceux obtenus à partir des corrélations empiriques. L'augmentation du nombre de Reynolds induit en effet une réduction de la couche limite thermique, et donc une diminution de la résistance au transfert thermique convectif. Les résultats expérimentaux sont proches des résultats obtenus avec les corrélations empiriques, avec des écarts constants quel que soit le nombre de Reynolds, qui peuvent s'expliquer par les conditions expérimentales spécifiques de la section d'essais.

Ainsi, la caractérisation thermique de la section d'essais sans ultrasons confirme la cohérence des résultats expérimentaux avec la théorie, sur une gamme de nombres de Reynolds allant de 890 à 14500, et sur l'ensemble de la plaque chauffante. Cette caractérisation thermique sans ultrasons permet également de définir un état de référence en conditions silencieuses pour cette étude, à partir duquel seront comparés les résultats en présence d'ultrasons.

IV.2 Etude en présence d'ultrasons de 25 kHz

Dans cette première partie, l'influence des ultrasons de basse fréquence sur l'hydrodynamique et le transfert thermique est analysée en fonction du régime d'écoulement. Les ultrasons de 25 kHz utilisés pour cette étude permettent de générer de la cavitation acoustique, comme l'a montré le chapitre II. L'étude est d'abord menée par rapport aux effets hydrodynamiques produits, selon deux vitesses débitantes différentes, caractéristiques d'un régime d'écoulement laminaire et turbulent, et comparativement aux résultats obtenus dans la section d'essais sans ultrasons. Cette analyse est ensuite complétée par l'étude du transfert thermique et de l'intensification générée en présence d'ultrasons de 25 kHz, selon le régime d'écoulement.

IV.2.1 Analyse hydrodynamique

Comme la bibliographie l'a montré, la cavitation acoustique générée au sein d'un écoulement induit des perturbations du champ de vitesse, ainsi qu'une augmentation des fluctuations de vitesse instantanée [48, 49, 53]. De plus, la cavitation acoustique semble être influencée par la présence d'un écoulement, puisque l'activité cavitationnelle tend à augmenter, selon la vitesse de l'écoulement [57, 60]. Dans ce chapitre, l'analyse hydrodynamique des effets produits par les ultrasons de 25 kHz est menée par rapport à leur influence sur le champ de vitesse moyen au sein de l'écoulement, ainsi que sur les fluctuations de vitesse instantanée générées par les ultrasons, à partir de l'énergie cinétique turbulente (TKE), de manière similaire au chapitre III. Cette analyse est menée selon deux régimes d'écoulements différents.

La figure IV.7 présente les profils de vitesses U_y au niveau de chaque bloc chauffant, lorsque l'écoulement est soumis à des ultrasons de 25 kHz, pour un nombre de Reynolds de 890 et pour un nombre de Reynolds de 10000 respectivement.

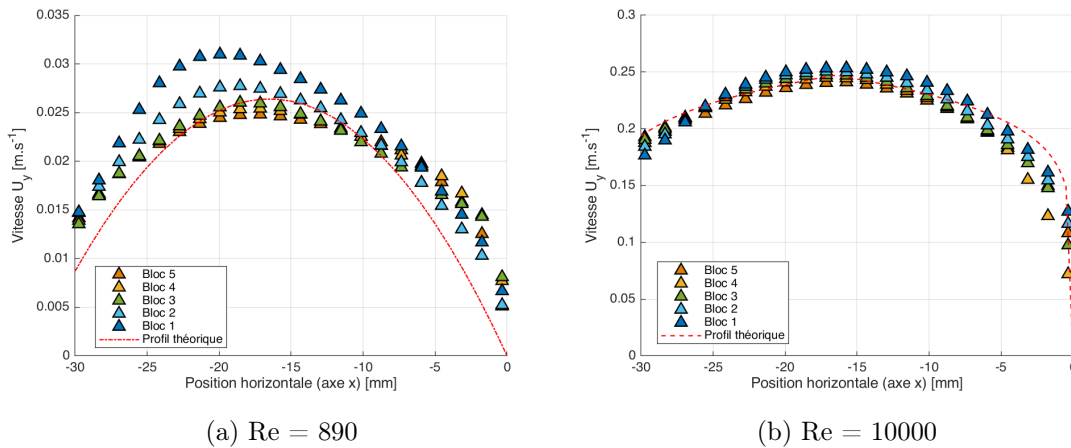


FIGURE IV.7 – Profils de vitesse expérimentaux en présence d'ultrasons U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon les deux régimes d'écoulement étudiés ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

En régime laminaire, lorsque les ultrasons de 25 kHz sont générés dans le canal avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, les effets hydrodynamiques associés à la cavitation acoustique induisent une perturbation de la couche limite, et favorisent ainsi la formation d'un gradient de vitesse plus important à proximité de la paroi, qu'il est possible d'observer sur la figure IV.7a. Dans cette configuration, le profil de vitesse ne présente plus une forme parabolique caractéristique d'un écoulement laminaire. En effet, les profils de vitesse au niveau des blocs 1 et 2 apparaissent déformés par rapport au profil de vitesse théorique. De plus, les profils de vitesse au niveau des blocs 4 et 5 se rapprochent plutôt d'un profil logarithmique,

avec un gradient de vitesse important à proximité de la paroi chauffante, qui traduit une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale. Ces résultats sont ainsi cohérents avec les travaux de Nomura *et al.* [49] qui ont également observé une augmentation du gradient de vitesse pariétale, se rapprochant ainsi d'un profil de vitesse turbulent, pour un nombre de Reynolds de 1500 en présence d'ultrasons de même fréquence ultrasonore ($f=25$ kHz), émis perpendiculairement à l'écoulement.

Dans le cas d'un écoulement turbulent (figure IV.7b) les profils de vitesses U_y sont sensiblement similaires aux profils de vitesse sans ultrasons. Il apparaît cependant qu'à proximité de la paroi chauffante (entre $x = -5$ mm et $x = 0$ mm) la vitesse varie selon le bloc, avec une vitesse plus faible au niveau du bloc 4. Cette diminution de la vitesse à proximité de la paroi pourrait s'expliquer par la présence localisée de cluster de bulles de cavitation acoustique à ce niveau de la plaque chauffante (entre $y = 60$ mm et $y = 80$ mm).

En effet, lorsque les ultrasons de 25 kHz sont générés dans le canal avec un entraxe $d = 33$ mm, des clusters de bulles de cavitation acoustique se forment à proximité de la paroi chauffante. Cela peut s'expliquer par la présence d'aspérités au niveau de la paroi chauffante, formant une surface solide favorable au développement de bulles de cavitation. Or les clusters de bulles de cavitation acoustique tendent à induire une diminution locale de la vitesse, comme l'ont montré les travaux de Nomura *et al.* [48]. Il est donc possible que des clusters de bulles formés au niveau du bloc 4 induisent localement une diminution de la vitesse à proximité de la paroi.

La figure IV.8 permet de comparer les profils de la composante de vitesse U_y au niveau du bloc 5 ($y = 90,6$ mm), sans et avec ultrasons de 25 kHz.

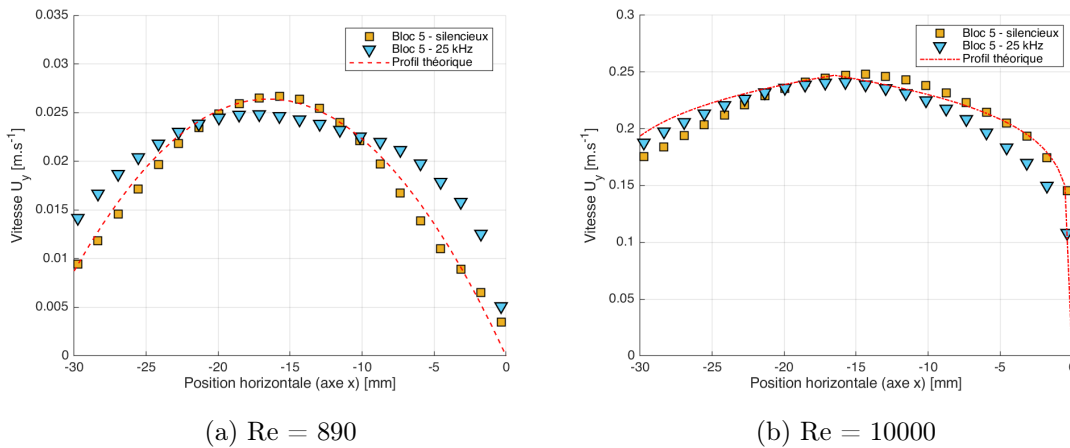


FIGURE IV.8 – Profils de vitesse expérimentaux sans et avec ultrasons U_y et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6$ mm), en fonction de la position horizontale dans la section d'essais, pour un entraxe $d = 33$ mm ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).

En régime laminaire (figure IV.8a), l'augmentation du gradient de vitesse pariétale en présence d'ultrasons par rapport à l'écoulement sans ultrasons apparaît nettement, confirmant que les ultrasons de basse fréquence permettent d'augmenter la contrainte de cisaillement pariétale en régime laminaire. En régime turbulent (figure IV.8b), les profils de vitesse sont relativement proches, avec ou sans ultrasons. Néanmoins la vitesse à proximité de la paroi chauffante est un peu plus faible en présence d'ultrasons.

Par ailleurs, il apparaît intéressant de noter que si la distribution de la vitesse selon la composante U_y évolue en présence d'ultrasons, des effets anisotropes semblent également exister. En effet, en calculant l'intégrale sous chaque profil de vitesse, entre $x = -30$ mm et $x = -0$ mm, il est possible de déterminer le débit de fluide par unité de longueur (suivant l'axe z du canal). Les résultats montrent qu'en régime laminaire, le débit par unité de longueur sans ultrasons est de $5,51 \times 10^{-4} m^3 \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}$, contre $6,10 \times 10^{-4} m^3 \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}$

en présence d’ultrasons. En régime turbulent, le débit par unité de longueur sans ultrasons est de $6,38 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, contre $6,25 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ en présence d’ultrasons. Le débit étant identique pour les essais réalisés sans et avec ultrasons, ces résultats impliquent donc une variation de la vitesse selon les autres composantes x et z et confirment ainsi le caractère anisotropique des effets produits par les ultrasons de basse fréquence. Pour cette étude cependant, au regard des conditions matérielles (PIV 2D-2C), ces effets ne sont pas pris en compte.

Afin de quantifier l’influence des ultrasons sur la vitesse U_y au sein de l’ensemble du canal selon deux régimes d’écoulements, la figure IV.9 présente le rapport entre champs de vitesse obtenus avec ultrasons et en silencieux $U_{US}/U_{silencieux}$. L’échelle de couleurs est construite de sorte que lorsque les ultrasons produisent une diminution de la vitesse, la couleur du champ tend vers le bleu, tandis que lorsqu’ils induisent une augmentation de la vitesse, la couleur du champ tend vers le rouge, et lorsque la vitesse est la même, avec ou sans ultrasons, le champ est blanc.

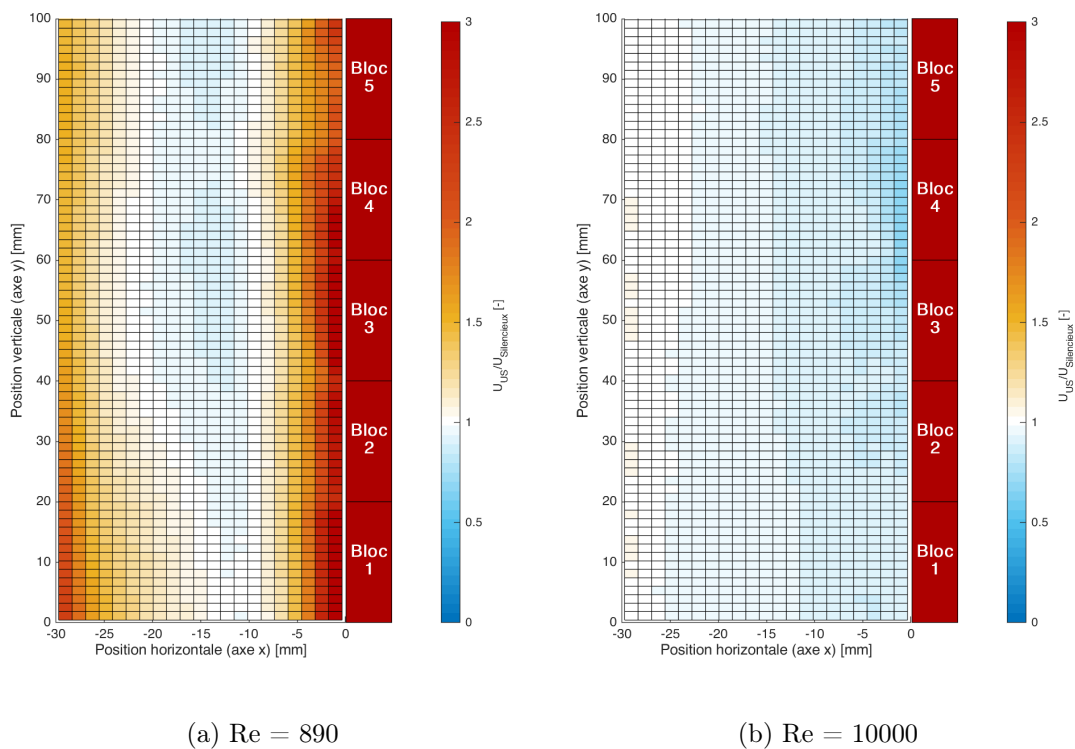


FIGURE IV.9 – Rapport entre champs de vitesse U_y obtenus avec et sans ultrasons dans la section d’essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux régimes d’écoulement ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.9a montre qu’en régime laminaire ($Re = 890$), les ultrasons induisent une augmentation de la vitesse à proximité des parois, et une légère diminution de la vitesse au centre de l’écoulement. Cela confirme que les ultrasons de basse fréquence induisent une augmentation du gradient de vitesse à proximité des parois. La contrainte de cisaillement pariétale étant fonction du gradient de vitesses et de la viscosité dynamique, supposée ici constante, les ultrasons permettent donc d’augmenter la contrainte de cisaillement pariétale.

Pour un nombre de Reynolds de 10000, la figure IV.9b montre que les effets des ultrasons de 25 kHz sont moins importants sur le champ de vitesse, puisque l’ensemble des valeurs du champ de mesure est proche de 1. Cependant, il est possible d’observer une légère diminution de la vitesse dans le canal, avec un rapport de vitesse compris entre 1 et 0,8. Les résultats de Nomura *et al.* [49] ont également montré, de manière succincte, que pour

des nombres de Reynolds de 1500 et de 4000, les effets des ultrasons de basse fréquence sur le profil de vitesse de l'écoulement étaient moins importants pour un nombre de Reynolds de 4000. Les résultats présentés ici montrent qu'en régime turbulent, les ultrasons n'ont plus d'effet significatif sur le champ de vitesse.

Ainsi, les ultrasons de 25 kHz, grâce à la cavitation acoustique, permettent de fortement perturber le champ de vitesse U_y en régime laminaire, en induisant une augmentation de la vitesse à proximité des parois, et donc une augmentation du transfert de quantité de mouvement. Les effets des ultrasons sont cependant bien moins prononcés sur le champ de vitesse U_y en régime turbulent.

Comme mentionné au début de cette section, l'influence des ultrasons de 25 kHz sur les fluctuations de vitesse instantanée, en régime laminaire et en régime turbulent, est analysée à partir de la TKE (figure IV.10).

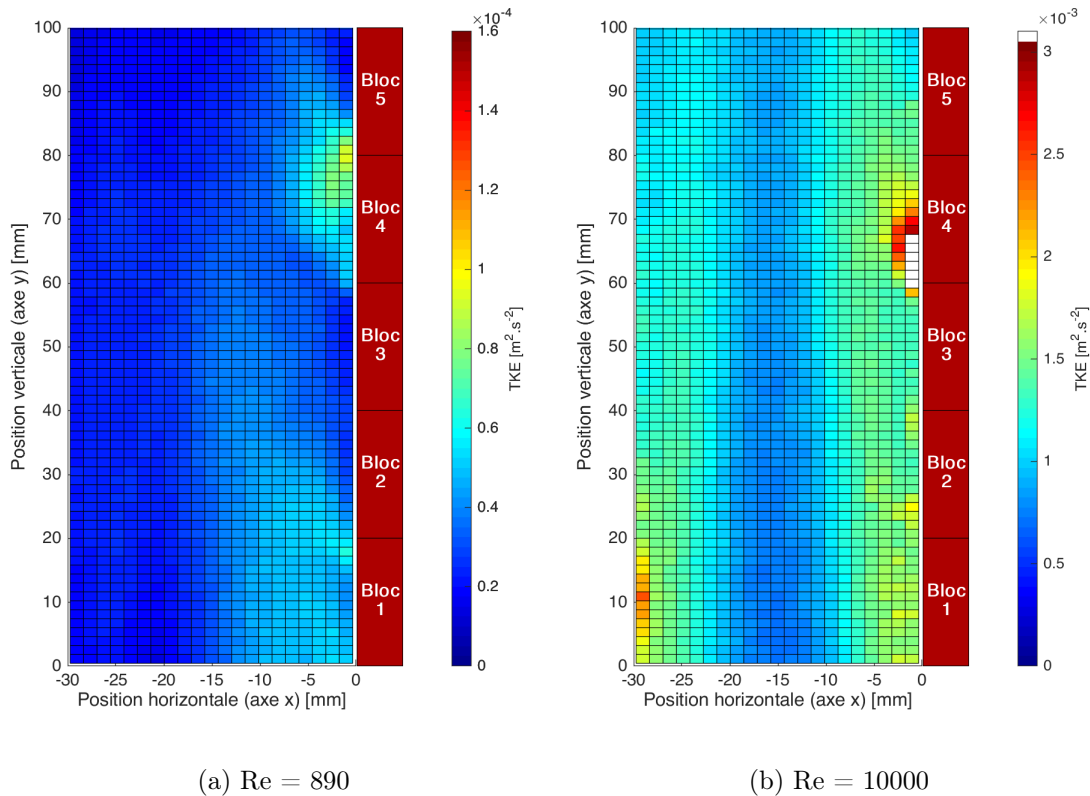


FIGURE IV.10 – Champs de TKE dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ et pour deux régimes d'écoulement, avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).

Dans un écoulement laminaire (figure IV.10a), la présence d'ultrasons de 25 kHz se traduit par la production d'énergie cinétique turbulente (TKE), dont les valeurs vont de $0,15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ à $0,93 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. La TKE moyenne dans l'ensemble du champ de mesure est de $0,32 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Les valeurs de TKE les plus élevées sont mesurées à proximité de la paroi chauffante, et plus spécifiquement au niveau des blocs 1 et 2, puis entre les blocs 4 et 5. Ainsi, la répartition de la TKE est plutôt homogène à proximité de la paroi chauffante, avec quelques zones très localisées où les valeurs sont plus élevées. La cavitation acoustique est à l'origine de la génération d'énergie cinétique turbulente au niveau de la paroi faisant face à l'émetteur. Les résultats sont ainsi similaires à ce qui était observé dans le chapitre III avec un entraxe bien plus important. D'autres travaux de la littérature [49, 53] ont également observé l'apparition de fluctuations de la vitesse instantanée dans un écoulement laminaire en présence d'ultrasons de 25 kHz, confirmant ainsi la cohérence de ces résultats.

En régime turbulent (figure IV.10b), les ultrasons induisent une augmentation de la

TKE au sein du champ de mesure, comparativement aux résultats sans ultrasons (figure IV.3b). La TKE moyenne est de $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, contre $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ en conditions silencieuses. Les valeurs de TKE les plus élevées se trouvent à proximité de la paroi chauffante, de manière similaire aux résultats obtenus avec un écoulement laminaire. Ces résultats sont ainsi cohérents avec ceux de Bulliard *et al.* [53] qui ont montré que les ultrasons de 25 kHz induisaient principalement une augmentation de la TKE à proximité de la paroi avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Il est à noter que pour la figure IV.10b, certaines fenêtres d'interrogations indiquent des valeurs sensiblement plus élevées que les autres, et sont donc présentées comme saturées. Ces fenêtres d'interrogations se trouvant à proximité de la paroi, la possibilité que ces valeurs soient liées à des erreurs de mesures est donc importante.

Ces résultats montrent qu'en régime turbulent, malgré une influence très négligeable sur le champ de vitesse moyen, les ultrasons de 25 kHz induisent une augmentation des fluctuations de vitesse instantanée et permettent donc d'augmenter l'énergie cinétique turbulente au sein d'un écoulement déjà turbulent.

Cependant, il est important de noter qu'en régime laminaire, seuls les ultrasons contribuent à la production d'énergie cinétique turbulente, tandis qu'en régime turbulent, la production de TKE est liée aux forces d'inerties de l'écoulement ainsi qu'aux ultrasons.

La contribution des ultrasons dans la production d'énergie cinétique turbulente dans un écoulement déjà turbulent peut être évaluée à partir du TKE EF, tel que défini dans le chapitre II.

La figure IV.11 présente le champ de facteur d'intensification de l'énergie cinétique turbulente (TKE EF) obtenu à partir du champ de TKE sans ultrasons, et du champ de TKE avec des ultrasons de 25 kHz. Cette figure permet de visualiser les zones où la TKE est améliorée grâce aux ultrasons. Ce facteur d'intensification est seulement déterminé pour un nombre de Reynolds de 10000, soit en régime turbulent, car pour un régime laminaire, la TKE mesurée est uniquement due aux ultrasons. En effet, la TKE étant nulle en régime laminaire (*cf.* figure IV.3a), l'utilisation du facteur d'intensification de l'énergie cinétique turbulente (TKE EF) ne présente pas d'intérêt dans l'analyse de l'intensification de la turbulence induite par les ultrasons. À noter que de nouveau, les fenêtres d'interrogations ayant des valeurs sensiblement plus élevées que l'ensemble des résultats, probablement dû à des incertitudes de mesures, sont présentées comme saturées.

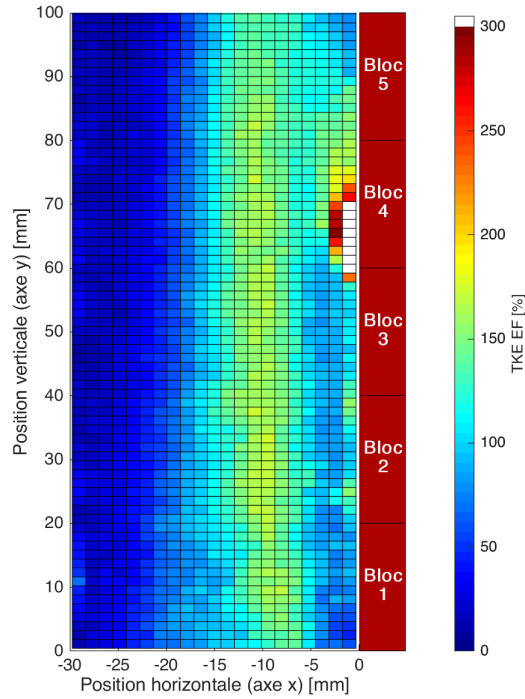
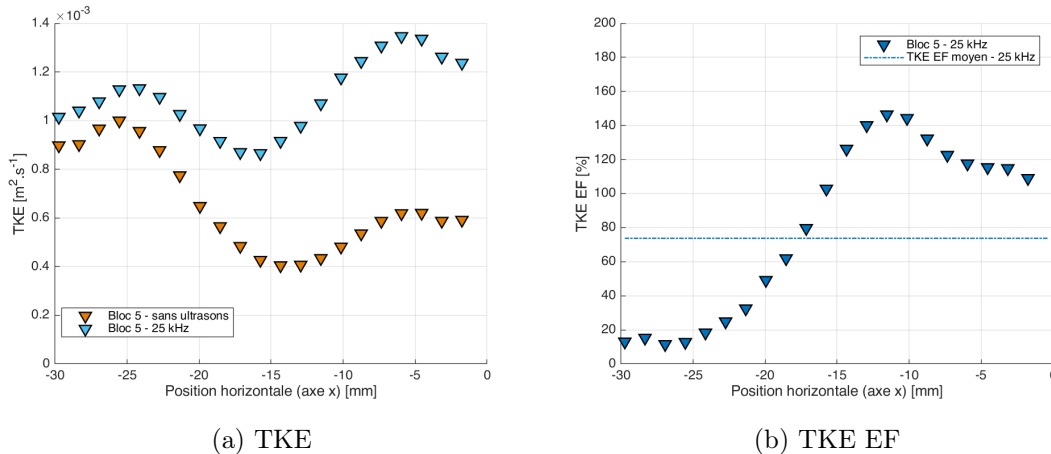


FIGURE IV.11 – Champ de TKE EF, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($\text{Re} = 10000$, $f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$)

La figure IV.11 montre que les ultrasons de 25 kHz induisent une augmentation de la TKE majoritairement dans la moitié du canal à proximité de la plaque chauffante, notamment entre $x = -15 \text{ mm}$ et $x = -5 \text{ mm}$, ce qui correspond à la couche de frottement de la couche limite turbulente, où se développent les tourbillons produits par la turbulence de l'écoulement. Il est à noter que la TKE est également améliorée de manière plus localisée à proximité de la paroi, ce qui pourrait correspondre aux clusters de bulles de cavitation acoustique. Ainsi, en régime turbulent, l'augmentation de la TKE induite par la cavitation acoustique est très marquée spatialement.

La figure IV.12 permet d'évaluer le profil de TKE au niveau du bloc 5 en fonction de la position horizontale (axe x), sans ultrasons, et en présence d'ultrasons de 25 kHz. Le profil de TKE EF correspondant est également présenté, associé au TKE EF moyen dans le champ de mesure de la section d'essais.



(a) TKE

(b) TKE EF

FIGURE IV.12 – Profil de TKE et TKE EF au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($\text{Re} = 10000$, $f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$)

Les profils présentés par la figure IV.12a sont issus des figures IV.10b et IV.3b et sont déterminés à partir de la TKE moyennée au niveau du bloc 5 (entre $y = 85 \text{ mm}$ et $y = 95 \text{ mm}$). La TKE est significativement plus élevée en présence d’ultrasons de 25 kHz, notamment à proximité de la paroi chauffante ($x = 0 \text{ mm}$). Le profil de TKE en présence d’ultrasons conserve une allure similaire à celui de l’écoulement silencieux (pour $x = -25 \text{ mm}$ et $x = -6 \text{ mm}$), avec des valeurs de TKE plus élevés à proximité de la paroi.

La figure IV.12b montre que les ultrasons de 25 kHz induisent une intensification moyenne de la TKE dans le champ de mesure de 74%. Cependant l’augmentation de l’énergie cinétique turbulente est principalement localisée à proximité de la paroi chauffante, notamment entre $x = -15 \text{ mm}$ et $x = -5 \text{ mm}$. Les ultrasons de 25 kHz contribuent donc à augmenter significativement l’énergie cinétique turbulente initialement présente dans un écoulement turbulent.

En conclusion de cette partie IV.2.1 sur les effets hydrodynamiques induits par les ultrasons de 25 kHz selon le régime d’écoulement, il est possible de distinguer deux aspects. Tout d’abord les ultrasons de 25 kHz influencent fortement le champ de vitesse en régime laminaire, induisant une augmentation du gradient de vitesse à proximité de la paroi chauffante, et donc de la contrainte de cisaillement pariétale. De plus, les ultrasons permettent de générer des fluctuations de vitesse instantanée, se traduisant par la présence d’énergie cinétique turbulente au sein de l’écoulement. Ainsi, la cavitation acoustique permet donc de générer de l’énergie cinétique turbulente dans un écoulement sans turbulence préexistante, notamment à proximité des parois.

En régime turbulent, l’effet des ultrasons de 25 kHz sur le champ de vitesse moyen est négligeable. Néanmoins, la cavitation acoustique est en capacité d’intensifier l’énergie cinétique turbulente initialement produite par l’écoulement.

IV.2.2 Analyse thermique

La cavitation acoustique générée par les ultrasons de basse fréquence produit des effets considérables sur le transfert thermique convectif. Comme l’a montré la bibliographie présentée dans la section I.5.3 du chapitre I, l’implosion des bulles de cavitation acoustique permet de perturber la couche limite, et ainsi augmenter le transfert thermique, en convection naturelle et en convection forcée (voir section I.7). Ces effets ont également été mis en évidence à travers les résultats présentés dans le chapitre III. Cette section se consacre à l’analyse de l’évolution des effets produits par les ultrasons de 25 kHz sur le transfert thermique convectif, selon le régime d’écoulement, au regard des résultats de l’analyse hydrodynamique.

La figure IV.13 présente les nombres de Nusselt pour chaque bloc de la plaque chauffante obtenus sans et avec ultrasons de basse fréquence, pour un écoulement laminaire et pour un écoulement turbulent, de manière similaire à l’analyse hydrodynamique.

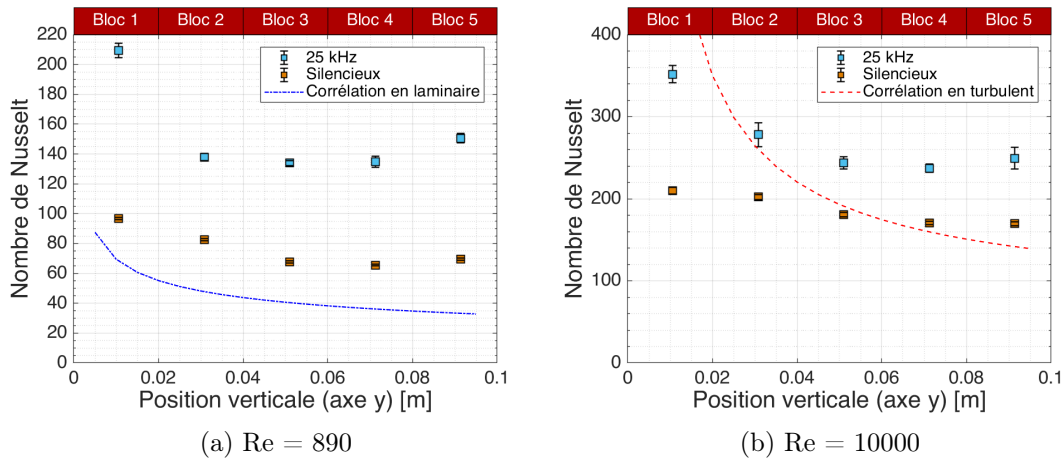


FIGURE IV.13 – Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et issus des corrélations en conditions silencieuses, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux régimes d'écoulement ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

En régime laminaire (figure IV.13a), le nombre de Nusselt augmente en présence d'ultrasons de 25 kHz, pour l'ensemble des blocs chauffants, ce qui est cohérent avec les résultats présentés dans le chapitre III. En régime turbulent (figure IV.13b), les ultrasons induisent également des nombres de Nusselt plus élevés que pour un écoulement silencieux. Ainsi, bien que pour un nombre de Reynolds plus élevé, la couche limite thermique soit moins épaisse, les ultrasons de 25 kHz permettent d'augmenter le nombre de Nusselt, de manière homogène le long de la plaque.

Afin d'évaluer l'influence du régime d'écoulement sur le transfert thermique en présence d'ultrasons de basse fréquence, la figure IV.14 présente l'évolution du nombre de Nusselt au niveau du bloc 5 sans et avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$), en fonction du nombre de Reynolds.

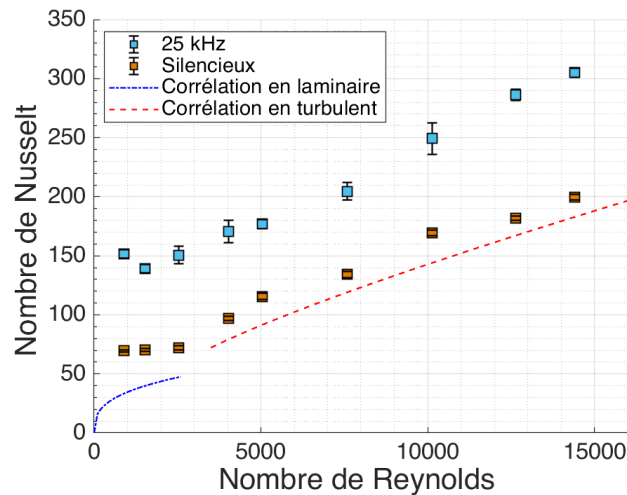


FIGURE IV.14 – Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons et corrélations empiriques en régime silencieux en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Les résultats montrent que pour un nombre de Reynolds donné, le nombre de Nusselt obtenu avec des ultrasons de 25 kHz est toujours plus élevé que sans ultrasons, quel que soit le régime d'écoulement.

En silencieux, l'augmentation du nombre de Reynolds implique une diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique et donc une amélioration du transfert thermique convectif, quantifié par le nombre de Nusselt.

La génération d'ultrasons de 25 kHz au sein de l'écoulement induit également une augmentation du nombre de Nusselt dans un régime d'écoulement donné. Les ultrasons de 25 kHz permettent donc de perturber la couche limite et d'améliorer le transfert thermique convectif.

En effet, l'analyse hydrodynamique a montré que pour un écoulement laminaire, les ultrasons de 25 kHz induisent une perturbation des profils de vitesse moyens, avec un gradient de vitesse plus important à proximité de la paroi chauffante ainsi que la génération d'énergie cinétique turbulente. La cavitation acoustique produite par les ultrasons permet donc d'augmenter la contrainte de cisaillement pariétale, et par conséquent le transfert thermique convectif. Pour un écoulement turbulent, l'analyse hydrodynamique a montré que les ultrasons avaient un effet négligeable sur les profils de vitesses moyens. De plus, bien que l'énergie cinétique turbulente (TKE) augmente en présence d'ultrasons de 25 kHz en régime turbulent, cette augmentation est moins importante que pour un écoulement laminaire. Les effets convectifs mesurés par PIV sont ainsi moins importants. Cependant, les résultats montrent que les ultrasons de 25 kHz permettent d'augmenter le transfert thermique pariétale de manière significative en régime turbulent.

Ces résultats peuvent s'expliquer à partir de l'analyse proposée par Barthès *et al.* [62], dans le cadre d'une étude sur l'intensification du transfert de matière électrochimique en présence d'ultrasons de basse fréquence, émis perpendiculaire à un écoulement. A partir de mesures par PIV, leurs résultats ont montré que l'augmentation du nombre de Reynolds induit une dissipation des effets convectifs produits par les ultrasons. Cependant, l'activité électrochimique au niveau de la paroi, mesurée par une électrode placée face à l'émetteur ultrasonore, reste plus importante en présence d'ultrasons, même en régime turbulent, alors que les effets convectifs à proximité de la paroi sont largement dissipés. Les auteurs analysent ainsi que les effets hydrodynamiques associés à l'implosion des bulles de cavitation acoustique permettent d'améliorer les transferts de matière au niveau de la paroi faisant face à l'émetteur ultrasonore, indépendamment de l'absence d'effets convectifs significatifs des ultrasons sur l'écoulement.

Dans le cas présent, la cavitation acoustique permet d'augmenter le transfert thermique au niveau de la paroi chauffante, et ainsi d'obtenir un nombre de Nusselt plus important que sans ultrasons, quelque soit le nombre de Reynolds, malgré le fait que les effets sur l'hydrodynamique soient moins importants en régime turbulent.

Afin de quantifier l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, il est possible de déterminer un facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF, suivant l'équation (II.13)) à partir des nombres de Nusselt sans et avec ultrasons. La figure IV.15 présente l'évolution des HTEF obtenus avec des ultrasons de 25 kHz en fonction du nombre de Reynolds.

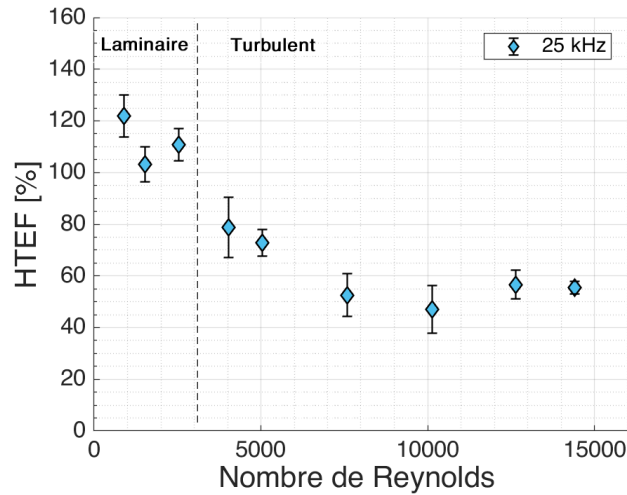


FIGURE IV.15 – HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.15 montre qu'en régime laminaire le HTEF décroît légèrement de 120% à 110%. Le HTEF décroît plus nettement pour des nombres de Reynolds supérieurs à 2500 et atteint ensuite une asymptote, avec un HTEF d'environ 50%. L'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons évolue donc en fonction du régime d'écoulement. Cette évolution est semblable aux résultats observés par Legay *et al.* [106] qui ont mesuré une intensification du transfert thermique importante en régime laminaire avec des ultrasons de basse fréquence dans un échangeur tubulaire, suivi d'une diminution de l'intensification du transfert thermique avec l'augmentation du nombre de Reynolds, jusqu'à atteindre une stabilisation de l'intensification du transfert thermique.

Cependant, du fait que l'écoulement est ici thermiquement non-établi, les valeurs de HTEF en fonction du nombre de Reynolds ne sont valables que pour une seule position sur la plaque chauffante. Ainsi pour caractériser l'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons en fonction de l'épaisseur de la couche limite, il est possible de raisonner à partir de l'inverse du coefficient de transfert thermique obtenu sans ultrasons $h_{silencieux}$, correspondant à la résistance thermique de la couche limite thermique le long de la paroi chauffante. Le rapport $1/h_{silencieux}$ est ici directement lié à l'épaisseur de la couche limite thermique (voir équation (I.37)), car l'ensemble des essais étant réalisé avec le même fluide, et à la même température, la conductivité thermique k du fluide reste inchangée. La figure IV.16 présente donc l'évolution du HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en silencieux pour l'ensemble des blocs chauffants. Cette analyse, si elle reste qualitative, puisqu'elle ne permet pas de déterminer l'intensification en fonction d'une épaisseur de couche limite spécifique, permet cependant d'analyser l'évolution de l'intensification en fonction de l'état de la couche limite.

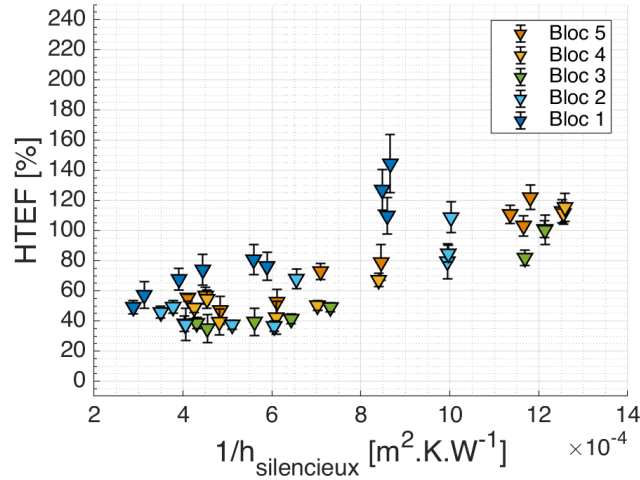


FIGURE IV.16 – HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.16 indique que l'intensification du transfert thermique est croissante avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite, ce que présentait déjà indirectement la figure IV.15. Cependant la figure IV.16 montre que cette analyse est valable pour l'ensemble des blocs chauffants. En effet, l'évolution du HTEF est similaire pour l'ensemble des blocs, à l'exception du bloc 1 présentant un HTEF globalement plus élevé quelle que soit l'épaisseur de la couche limite thermique.

Ces résultats sont ainsi cohérents avec ce qui a été observé de manière générale pour l'intensification du transfert thermique par ultrasons. En effet, en convection forcée, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement ou de manière plus générale du nombre de Reynolds induit une réduction de la couche limite thermique. La bibliographie a montré que l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons tend à diminuer avec l'augmentation du régime d'écoulement [64, 104, 107]. Mais les résultats sont également cohérents avec les résultats obtenus en convection naturelle. En effet, comme l'a montré la bibliographie, l'intensification du transfert thermique générée par les ultrasons diminue avec l'augmentation du flux thermique [73, 77, 79], soit une réduction de la couche limite, le flux thermique étant vecteur du transfert thermique en convection naturelle. Cette approche plus générale de l'intérêt des ultrasons sera développée dans le chapitre V.

IV.2.3 Conclusions sur les effets produits par les ultrasons de 25 kHz selon le régime d'écoulement

En régime laminaire, les ultrasons de 25 kHz génèrent des perturbations des profils de vitesse, et induisent un gradient de vitesse plus important à proximité de la paroi chauffante, ce qui signifie donc une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale. De plus, les ultrasons de 25 kHz génèrent des fluctuations de vitesse instantanée au sein de l'écoulement, quantifiées à travers l'énergie cinétique turbulente. Ces effets sur la contrainte de cisaillement pariétale sont également observés sur le transfert thermique, puisque en écoulement laminaire les ultrasons induisent une intensification du transfert thermique.

En régime turbulent, les ultrasons de 25 kHz n'induisent que peu d'effets sur les profils de vitesses. Ils contribuent cependant à augmenter l'énergie cinétique turbulente, mais dans une moindre mesure comparativement au régime laminaire. Ainsi, en régime turbulent les effets convectifs des ultrasons de 25 kHz sont bien moins importants. Cependant, les bulles de cavitation acoustique permettent de garantir une intensification des transferts thermiques à la surface de la paroi, bien que plus faible qu'en régime laminaire.

Enfin, l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons de 25 kHz

apparaît fortement liée à l'épaisseur de la couche limite thermique, l'intensification du transfert thermique étant similaire pour une épaisseur de couche limite donnée, quelle que soit sa position sur la plaque chauffante. Ainsi, les ultrasons de 25 kHz permettent de garantir une intensification des transferts thermiques significative, pour l'ensemble de la gamme de Reynolds étudiée.

IV.3 Etude en présence d'ultrasons de 2 MHz

Cette seconde partie est consacrée à l'étude de l'influence des ultrasons de haute fréquence sur l'hydrodynamique et le transfert thermique en fonction du régime d'écoulement. Les ultrasons de 2 MHz utilisés pour cette étude permettent notamment de générer des courants acoustiques, comme l'a montré le chapitre II. Les effets produits par les ultrasons de 2 MHz sont d'abord analysés à partir des mesures de PIV, selon deux régimes d'écoulements différents, de manière similaire à l'analyse présentée pour les ultrasons de 25 kHz. Les mesures de PIV permettront d'étudier l'influence des ultrasons de 2 MHz sur les profils de vitesses ainsi que sur l'énergie cinétique turbulente. L'analyse se portera ensuite sur le transfert thermique et l'intensification induite par les ultrasons, selon le régime d'écoulement. Ainsi l'analyse hydrodynamique permettra de fournir une compréhension des effets convectifs produits par les ultrasons de 2 MHz, dont la bibliographie (voir section I.5.4) a montré qu'ils étaient à l'origine de l'intensification des transferts thermiques.

IV.3.1 Analyse hydrodynamique

L'étude bibliographique du chapitre I a montré que les ultrasons de haute fréquence permettent de générer des courants acoustiques. Ces courants acoustiques ont démontré une capacité à perturber le champ de vitesse d'un écoulement, et à générer des fluctuations de vitesses, se traduisant par une augmentation de l'énergie cinétique turbulente [52]. Cependant, les effets convectifs des ultrasons tendent à s'atténuer avec l'augmentation du nombre de Reynolds [53, 62].

Afin d'analyser les effets hydrodynamiques des ultrasons de 2 MHz, la figure IV.17 présente les profils de vitesse U_y au niveau de chaque bloc chauffant, lorsque l'écoulement est soumis à des ultrasons de 2 MHz, pour un régime laminaire ($Re = 890$), et pour un régime turbulent ($Re = 10000$).

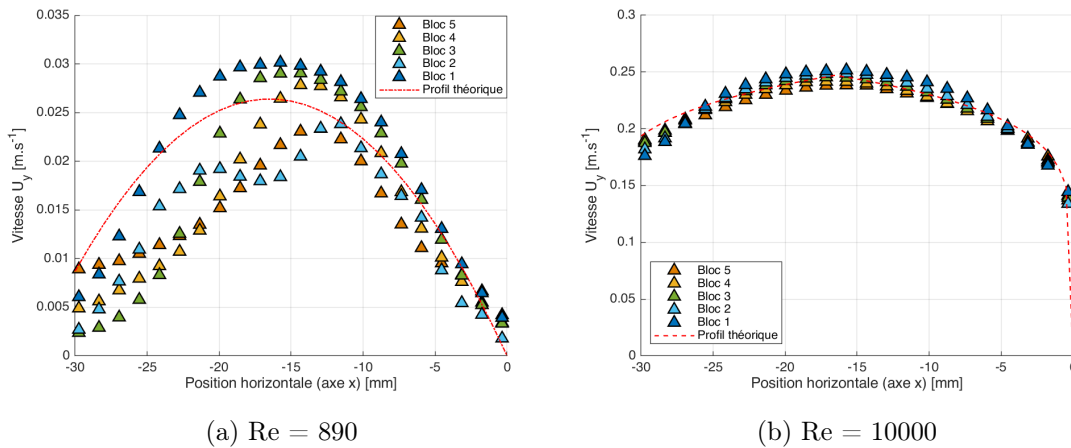


FIGURE IV.17 – Profils de vitesse expérimentaux en présence d'ultrasons U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon les deux régimes d'écoulement étudiés ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

En régime laminaire (figure IV.17a), les profils de vitesse évoluent fortement selon la composante y dans le canal, notamment dans la moitié gauche du canal, côté transducteur ultrasonore. Les ultrasons de 2 MHz induisent une perturbation importante du profil de vitesse, avec une diminution de la vitesse à proximité du transducteur ultrasonore, et une augmentation de la vitesse à proximité de la plaque chauffante, donc une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale. Il apparaît important de noter cependant que le débit d'eau reste constant avec l'utilisation des ultrasons, et que les ultrasons de 2 MHz produisent des courants convectifs à débit nul.

En régime turbulent (figure IV.17b) les ultrasons de 2 MHz produisent peu d'effets sur les profils de vitesses, qui restent très proches du profil théorique d'un écoulement turbulent. Ainsi pour ce régime d'écoulement, les courants acoustiques produits par les ultrasons de haute fréquence n'ont plus d'effet significatif sur le champ de vitesse moyen.

La figure IV.18 présente les profils de vitesse U_y au niveau des blocs 3 et 5 ($y = 50,6 \text{ mm}$ et $y = 90,6 \text{ mm}$), sans et avec ultrasons de 2 MHz.

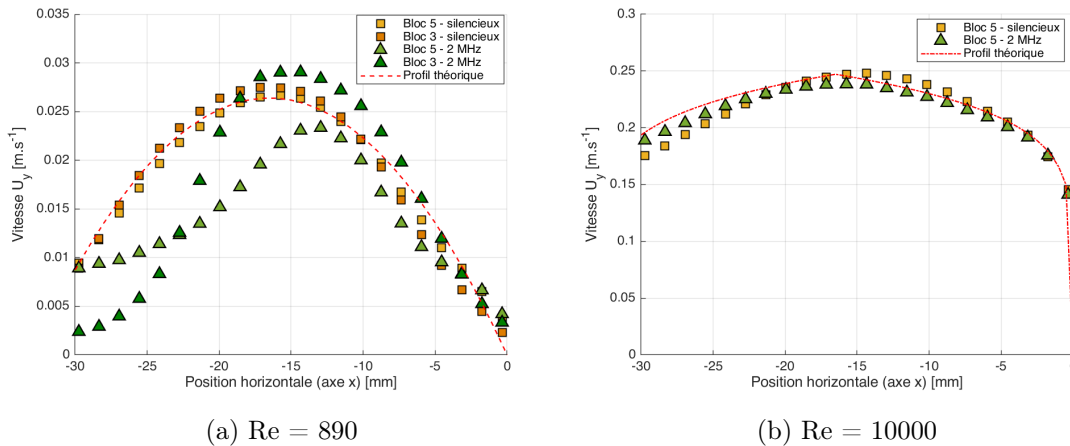


FIGURE IV.18 – Profils de vitesse expérimentaux en présence d’ultrasons U_y et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, au niveau des blocs 3 et 5 ($y = 50,6 \text{ mm}$ et $y = 90,6 \text{ mm}$), en fonction de la position horizontale dans la section d’essais, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.18a montre qu’en régime laminaire, au niveau du bloc 5, la vitesse est plus faible dans la majorité du canal en présence d’ultrasons de 2 MHz, sauf à proximité de la paroi chauffante. Ces résultats semblent traduire des effets anisotropes produits par les ultrasons de haute fréquence. Les profils de vitesse au niveau du bloc 3 permettent de voir que les courants acoustiques ont pour effet de diminuer la vitesse principalement à proximité du transducteur ($x = -30 \text{ mm}$), et ont pour conséquence d’augmenter la vitesse à proximité de la paroi chauffante ($x = 0 \text{ mm}$). L’augmentation du gradient de vitesse pariétale en présence d’ultrasons de haute fréquence au niveau de la paroi faisant face au transducteur (*i.e* la paroi chauffante) est ici bien plus notable. En régime turbulent, la figure IV.18b montre que les profils de vitesse sont proches, l’influence des ultrasons de 2 MHz est ainsi négligeable. Il est à noter que les profils de vitesses au niveau du bloc 3 ne sont pas présentés sur la figure IV.18b, car les résultats ne présentent pas de différence par rapport à ceux du bloc 5.

Comme abordé précédemment, les ultrasons de 2 MHz semblent également produire des effets anisotropes sur le champ de vitesse. En calculant l’intégrale sous chaque profil de vitesse de la figure IV.18, entre $x = -30 \text{ mm}$ et $x = 0 \text{ mm}$, les résultats indiquent qu’en régime laminaire, au niveau du bloc 5, le débit par unité de longueur en présence d’ultrasons est de $4,22 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, tandis qu’il est de $5,51 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ sans ultrasons, quel que soit le bloc, comme vu précédemment. Par conséquent pour ce bloc 5, plus de 20% du champ de vitesse suivant l’axe y est dévié suivant les directions x et z sous l’effet des ultrasons. Ainsi, si l’intégrale du profil de vitesse U_y pour un y donné est plus faible que dans le cas sans ultrasons, cela signifie que la vitesse selon les composantes x et z augmente, et donc démontre la présence de phénomènes anisotropes avec les ultrasons de haute fréquence. Au niveau du bloc 3, le débit par unité de longueur en présence d’ultrasons est de $4,98 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Ainsi, cette anisotropie apparaît moins marquée au niveau du bloc 3. En régime turbulent, le débit par unité de longueur est le même ($6,38 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) avec ou sans ultrasons.

De manière similaire à l’étude des effets produits par les ultrasons de 25 kHz sur la

composante de vitesse U_y au sein du canal, la figure IV.19 présente le rapport entre les champs de vitesse obtenus avec ultrasons et en conditions silencieuses $U_{US}/U_{silencieux}$.

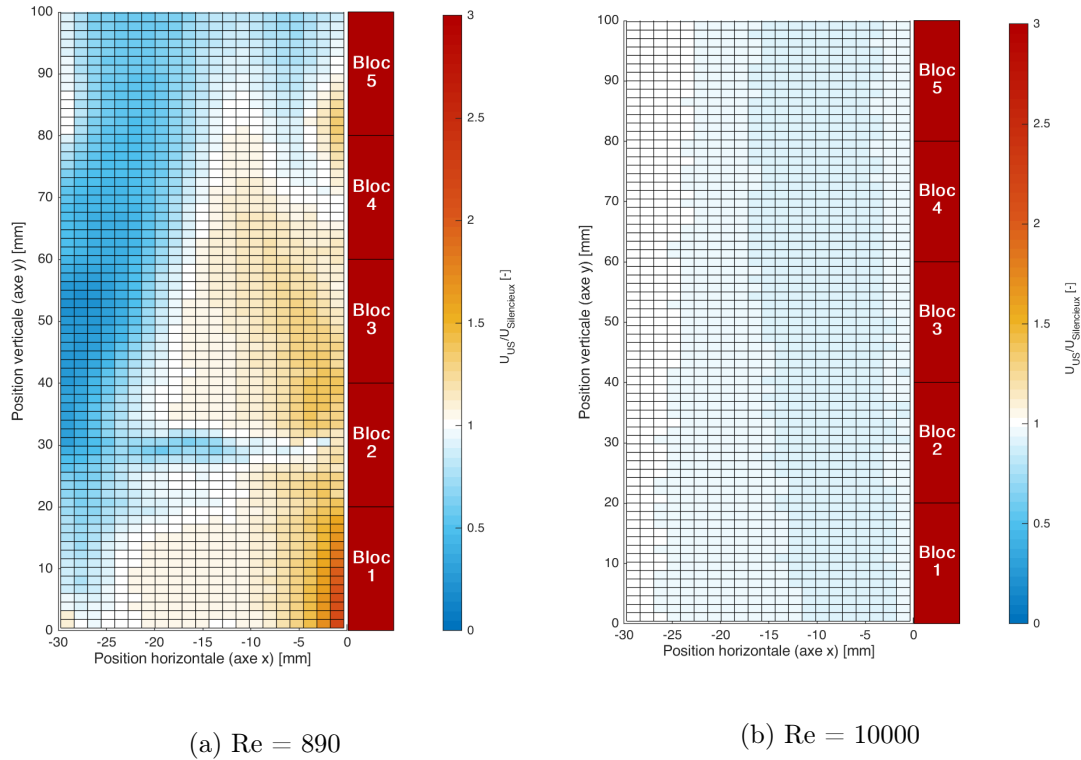


FIGURE IV.19 – Rapport entre champs de vitesse obtenus avec et sans ultrasons dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon les deux régimes d'écoulements étudiés ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.19a montre que les ultrasons de 2 MHz induisent une diminution importante de la vitesse ($U_{US}/U_{silencieux} < 1$) sur la zone à proximité du transducteur ultrasonore. Bien que les résultats présentés précédemment indique l'existence d'une anisotropie des effets produits par les ultrasons de haute fréquence, elle apparaît surtout marquée au niveau du bloc 5. Pour le reste de la section d'essais, ces phénomènes anisotropiques semblent plus faible. Ainsi, en considérant le débit constant, la diminution de la vitesse à proximité du transducteur se traduit par une augmentation de la vitesse à proximité de la paroi chauffante, et donc un gradient de vitesse plus important. Cette zone de diminution de la vitesse se développe le long du canal, puisqu'elle représente environ 6 mm (entre $x = -30 \text{ mm}$ et $x = -24 \text{ mm}$) au niveau du bloc 1 ($y = 10 \text{ mm}$), et environ 16 mm (entre $x = -30 \text{ mm}$ et $x = -14 \text{ mm}$) au niveau du bloc 4 ($y = 70 \text{ mm}$). Ainsi, les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz, générés perpendiculairement au sens de l'écoulement, se comportent comme s'ils formaient un obstacle face à l'écoulement, ce qui se traduit par une section de passage moins importante pour l'écoulement du fluide. A débit constant, et en considérant l'anisotropie négligeable suivant les axes x et z , cela implique une augmentation de la vitesse à proximité de la paroi chauffante, où les courants acoustiques ne s'opposent pas à l'écoulement, et donc une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale.

En régime turbulent, la figure IV.19b confirme que l'influence des ultrasons de 2 MHz sur la vitesse U_y est négligeable dans l'ensemble du champ de mesure. Les effets convectifs moyens des ultrasons sont ainsi largement dissipés.

La figure IV.20 présente les champs d'énergie cinétique turbulente (TKE) obtenus avec des ultrasons de 2 MHz, pour deux régimes d'écoulements.

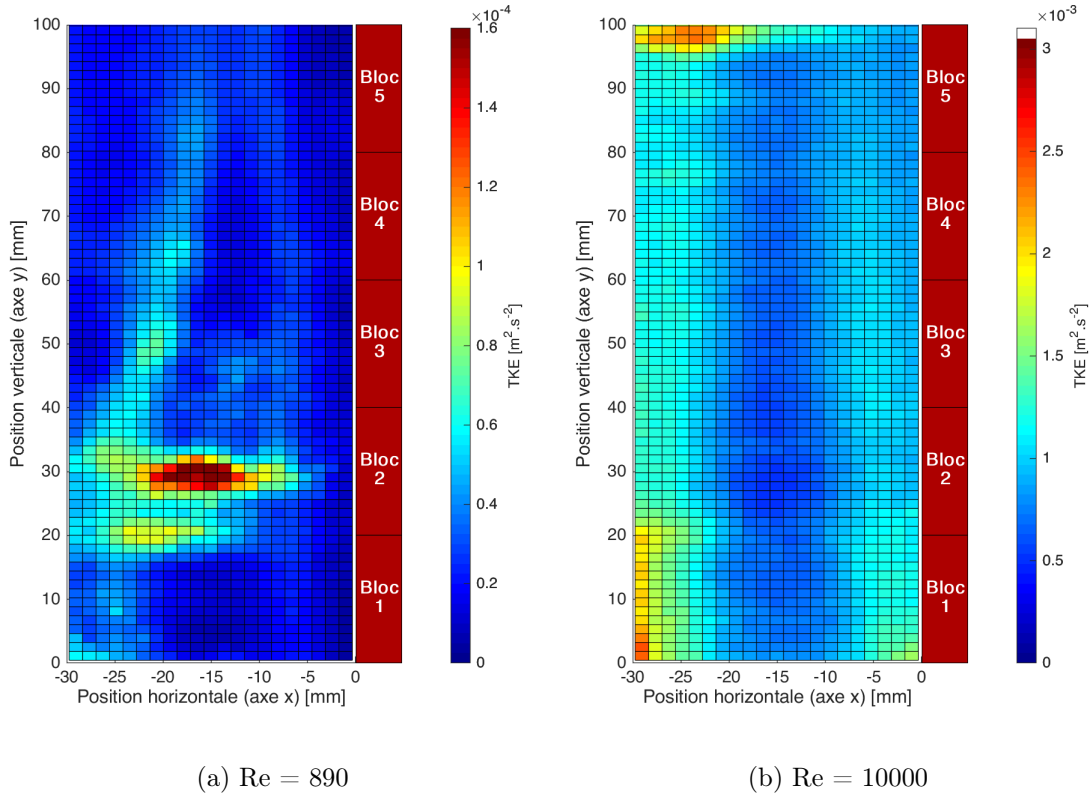


FIGURE IV.20 – Champs de TKE dans la section d’essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ pour deux régimes d’écoulement, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

En régime laminaire avec des ultrasons de 2 MHz, (figure IV.20a), les valeurs de TKE vont de $0,05 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ à $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. La TKE moyenne dans l’ensemble du champ de mesure est de $0,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. Pour ce régime d’écoulement, le champ de TKE présente une similarité importante avec la figure IV.19a, puisque les zones où la TKE est la plus élevée correspondent généralement aux zones où le rapport $U_{US}/U_{Silencieux}$ est proche de 1. Il est également possible d’observer que la TKE est la plus élevée au centre de l’écoulement au niveau du bloc 2 ($y \approx 30 \text{ mm}$). Ainsi, les fluctuations de la vitesse à l’origine de l’énergie cinétique turbulente sont les plus importantes au niveau de la zone d’interaction entre écoulement et courants acoustiques.

La figure IV.20b présente le champ de TKE en régime turbulent lorsque l’écoulement est soumis à des ultrasons de 2 MHz. Les valeurs de TKE vont de $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ à $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. La TKE moyenne dans l’ensemble du champ de mesure de la section d’essais est de $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ contre $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ en conditions silencieuses. Ainsi, les ultrasons de 2 MHz induisent une augmentation de l’énergie cinétique turbulente par rapport à un écoulement silencieux caractérisé par le même nombre de Reynolds.

Afin d’évaluer l’augmentation de la TKE induite par les ultrasons de 2 MHz en régime turbulent, la figure IV.21 présente le champ de facteur d’intensification de l’énergie cinétique turbulente (TKE EF), déterminé à partir des champs de TKE sans ultrasons, et avec ultrasons de 2 MHz. Comme dans le cas des ultrasons de 25 kHz, ce facteur d’intensification est uniquement déterminé pour un nombre de Reynolds de 10000 (régime turbulent), car pour un régime laminaire la TKE mesurée est uniquement due aux ultrasons.

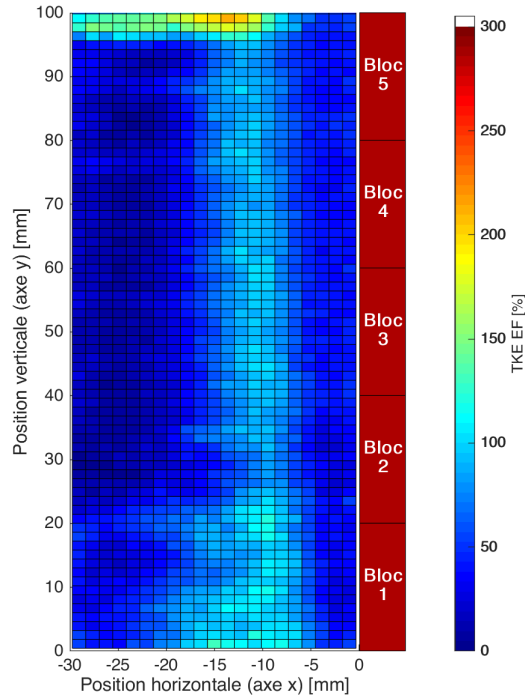


FIGURE IV.21 – Champ de TKE EF, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$)

Comme le montre la figure IV.21, en régime turbulent les ultrasons de 2 MHz permettent d'augmenter en partie la TKE, notamment au niveau d'une zone centrale (entre $x = -16 \text{ mm}$ et $x = -7,5 \text{ mm}$) où le TKE EF est plus élevé que dans le reste du canal. Cependant, à proximité de la paroi chauffante, les fluctuations instantanées de la vitesse augmentent peu en présence d'ultrasons de 2 MHz.

La figure IV.22 présente le profil de TKE au niveau du bloc 5 sans et avec ultrasons de 2 MHz en régime turbulent, ainsi que le TKE EF correspondant, associé au TKE EF moyen dans le champ de mesure.

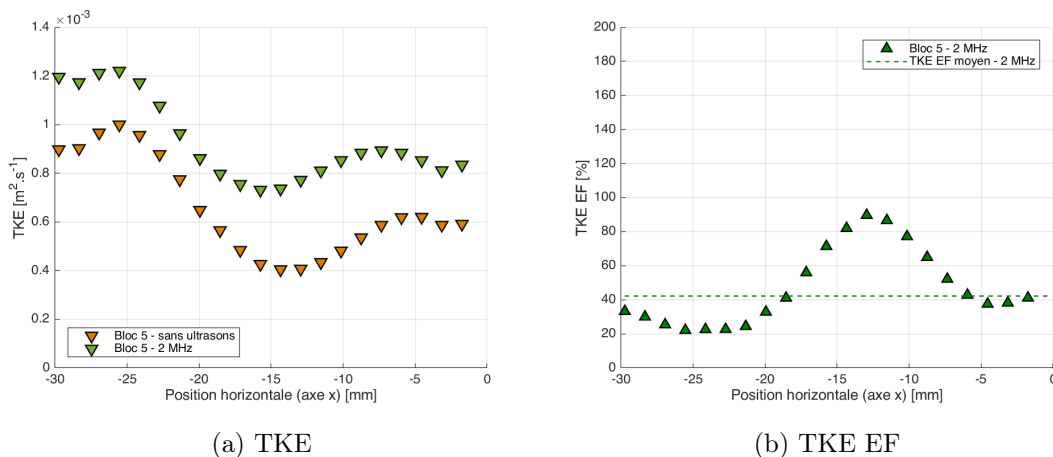


FIGURE IV.22 – Profil de TKE et TKE EF au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$)

La figure IV.22a permet de visualiser l'évolution de la TKE selon la position horizontale, en régime silencieux et comparativement en présence d'ultrasons de 2 MHz. Ces profils, issus des figures IV.20b et IV.3b, sont déterminés à partir de la TKE moyennée au niveau

du bloc 5 (entre $y = 85 \text{ mm}$ et $y = 95 \text{ mm}$). Ainsi, la TKE est plus élevée en présence d’ultrasons de 2 MHz, tout en conservant une tendance similaire à un écoulement silencieux.

Les résultats de la figure IV.22b montrent que l’intensification moyenne de l’énergie cinétique turbulente par les ultrasons de 2 MHz est de 42%. Le profil de TKE EF au niveau du bloc 5 confirme que l’intensification des fluctuations de vitesses se fait principalement au centre de l’écoulement, mais reste très faible à proximité des parois.

Ainsi, les ultrasons de 2 MHz induisent des effets qui évoluent fortement selon le régime d’écoulement. En effet, en régime laminaire, les courants acoustiques produits par les ultrasons induisent une perturbation importante du champ de vitesse, qui se traduit par une diminution importante de la vitesse U_y à proximité du transducteur ultrasonore. Le débit étant constant, la vitesse U_y augmente donc à proximité de l’autre côté du canal, à proximité de la paroi chauffante, mais également en partie selon les composantes x et z , due aux effets anisotropiques. Les zones d’interactions entre les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz et l’écoulement correspondent également aux zones de fortes fluctuations de la vitesse, ce qui se traduit par l’apparition d’énergie cinétique turbulente au sein d’un écoulement laminaire.

Lorsque les ultrasons de 2 MHz sont générés dans un écoulement turbulent, les effets induits sont moins importants. En effet, les courants acoustiques n’induisent aucun effet notable sur le champ de vitesse. Les résultats montrent qu’ils sont néanmoins à l’origine d’une légère augmentation de l’énergie cinétique turbulente, principalement localisée au centre de l’écoulement. Cependant la contribution des ultrasons de 2 MHz à la production de turbulence est bien moins importante que les forces d’inerties de l’écoulement. Ainsi, les ultrasons de 2 MHz produisent des effets convectifs considérables lorsque le régime d’écoulement est laminaire. Ces effets sont considérablement atténués lorsque l’écoulement est turbulent.

IV.3.2 Analyse thermique

Les courants acoustiques générés par les ultrasons de haute fréquence ont démontré leur capacité à intensifier le transfert thermique, comme développé dans le chapitre I. En effet, les courants acoustiques permettent d’intensifier le transfert thermique en améliorant le mélange entre une surface d’échange et le fluide [82, 90]. Les courants acoustiques permettent également d’améliorer le transfert thermique en convection forcée [52]. Ces effets ont été observés et analysés dans le chapitre III. L’objectif de cette section est d’analyser l’évolution des effets produits par les courants acoustiques sur le transfert thermique, en fonction du régime d’écoulement. Cette analyse s’appuie sur les résultats de l’approche hydrodynamique pour les ultrasons de 2 MHz présentés ci-avant.

La figure IV.23 présente les nombres de Nusselt pour chaque bloc de la plaque chauffante obtenus sans et avec ultrasons de 2 MHz, pour un écoulement laminaire ($Re = 890$) et pour un écoulement turbulent ($Re = 10000$).

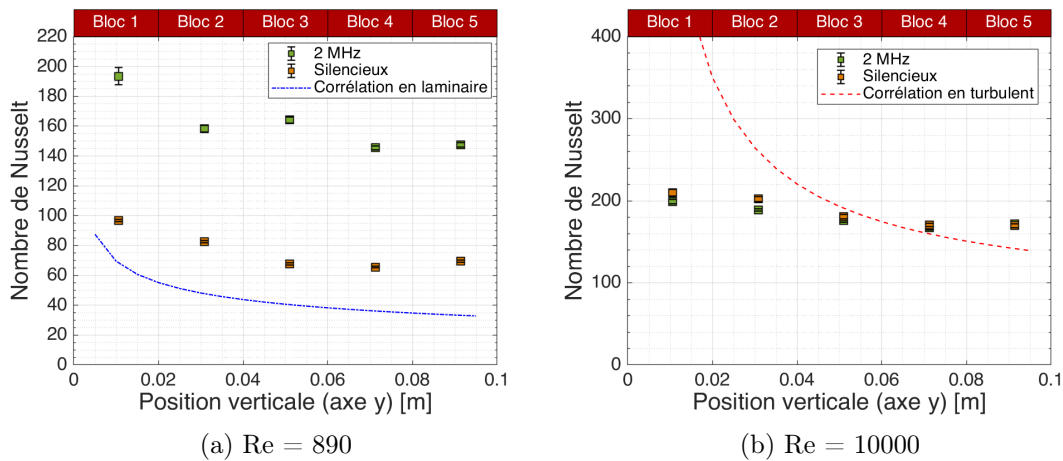


FIGURE IV.23 – Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et issus des corrélations en conditions silencieuses, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux régimes d'écoulement ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Comme illustré sur la figure IV.23a les nombres de Nusselt obtenus pour un écoulement laminaire en présence d'ultrasons de 2 MHz sont largement supérieurs aux nombres de Nusselt sans ultrasons. Ainsi, la présence des courants acoustiques se traduit par une augmentation des nombres de Nusselt, soit une intensification des transferts thermiques convectifs au niveau de chaque bloc chauffant, lorsque l'écoulement est laminaire, de manière similaire aux résultats obtenus dans le chapitre III.

En régime turbulent (figure IV.23b), les ultrasons de 2 MHz semblent ne générer aucun effet significatif sur le transfert thermique. En effet, les nombres de Nusselt sans ultrasons et avec ultrasons de 2 MHz sont identiques. Ainsi, pour ces conditions hydrodynamiques, les ultrasons de 2 MHz n'ont aucun effet sur le transfert thermique.

Afin d'analyser l'évolution des effets produits par les ultrasons de 2 MHz sur le transfert thermique selon le régime d'écoulement, la figure IV.24 présente l'évolution du nombre de Nusselt au niveau du bloc 5, sans ultrasons, et avec des ultrasons de 2 MHz, en fonction du nombre de Reynolds.

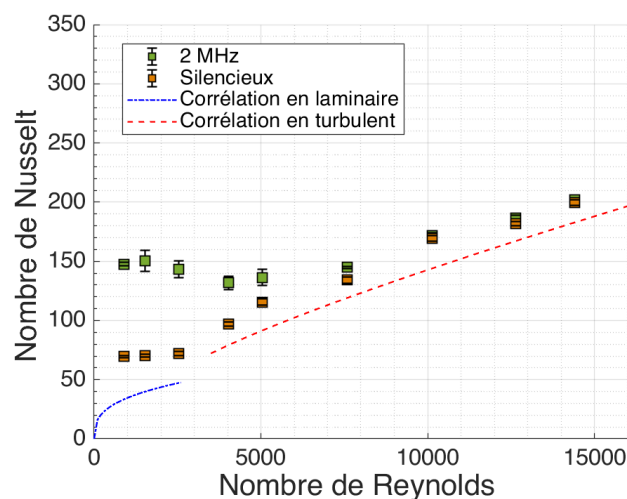


FIGURE IV.24 – Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons et corrélations empiriques en conditions silencieuses en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.24 montre que le nombre de Nusselt avec des ultrasons de 2 MHz reste globalement constant, autour d'une valeur de 150, pour les nombres de Reynolds compris

entre 890 et de 7500. Sur cet intervalle, en conditions silencieuses, le nombre de Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds, comme décrit précédemment (voir section IV.1.2). Ainsi l'écart entre les nombres de Nusselt obtenus sans et avec ultrasons de 2 MHz se réduit avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Au-delà d'un nombre de Reynolds de 7500, le nombre de Nusselt avec ultrasons de 2 MHz est identique au nombre de Nusselt sans ultrasons, et suit la même évolution croissante que le nombre de Nusselt sans ultrasons en fonction du nombre de Reynolds.

Ainsi, les ultrasons de 2 MHz permettent de garantir un certain niveau de mélange, et donc de transfert thermique convectif constant, induisant un nombre de Nusselt constant, quel que soit le nombre de Reynolds, tant que le transfert thermique induit par l'écoulement est moins important que le niveau de transfert thermique généré par les ultrasons de 2 MHz. Lorsque le niveau de transfert thermique induit par l'écoulement sans ultrasons est plus important que le niveau de transfert thermique pouvant être généré par les ultrasons de 2 MHz, ceux-ci n'ont plus aucune influence sur le transfert thermique. Le facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF) obtenu en présence d'ultrasons de 2 MHz est présenté sur la figure IV.25 en fonction du nombre de Reynolds.

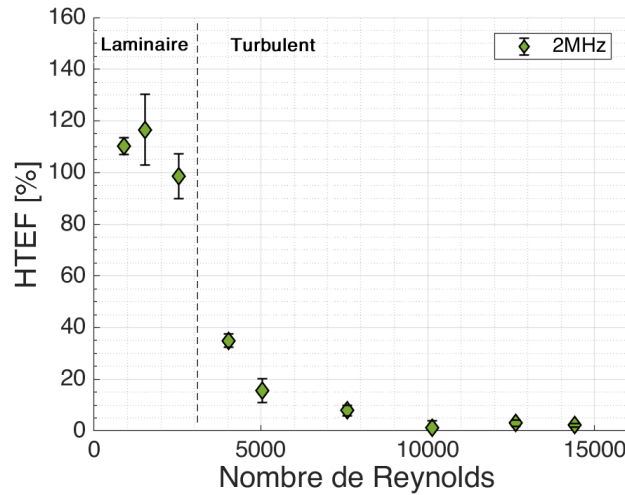


FIGURE IV.25 – HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Les résultats montrent que le HTEF diminue légèrement en écoulement laminaire, entre 110% et 95%. L'intensification décroît ensuite rapidement pour un nombre de Reynolds supérieur à 2500, jusqu'à atteindre un niveau proche de 0% pour des nombres de Reynolds supérieurs à 7500. L'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons de 2 MHz est donc nulle au-delà de ce nombre de Reynolds. Cette tendance avait en partie été observée par Bulliard *et al.* [52], cependant, les résultats ne permettaient pas de déterminer un nombre de Reynolds limite au-delà duquel les ultrasons de 2 MHz n'induisent plus d'intensification du transfert thermique.

L'analyse hydrodynamique a montré que les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz permettent de perturber les profils de vitesses au sein d'un écoulement laminaire, et d'augmenter l'énergie cinétique turbulente. Cependant les effets convectifs des ultrasons sont bien moins importants lorsque l'écoulement devient turbulent, les profils de vitesses n'étant pas modifiés par la présence d'ultrasons de 2 MHz, et l'énergie cinétique turbulente n'augmentant pas de manière substantielle. Les courants acoustiques étant identifiés comme le principal vecteur d'intensification du transfert thermique pour les ultrasons de haute fréquence [52, 77, 82], la dissipation de ces effets convectifs induit une atténuation et une annulation de l'intensification du transfert thermique.

L'intérêt des ultrasons de 2 MHz pour améliorer le transfert thermique, avec cette puissance ultrasonore et pour cette section d'essais, est donc limité à une gamme de nombres de

Reynolds allant jusqu'à 7500. Au-delà de cette gamme, les ultrasons ne génèrent plus d'intensification du transfert thermique, et ne présentent donc plus d'intérêt pour des nombres de Reynolds où le niveau de transfert thermique est naturellement élevé en conditions silencieuses.

De manière analogue à l'analyse réalisée pour les ultrasons de 25 kHz, il apparaît intéressant de caractériser l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons en fonction de l'inverse du coefficient d'échange convectif en conditions silencieuses $h_{silencieux}$ qui est proportionnel à l'épaisseur de la couche limite thermique, à partir des résultats pour l'ensemble de la plaque chauffante. La figure IV.26 présente donc l'évolution du HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en silencieux pour l'ensemble des blocs chauffants.

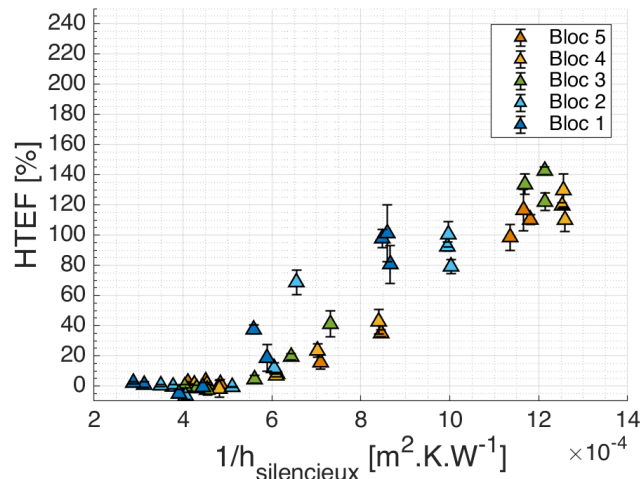


FIGURE IV.26 – HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure IV.26 montre que les résultats sont globalement très proches quel que soit le bloc, définissant très nettement une tendance. Ainsi, l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons de 2 MHz croît rapidement avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche limite. Par ailleurs, l'absence d'intensification se distingue très nettement en dessous d'une certaine épaisseur de couche limite.

Ainsi, les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz permettent d'intensifier le transfert thermique et donc de réduire la couche limite thermique jusqu'à une certaine épaisseur, dont la résistance thermique est ici équivalente à $1/h = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2.K.W^{-1}$. Si l'écoulement sans ultrasons induit une couche limite thermique dont la résistance thermique est inférieure à cette résistance thermique donnée, les courants acoustiques n'ont plus d'influence sur cette couche limite thermique, et ne permettent donc plus d'augmenter le transfert thermique. Le transfert thermique est alors uniquement piloté par l'hydrodynamique de l'écoulement et la présence d'ultrasons de haute fréquence ne présente plus aucun intérêt pour intensifier les transferts thermiques.

IV.3.3 Conclusions sur les effets produits par les ultrasons de 2 MHz selon le régime d'écoulement

En régime laminaire, les courants acoustiques produits par les ultrasons de 2 MHz permettent de perturber le champ de vitesse U_y . En effet, la vitesse à proximité du transducteur ultrasonore diminue fortement, ce qui a pour effet d'augmenter la vitesse à proximité de la plaque chauffante. Le gradient de vitesse est donc plus important à proximité de la paroi chauffante, ce qui permet une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale. De plus, les ultrasons de 2 MHz génèrent des fluctuations de la vitesse instantanée au sein de

l'écoulement. Ainsi, les effets convectifs produits par les ultrasons de haute fréquence, observés à partir des mesures de PIV, induisent une intensification du transfert thermique en régime laminaire. Cependant, l'augmentation du nombre de Reynolds a pour conséquence de diminuer l'influence des effets convectifs produits par les ultrasons. En effet, les ultrasons de 2 MHz n'induisent alors plus d'effet notable sur le champ de vitesse, et l'énergie cinétique turbulente n'augmente qu'en partie au centre de l'écoulement, la contribution des ultrasons de haute fréquence étant largement inférieure à celle de l'écoulement dans la génération de l'énergie cinétique turbulente. Ainsi, en régime turbulent, les effets convectifs des ultrasons de 2 MHz sont largement atténués. Pour les ultrasons de haute fréquence, l'intensification des transferts thermiques est liée aux courants acoustiques. La dissipation des effets convectifs pour les ultrasons de 2 MHz se traduit donc par une absence d'intensification des transferts thermiques en régime turbulent. L'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons de 2 MHz semble liée à l'épaisseur de la couche limite thermique, de telle façon que si l'écoulement sans ultrasons induit une couche limite thermique dont la taille est inférieure à l'épaisseur de couche limite thermique minimale atteignable avec les courants acoustiques, les ultrasons n'ont alors plus d'influence sur le transfert thermique convectif.

IV.4 Comparaison selon la fréquence ultrasonore

Les sections précédentes se sont consacrées à l'analyse distincte des effets générés par les ultrasons, pour deux fréquences ultrasonores différentes, en fonction du régime d'écoulement. L'objectif de cette dernière section est de comparer les résultats obtenus selon le régime d'écoulement pour ces deux fréquences ultrasonores à partir des résultats présentés et d'analyses complémentaires. La première partie de cette comparaison porte sur les effets hydrodynamiques produits par les ultrasons. La figure IV.27 représente le rapport entre champs de vitesse obtenus avec ultrasons et en silencieux $U_{US}/U_{silencieux}$ en régime laminaire ($Re = 890$), selon la fréquence ultrasonore (ces figures correspondent aux figures IV.9a et IV.19a présentées précédemment).

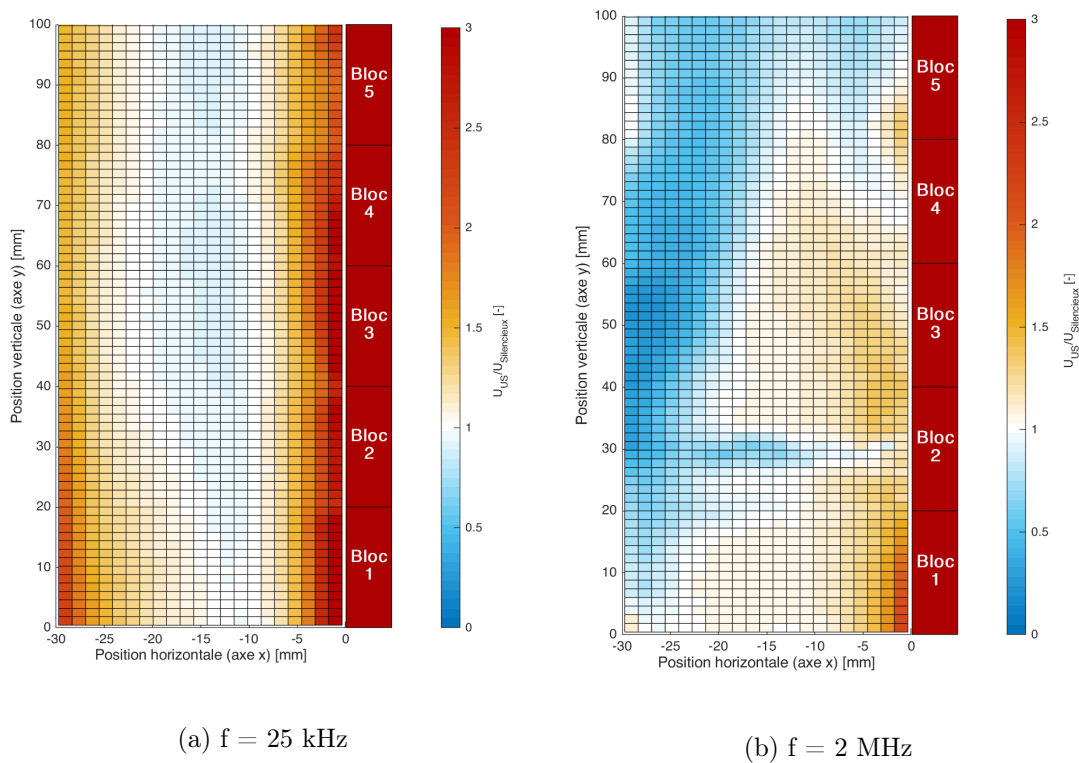
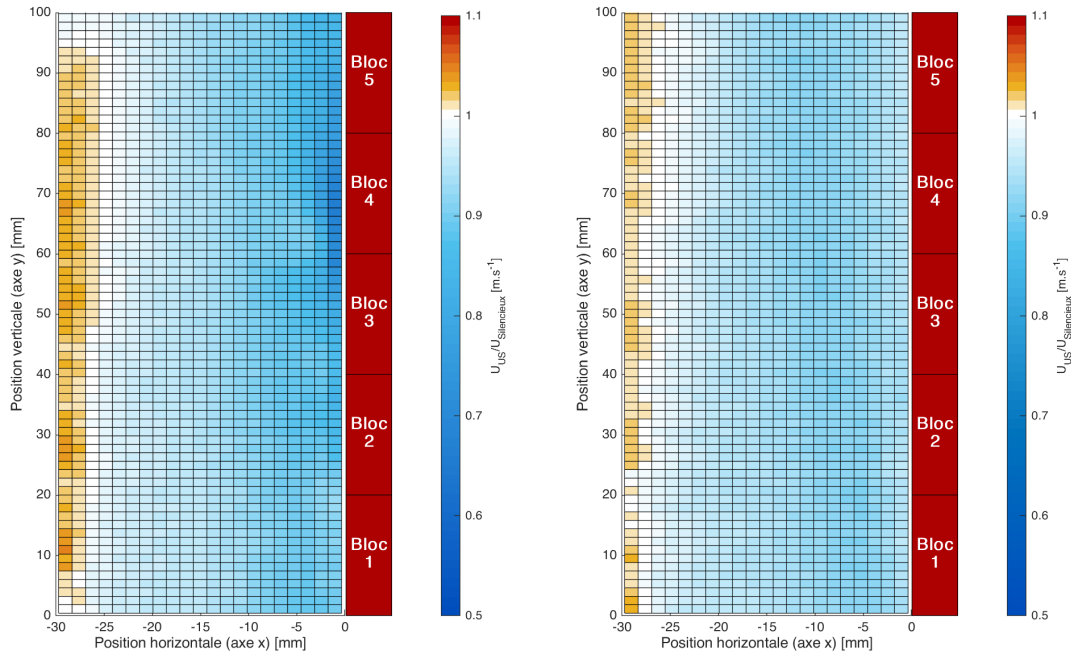


FIGURE IV.27 – Rapport entre champs de vitesse suivant la composante U_y avec et sans ultrasons, en régime laminaire, selon deux fréquences différentes ($Re = 890$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Tout d'abord, comme analysé précédemment, en régime laminaire, le gradient de vitesse à proximité de la paroi chauffante est très nettement augmenté en présence d'ultrasons, quelque soit la fréquence ultrasonore utilisée, puisque le rapport de vitesse $U_{US}/U_{silencieux}$ est supérieur à 1 le long de la paroi. La contrainte de cisaillement est donc augmentée par les ultrasons. Il est à noter que dans le cas des ultrasons de 2 MHz, la vitesse à proximité de la paroi au niveau du bloc 5 (figure IV.27b) apparaît légèrement plus faible que la vitesse sans ultrasons. Cela peut s'expliquer en partie du fait que les effets des courants acoustiques sur le profil de vitesse U_y sont anisotropes, comme présenté dans la partie IV.3.1, rendant son analyse délicate pour cette zone là. Par ailleurs, il apparaît intéressant de noter que la répartition des effets des ultrasons sur le champ de vitesse est très différente selon la fréquence ultrasonore.

La figure IV.28 présente le rapport entre champs de vitesse obtenus avec ultrasons et en silencieux $U_{US}/U_{silencieux}$, selon la fréquence ultrasonore, en régime turbulent ($Re = 10000$).



(a) $f = 25 \text{ kHz}$

(b) $f = 2 \text{ MHz}$

FIGURE IV.28 – Rapport entre champs de vitesse suivant la composante U_y avec et sans ultrasons, en régime turbulent, selon deux fréquences différentes ($Re = 10000$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Comme le montre la figure IV.28, en régime turbulent la composante de vitesse U_y est sensiblement similaire avec ou sans ultrasons, et ce, quelle que soit la fréquence ultrasonore, le rapport $U_{US}/U_{silencieux}$ étant dans l'ensemble proche de 1 ou légèrement inférieur. Seule la zone à proximité du transducteur ultrasonore ($x = 30 \text{ mm}$) présente des vitesses légèrement supérieures à 1. Les ultrasons de 25 kHz semblent induire cependant des vitesses un peu plus faibles localement à proximité de la paroi chauffante, possiblement dues à la présence locale de clusters de bulles de cavitation acoustique, comme discuté dans la partie IV.2.1. Ainsi, pour ce régime d'écoulement, les effets générés par les ultrasons sur le gradient de vitesse semblent donc complètement dissipés.

La figure IV.29 présente l'évolution du profil de TKE au niveau du bloc 5, selon l'axe x , en régime laminaire, pour les deux fréquences ultrasonores utilisées, ainsi que la TKE moyenne au sein de l'intégralité du champ de mesure.

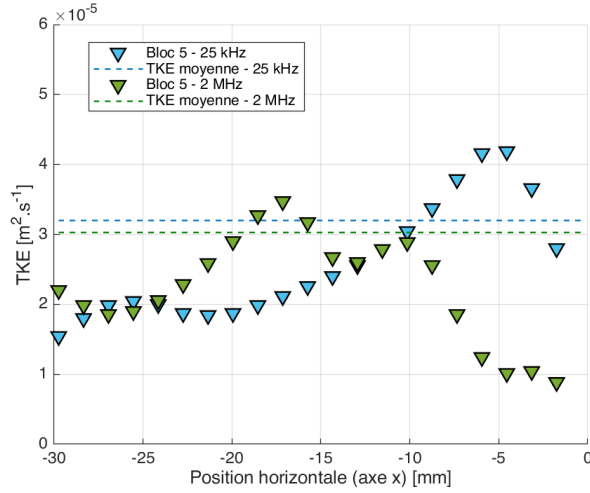


FIGURE IV.29 – Profils de TKE au niveau du bloc 5, et TKE moyenne dans le champ de mesure, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime laminaire, pour deux fréquences ultrasonores ($Re = 890$, $P_{US} = 110 \text{ W}$)

Les profils de TKE en régime laminaire se distinguent très nettement selon les fréquences ultrasonores. En effet, à 25 kHz au niveau du bloc 5, le profil de TKE est relativement constant dans la moitié du canal à proximité du transducteur (entre $x = -30 \text{ mm}$ et $x = -15 \text{ mm}$), autour d'une valeur de $2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. La TKE augmente ensuite rapidement à proximité de la paroi chauffante, avec un maximum local à $x = -4,5 \text{ mm}$, pour une valeur de TKE de $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. D'autre part, avec les ultrasons de 2 MHz, les valeurs de TKE les plus élevées sont observées entre $x = -21 \text{ mm}$ et $x = -9 \text{ mm}$, soit au centre de l'écoulement. Par ailleurs, il apparaît intéressant de noter que les valeurs de TKE moyenne au sein de l'intégralité du champ de mesure sont très proches quelle que soit la fréquence ultrasonore. Néanmoins, bien que la quantité d'énergie cinétique turbulente apportée par les ultrasons au sein du champ de mesure en régime laminaire soit similaire, la répartition spatiale de cette énergie cinétique turbulente diffère selon la fréquence. En effet, les ultrasons de basse fréquence à travers la cavitation acoustique induisent une TKE plus élevée à proximité de la paroi chauffante, tandis que les ultrasons de 2 MHz sont à l'origine d'une TKE plus importante au centre de l'écoulement, sous l'effet des courants acoustiques générés.

En régime turbulent, l'écoulement génère intrinsèquement de la TKE, et les ultrasons permettent d'augmenter en partie cette TKE. Afin d'évaluer cette augmentation, la figure IV.30 présente l'évolution du TKE EF selon l'axe x au niveau du bloc 5, pour un nombre de Reynolds de 10000 et pour les deux fréquences ultrasonores.

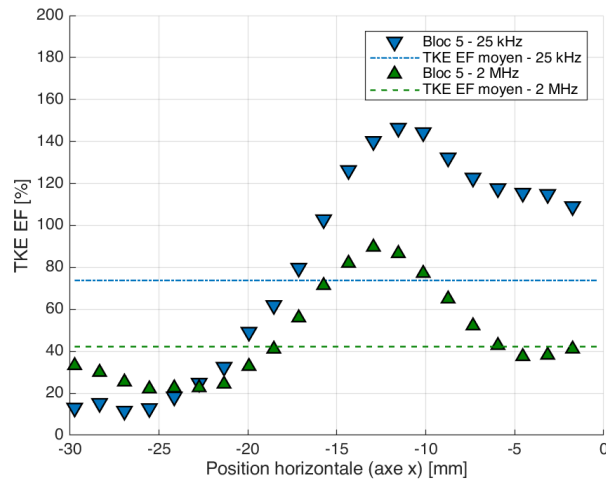


FIGURE IV.30 – Profils de TKE EF au niveau du bloc 5, et TKE EF moyen dans le champ de mesure, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores (25 kHz et 2 MHz), en régime turbulent ($Re = 10000$, $P_{US} = 110 \text{ W}$)

Comme le montre la figure IV.30, en régime turbulent, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente par les ultrasons est différente selon la fréquence ultrasonore. D'un point de vue global d'abord, puisque l'intensification moyenne de la TKE dans l'intégralité du champ de mesure de la section d'essais est de 74% avec les ultrasons de 25 kHz, tandis qu'il est de 42% avec les ultrasons de 2 MHz. D'un point de vue local ensuite, puisque l'augmentation de la TKE est principalement localisée à proximité de la paroi chauffante avec les ultrasons de 25 kHz, tandis que les ultrasons de 2 MHz induisent une augmentation de la TKE moins importante, et davantage localisée au centre de l'écoulement.

L'évolution des effets hydrodynamiques produits par les ultrasons se traduit par une évolution des effets sur le transfert thermique convectif dont les résultats sont présentés par la figure IV.31. A partir des nombres de Nusselt obtenus pour chaque fréquence au niveau du bloc 5, sur l'ensemble de la gamme des nombres de Reynolds étudiés, cette figure permet de comparer le transfert thermique induit par les ultrasons selon le régime d'écoulement, en fonction de la fréquence ultrasonore.

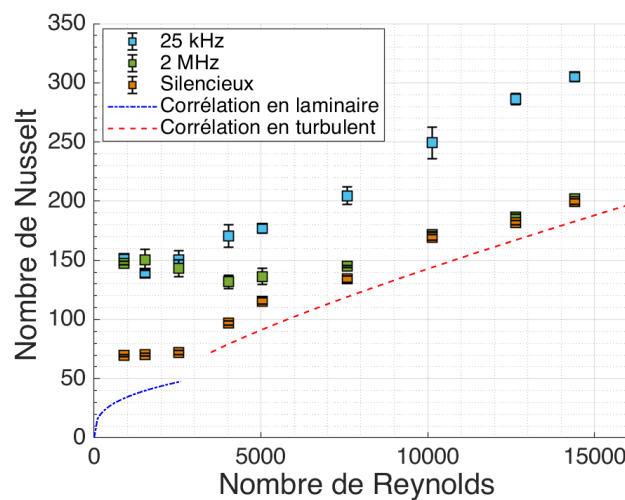


FIGURE IV.31 – Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et corrélations empiriques en conditions silencieuses, en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25 \text{ kHz}$ et $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

En régime laminaire, la figure IV.31 montre que les nombres de Nusselt en présence d’ultrasons sont proches, quelle que soit la fréquence. Cependant, pour un nombre de Reynolds supérieur à 2500, les nombres de Nusselt diffèrent fortement selon la fréquence ultrasonore. En effet, avec des ultrasons de 25 kHz, le nombre de Nusselt est croissant avec le nombre de Reynolds, et reste supérieur au nombre de Nusselt sans ultrasons. Avec les ultrasons de 2 MHz, le nombre de Nusselt reste constant jusqu’à un nombre de Reynolds de 7500. Au delà, le nombre de Nusselt avec ultrasons de 2 MHz est équivalent au nombre de Nusselt silencieux.

Concernant l’intensification du transfert thermique, la figure IV.32 présente l’évolution comparée du HTEF au niveau du bloc 5 en fonction du nombre de Reynolds pour les deux fréquences ultrasonores utilisées.

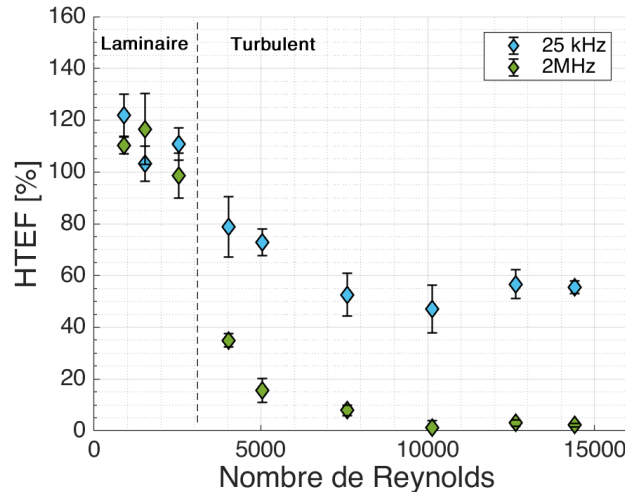


FIGURE IV.32 – HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25 \text{ kHz}$ et $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Les résultats montrent qu’en régime laminaire, le HTEF suit une tendance similaire quel que soit la fréquence ultrasonore. Cependant, en régime turbulent, l’intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons de 2 MHz diminue fortement avec l’augmentation du nombre de Reynolds, tandis que l’intensification produite par les ultrasons de 25 kHz, bien que décroissante, garantit un HTEF autour de 50% au niveau du bloc 5, pour les nombres de Reynolds les plus élevés, sur la gamme étudiée.

Plusieurs aspects permettent de justifier cette évolution. Tout d’abord, bien que le régime turbulent induise une dissipation des effets convectifs quelle que soit la fréquence, les ultrasons de 25 kHz permettent néanmoins d’augmenter l’énergie cinétique turbulente de manière plus importante que les ultrasons de 2 MHz, et cette augmentation est plus significative à proximité de la paroi. Par ailleurs, la cavitation acoustique permet d’améliorer les transferts pariétaux, même lorsque les effets convectifs sont dissipés par l’écoulement, comme l’ont montré Barthès *et al.* [62]. Ainsi, la cavitation acoustique produite par les ultrasons de 25 kHz, permet d’améliorer le transfert thermique en régime turbulent. Dans le cas des ultrasons de 2 MHz, produisant seulement des courants acoustiques, ils n’induisent plus d’effet sur le transfert thermique.

IV.5 Conclusions du chapitre IV

Ce chapitre IV a permis d'analyser plusieurs aspects de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons, selon la fréquence ultrasonore et les conditions hydrodynamiques de l'écoulement. A partir du dispositif expérimental présenté dans la partie II.1.4, une analyse hydrodynamique des effets des ultrasons est réalisée avec la PIV, en fonction du régime d'écoulement. Une analyse thermique permettant d'évaluer le transfert thermique convectif, selon différents nombres de Reynolds, est ensuite menée. Ces analyses sont réalisées préalablement en conditions silencieuses afin de définir un état de référence, puis en présence d'ultrasons de basse fréquence (25 kHz), et enfin en présence d'ultrasons de haute fréquence (2 MHz), émis perpendiculairement à l'écoulement.

En régime laminaire, les ultrasons de 25 kHz, dont la présence permet de générer de la cavitation acoustique au sein de l'écoulement, ont montré leur capacité à augmenter le gradient de vitesse à proximité de la paroi chauffante, ce qui signifie une contrainte de cisaillement pariétale plus importante. La présence des ultrasons de basse fréquence se traduit également par l'apparition d'énergie cinétique turbulente au sein de l'écoulement sans turbulence préexistante. Cette énergie cinétique turbulente est principalement produite à proximité des parois. D'autre part, en régime laminaire la présence des ultrasons de 25 kHz induit une intensification du transfert thermique. Le HTEF, qui quantifie l'intensification du transfert thermique, suit une tendance légèrement décroissante, passant de 120% à 110%, pour des nombres de Reynolds allant de 900 à 2500. En régime turbulent, l'effet des ultrasons de 25 kHz sur le champ de vitesse devient négligeable, la cavitation acoustique permet néanmoins d'intensifier l'énergie cinétique turbulente initialement produite par l'écoulement. Ainsi, les effets convectifs produits par les ultrasons et mesurés par PIV apparaissent comme nettement dissipés en régime turbulent. Cependant, la présence de cavitation acoustique au niveau de la paroi permet de maintenir un niveau d'intensification des transferts thermiques en régime turbulent. En effet, avec l'augmentation du nombre de Reynolds, le HTEF au niveau du bloc 5 décroît jusqu'à atteindre un asymptote autour de 50%, garantissant ainsi une intensification du transfert thermique quel que soit le nombre de Reynolds, sur la gamme étudiée. En analysant l'influence de l'épaisseur de la couche limite thermique, à partir des résultats pour l'ensemble des nombres de Reynolds testés, et pour tous les blocs chauffants, il apparaît que l'intensification du transfert thermique est étroitement liée à l'épaisseur de couche limite thermique initiale sans ultrasons. Ainsi, la réduction de la couche limite thermique en conditions silencieuses se traduit par une intensification du transfert thermique moins importante en présence d'ultrasons de 25 kHz.

Concernant les ultrasons de 2 MHz, ils permettent de générer des courants acoustiques au sein de l'écoulement, comme l'a montré le chapitre II. L'influence de ces courants acoustiques sur l'hydrodynamique et le transfert thermique évolue fortement selon le régime d'écoulement. En régime laminaire, la présence de courants acoustiques, émis perpendiculairement à l'écoulement, se traduit par une diminution de la vitesse à proximité du transducteur ultrasonore, et une augmentation de la vitesse à proximité de la paroi chauffante. De plus, les courants acoustiques permettent l'apparition d'énergie cinétique turbulente au sein de l'écoulement. Ainsi, avec l'augmentation de la vitesse à proximité de la plaque chauffante, la contrainte de cisaillement pariétale s'en trouve donc plus importante, et ces effets convectifs se traduisent par une intensification du transfert thermique en régime laminaire. En régime turbulent, les courants acoustiques n'induisent plus d'effet significatif sur le champ de vitesse moyen, néanmoins l'énergie cinétique turbulente initialement présente dans l'écoulement est en partie intensifiée, principalement au centre de l'écoulement. Les effets convectifs produits par les courants acoustiques sont ainsi considérablement atténués à proximité de la surface d'échange. Par conséquent, les courants acoustiques étant à l'origine de l'intensification des transferts thermiques pour les ultrasons de haute fréquence, l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une diminution importante de l'intensification des transferts thermiques, jusqu'à atteindre l'absence d'intensification,

pour des nombres de Reynolds supérieur à 7500. Par ailleurs, de manière similaire aux ultrasons de 25 kHz, l'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons de 2 MHz est clairement liée à l'épaisseur de la couche limite thermique. En effet, la réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique se traduit par une diminution du HTEF, pour tous les blocs chauffants. Ainsi, lorsque l'écoulement sans ultrasons induit une couche limite thermique correspondant à une résistance thermique inférieure à $5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, les ultrasons de 2 MHz n'ont alors plus d'influence sur le transfert thermique.

Ainsi, en régime laminaire, la présence d'ultrasons, quelle que soit la fréquence utilisée dans ce travail, permet d'augmenter la contrainte de cisaillement pariétale au niveau de la paroi faisant face à l'émetteur ultrasonore, soit ici la plaque chauffante. Cette augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale se traduit par une intensification du transfert thermique, pour les deux fréquences ultrasonores étudiées. Cependant, en régime turbulent, l'écoulement induit une dissipation des effets convectifs mesurés par PIV, quelle que soit la fréquence des ultrasons. Pour les ultrasons de 2 MHz, l'intensification des transferts thermiques est liée à la présence des courants acoustiques. Ainsi, l'absence d'effet convectif implique une absence d'intensification du transfert thermique en régime turbulent. Pour les ultrasons de 25 kHz, la cavitation acoustique est à l'origine de l'intensification des transferts pariétaux. Ainsi, même lorsque les effets convectifs sont dissipés par l'écoulement en régime turbulent, la cavitation acoustique produite par les ultrasons de 25 kHz permet d'intensifier le transfert thermique au niveau de la paroi chauffante.

Chapitre V

Étude énergétique de l'intérêt des ultrasons comme méthode d'intensification des transferts thermiques

Le chapitre IV a permis de démontrer que l'intensification du transfert thermique produit par les ultrasons décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds, pour les deux fréquences étudiées. Cependant l'évolution de cette intensification est fortement dépendante du couplage entre le régime d'écoulement et la fréquence ultrasonore utilisée. En effet, les ultrasons de basse fréquence (25 kHz) permettent de garantir un niveau d'intensification proche de 50%, quel que soit le bloc chauffant considéré, pour les nombres de Reynolds les plus élevés. Pour les ultrasons de haute fréquence (2 MHz), l'intensification du transfert thermique décroît bien plus rapidement, et ne produit plus aucune intensification pour un nombre de Reynolds supérieur à 7500. En analysant les résultats pour chaque bloc chauffant à partir de l'inverse du coefficient de transfert thermique silencieux ($1/h_{silencieux}$), qui est proportionnel à l'épaisseur de la couche limite thermique, les résultats ont montré une relation étroite entre l'intensification du transfert thermique et l'épaisseur de la couche limite thermique initiale en régime silencieux, pour les deux fréquences ultrasonores testées dans cette étude. Il semble ainsi intéressant d'analyser l'évolution de l'intensification du transfert thermique selon l'épaisseur de la couche limite thermique pour différentes configurations géométriques afin d'envisager une approche plus globale du phénomène.

D'autre part, dans le cadre d'une approche applicative, il apparaît nécessaire d'analyser l'intensification du transfert thermique à partir d'un bilan énergétique, afin d'évaluer le coût énergétique de l'utilisation des ultrasons relativement à l'augmentation du transfert thermique produite. En effet la bibliographie a montré que quelle que soit la méthode d'intensification utilisée, cela se traduit généralement par un coût énergétique supplémentaire. Ce dernier peut être lié à l'augmentation des pertes de charge, dues au système d'intensification utilisé (généralement les méthodes passives), ce qui se traduit par une augmentation de la puissance hydraulique. Ce surcoût énergétique peut également être induit par le fonctionnement du système d'intensification (méthodes actives). Ainsi, afin d'évaluer le coût de l'utilisation des ultrasons, relativement à l'intensification produite, il convient tout d'abord d'évaluer les potentiels effets des ultrasons sur les pertes de charges. Il est ensuite possible d'évaluer la puissance hydraulique nécessaire en régime silencieux afin d'atteindre le même niveau de transfert thermique qu'en présence d'ultrasons. Enfin, dans une perspective d'analyse énergétique liée à l'usage des ultrasons, l'intensification du transfert thermique peut être évaluée relativement au coût de puissance supplémentaire à fournir au système.

Ce chapitre se consacre en première partie à analyser l'évolution de l'intensification du transfert thermique selon l'épaisseur de la couche limite thermique pour différents entraxes

(la distance entre l'émetteur ultrasonore et la plaque chauffante), afin de pouvoir envisager une corrélation permettant de déterminer l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons, relativement à l'inverse du coefficient de transfert thermique en régime silencieux.

Une seconde partie propose une analyse énergétique de l'intensification produite par les ultrasons, tout d'abord en mesurant l'influence des ultrasons sur les pertes de charge, puis en étudiant la puissance nécessaire pour atteindre un niveau de transfert thermique donné en régime silencieux, ou en présence d'ultrasons. Enfin, cette partie est conclue par l'évaluation de l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, relativement au coût supplémentaire induit par leur utilisation.

V.1 Intensification du transfert thermique par ultrasons en lien avec la couche limite thermique

Comme présenté dans le chapitre IV, les résultats ont montré que l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons est dépendante de l'état de la couche limite thermique en régime silencieux (*cf.* figures IV.16 et IV.26). En effet, la capacité des ultrasons à intensifier les transferts thermiques est d'autant plus importante que la couche limite thermique est initialement plus épaisse en régime silencieux.

La première section de ce chapitre présente les résultats obtenus selon plusieurs entraxes, dans l'objectif de proposer une approche plus générale de l'intensification des transferts thermiques en prenant en compte des modes de convection interne et externe. Une seconde section se propose de construire une corrélation expérimentale à partir de l'ensemble des résultats obtenus pour les différents entraxes étudiés.

V.1.1 Intensification du transfert thermique par ultrasons selon différents entraxes

Cette section porte sur l'analyse de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons selon plusieurs configurations hydrodynamiques, à partir de la modification de l'entraxe d , soit la distance entre le transducteur ultrasonore et la plaque chauffante. Le chapitre IV était consacré à l'utilisation d'un seul entraxe $d = 33 \text{ mm}$, permettant d'étudier l'intensification du transfert thermique en convection interne, pour différents nombres de Reynolds. Dans ce nouveau chapitre, les mesures ont été réalisées dans la même section d'essais que dans le chapitre IV, mais avec deux autres entraxes $d = 63 \text{ mm}$ et $d = 107,5 \text{ mm}$, comme présenté dans le tableau V.1 (la largeur du canal restant la même pour chaque entraxe, soit 100 mm).

TABLE V.1 – Dimensions de la section d'essais

Entraxe d	Diamètre hydraulique D_h	Section de passage S
33 mm	$49,6 \text{ mm}$	$0,0033 \text{ m}^2$
63 mm	$77,3 \text{ mm}$	$0,0063 \text{ m}^2$
$107,5 \text{ mm}$	$103,6 \text{ mm}$	$0,01075 \text{ m}^2$

La gamme de débit étudiée est similaire à celle des essais réalisés dans le chapitre IV (de $0,21 \text{ m}^3.h^{-1}$ à $3,4 \text{ m}^3.h^{-1}$), correspondant à des vitesses débitantes plus faibles, du fait de sections de passage plus importantes.

Contrairement à l'entraxe $d = 33 \text{ mm}$, ces entraxes ne permettent cependant pas un établissement hydrodynamique de l'écoulement au sein de la section d'essais, par conséquent l'écoulement est assimilable à un écoulement externe le long d'une paroi chauffante, précédée par une longueur non-chauffée. Comparativement à l'étude présentée dans le chapitre IV, les longueurs caractéristiques sont par conséquent différentes, et l'utilisation des grandeurs adimensionnelles que sont les nombres de Nusselt et de Reynolds ne permettent

pas la comparaison selon ces différents types d'écoulements (internes et externes). Il est cependant possible d'analyser l'intensification des transferts thermiques à partir du facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF) en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique, correspondant à la résistance thermique de la couche limite thermique. Cette résistance thermique est directement liée à l'épaisseur de la couche limite thermique le long de la paroi chauffante, comme présenté dans le chapitre I par l'équation I.37. En effet, l'ensemble des essais étant réalisé avec le même fluide, et à la même température, la conductivité thermique k du fluide reste inchangée. Cette approche permet ainsi une comparaison de l'intensification des transferts thermiques quel que soit l'entraxe utilisé dans la section d'essais, puisque la couche limite thermique reste non-développée dans l'ensemble des conditions étudiées. L'approche présentée dans ce paragraphe permet également d'analyser le phénomène d'intensification des transferts thermiques par ultrasons quel que soit le type de convection forcée utilisée dans le système.

La démarche expérimentale est la même que celle utilisée au chapitre IV, les mesures de température au sein de chaque bloc chauffant permettant de calculer un coefficient de transfert thermique h , tel que présenté dans la section II.3.1.2 du chapitre II. Le HTEF est ensuite déterminé à partir des coefficients de transfert thermique en régime silencieux $h_{silencieux}$, et en régime ultrasonore h_{US} , à partir de l'équation (II.13).

La figure V.1 présente les valeurs de HTEF obtenues en présence d'ultrasons de 25 kHz, en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons ($1/h_{silencieux}$) pour l'ensemble des blocs chauffants, et selon les trois entraxes étudiés.

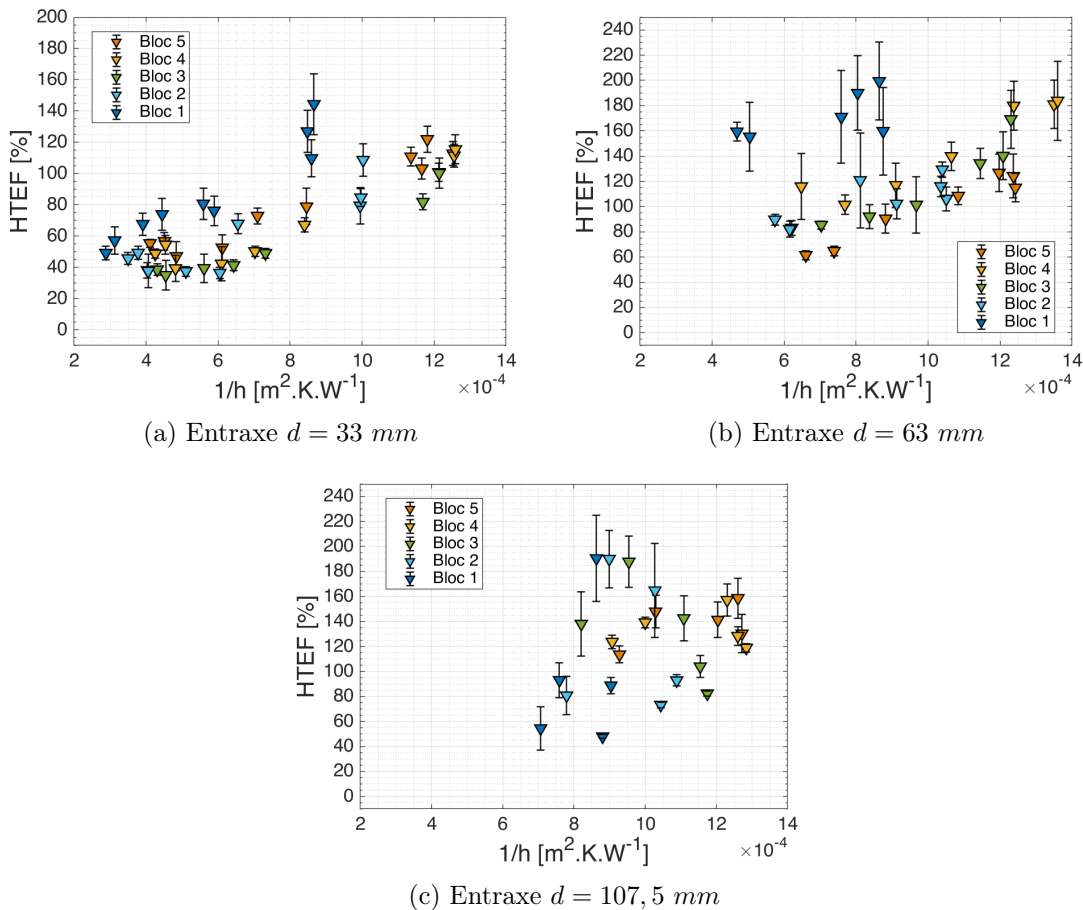


FIGURE V.1 – HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

L'intensification du transfert thermique, caractérisée par le HTEF, croît à mesure que le rapport $1/h$ augmente, quel que soit l'entraxe étudié. Il apparaît également que pour

des valeurs de $1/h$ fixées, le taux d'intensification thermique observé est similaire pour tous les entraxes de la figure V.1. Ces résultats suggèrent que l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons ne dépend que de l'épaisseur initiale de la couche limite thermique et non de l'entraxe. Cela signifie également que cette évolution est indépendante du type de convection forcée à l'oeuvre (interne ou externe). L'évolution du HTEF présente une tendance semblable à une loi de puissance, avec une augmentation du HTEF de plus en plus importante à mesure que la couche limite s'épaissit. Il faut également remarquer que la valeur minimale atteinte par le HTEF (correspondant donc aux épaisseurs minimales de couche limite thermique) est de 40%.

Il est cependant important de noter que les valeurs de HTEF peuvent être assez dispersées, notamment pour un entraxe $d = 107,5 \text{ mm}$, et que certaines valeurs présentent des écarts-types importants comme l'avaient déjà en partie montré les résultats rapportés dans les chapitres III et IV, avec les ultrasons de 25 kHz. En effet, la cavitation acoustique produit une intensification importante du transfert thermique, cependant le caractère stochastique de la cavitation acoustique, peut induire des différences notables d'un essai à l'autre, se traduisant par des écarts-types importants. Par ailleurs, les valeurs de HTEF au niveau du bloc 1 ont tendance à être supérieures au reste des résultats, et présentent dans l'ensemble des écarts-types importants, quel que soit l'entraxe utilisé.

Dans le cas des ultrasons de haute fréquence, la figure V.2 présente de façon identique le HTEF en présence d'ultrasons de 2 MHz, en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons ($1/h_{\text{silencieux}}$) pour l'ensemble des blocs chauffants, et selon les trois entraxes étudiés.

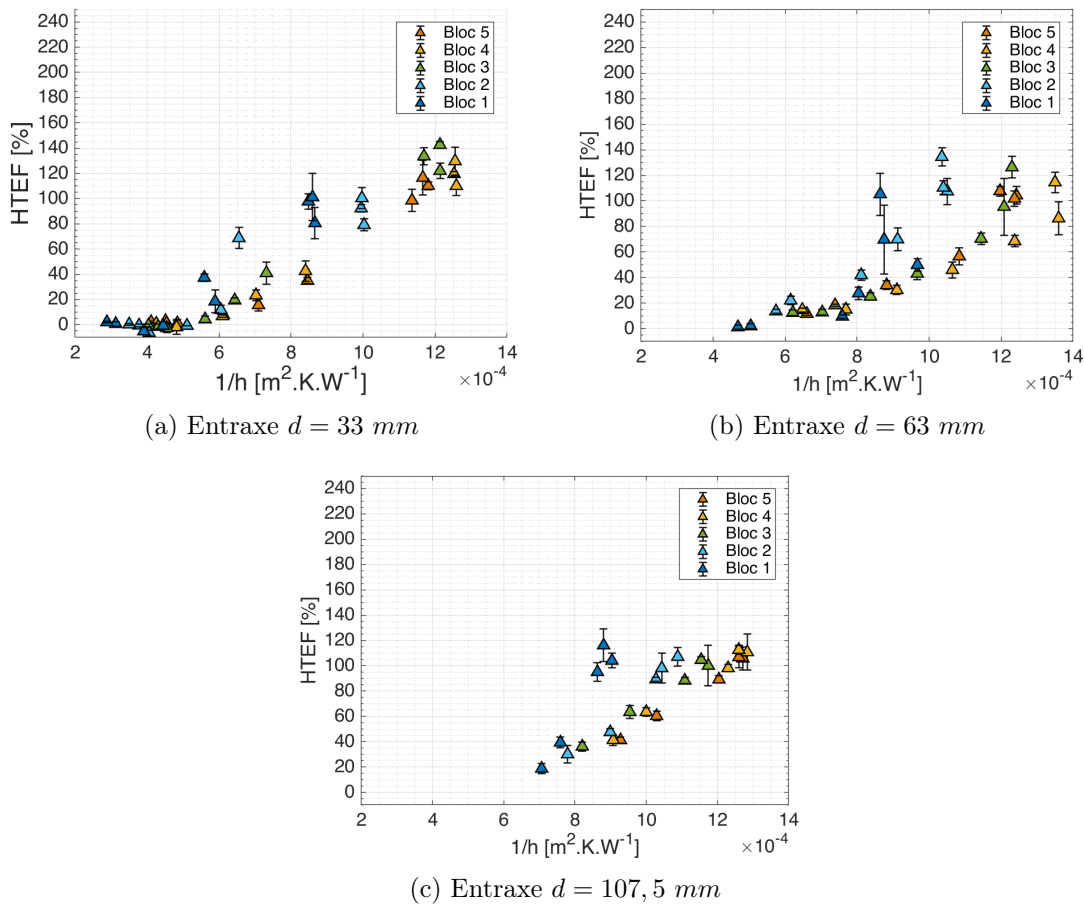


FIGURE V.2 – HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).

De manière similaire à ce qui est observé à 25 kHz, le HTEF suit une évolution crois-

sante, à mesure que l'épaisseur de la couche limite thermique silencieuse augmente. Le HTEF suit également une tendance semblable à une loi de puissance en fonction du rapport $1/h$. Cependant, avec les ultrasons de 2 MHz, contrairement aux ultrasons de basse fréquence, une valeur minimale du HTEF égale à 0% (il n'y a donc pas d'intensification) est mesurée en dessous d'une certaine épaisseur de couche limite thermique silencieuse initialement présente dans le système, correspondant ici à une valeur de $1/h$ égale à $5 \cdot 10^{-4} m^2.K.W^{-1}$.

Par ailleurs, les HTEF au niveau du bloc 1 ont tendance à être supérieurs aux résultats obtenus pour les autres blocs, et présentent des écarts-types plus importants, de manière similaire à ce qui a été observé avec les ultrasons de 25 kHz.

Néanmoins, à l'exception du bloc 1, il y a peu de dispersion entre les valeurs de HTEF, et les écarts-types sont dans l'ensemble moins importants que ceux mesurés avec les ultrasons de 25 kHz. Les courants acoustiques semblent présenter un caractère plus reproductible sur l'intensification du transfert thermique que la cavitation ultrasonore produite à basse fréquence.

Ainsi, en présence d'ultrasons de 2 MHz, l'intensification des transferts thermiques évolue de manière similaire à l'intensification produite par les ultrasons de basse fréquence, suivant une tendance décroissante à mesure que de l'épaisseur initiale de la couche limite thermique en régime silencieux diminue. Cependant, l'absence de cavitation acoustique avec les ultrasons de haute fréquence implique une diminution plus importante du HTEF. Ainsi, en dessous d'une certaine épaisseur de couche limite thermique, les courants acoustiques produits par les ultrasons de haute fréquence n'ont plus aucune influence sur le transfert thermique.

La figure V.3 présente l'ensemble des résultats de HTEF sans distinction des blocs, en fonction du rapport $1/h_{silencieux}$ en distinguant chaque entraxe, pour les deux fréquences ultrasonores étudiées.

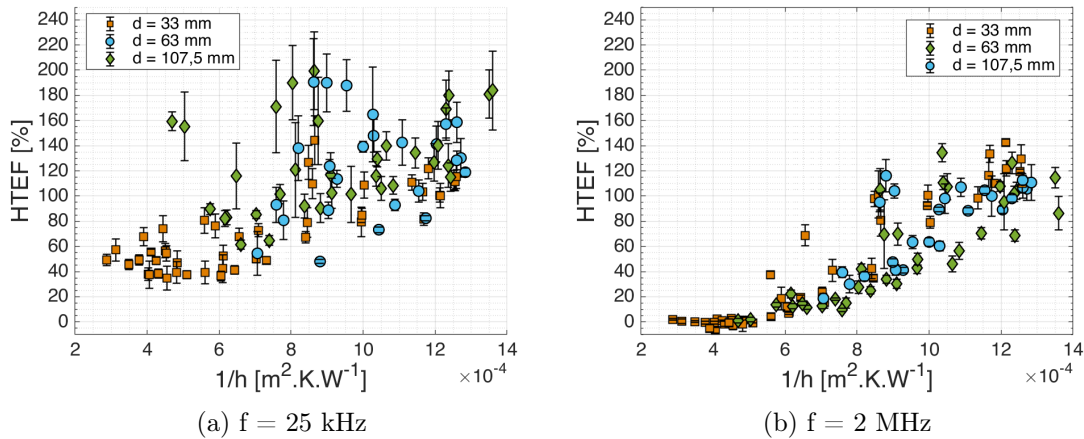


FIGURE V.3 – HTEF pour tous les blocs chauffants en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33$ mm; 63 mm; 107,5 mm), selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25$ kHz ou $f = 2$ MHz, $P_{US} = 110$ W).

Ainsi, la figure V.3 permet de distinguer nettement que l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons apparaît comme fonction de l'épaisseur de la couche limite thermique, sans influence de l'entraxe, et donc du type de convection. Ces résultats semblent cohérents avec la littérature, puisqu'en convection forcée, la bibliographie a montré que l'augmentation de la vitesse d'écoulement ou du régime d'écoulement, qui se traduit par une diminution de la couche limite thermique, induit systématiquement une diminution de l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, en convection interne [54, 107], mais également en convection externe [64].

Ceci est également vérifié en convection naturelle, puisque ce sont les configurations

les plus défavorables au transfert thermique, comme les configurations de plaques chauffantes horizontales orientées vers le bas (orientation présentant l'épaisseur de couche limite la plus importante), qui permettent les meilleures valeurs d'intensification des transferts thermiques [68]. Enfin, il est également démontré dans la littérature que les méthodes passives d'intensification des transferts thermiques sont elles aussi d'autant plus efficaces que les conditions thermo-hydrauliques sont initialement défavorables aux transferts thermiques (voir section I.2.3).

V.1.2 Approche corrélative de l'intensification du transfert thermique par ultrasons

Les résultats présentés précédemment illustrent l'existence d'un lien fort entre l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons, et l'épaisseur de la couche limite thermique initiale, quel que soit l'entraxe utilisé, et donc quel que soit le régime d'écoulement et le type de convection forcée. Il apparaît ainsi intéressant du point de vue du dimensionnement du système d'intensification ultrasonore de chercher à établir une corrélation expérimentale, permettant de déterminer l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons selon la fréquence ultrasonore, en fonction du coefficient de transfert thermique en régime silencieux.

Pour la construction de cette corrélation expérimentale, les valeurs de HTEF au niveau du bloc 1 ayant largement tendance à être supérieures aux autres résultats, le choix a été fait de ne pas les intégrer. En effet, ces mesures étant réalisées au début de la plaque chauffante, et donc du développement de la couche limite thermique, l'intensification générée par les ultrasons semble se comporter différemment.

Par ailleurs, certains résultats, notamment à 25 kHz, présentent des écarts-types importants et peuvent se retrouver éloignés des autres valeurs. Ainsi, afin d'établir cette corrélation, les valeurs de HTEF présentant un écart type supérieur à 20 points de pourcentage ont été écartées. Cela permet ainsi d'exclure de la démarche corrélative les résultats présentant des écarts-types trop importants, sans réduire trop fortement la quantité de données. Ainsi, avec les ultrasons de 25 kHz, 9 valeurs de HTEF ont été écartées, sur un total de 84, entre les blocs 2 et 5. A 2 MHz, seule 1 valeur de HTEF a été écartée, sur un total de 84 entre les blocs 2 et 5.

L'évolution du HTEF en fonction du rapport $1/h$ pour les trois entraxes, est présentée sur la figure V.4, pour chaque fréquence ultrasonore. Les résultats au niveau du bloc 1 et les valeurs présentant un écart-type supérieur à 20 points de pourcentage ont été retirés.

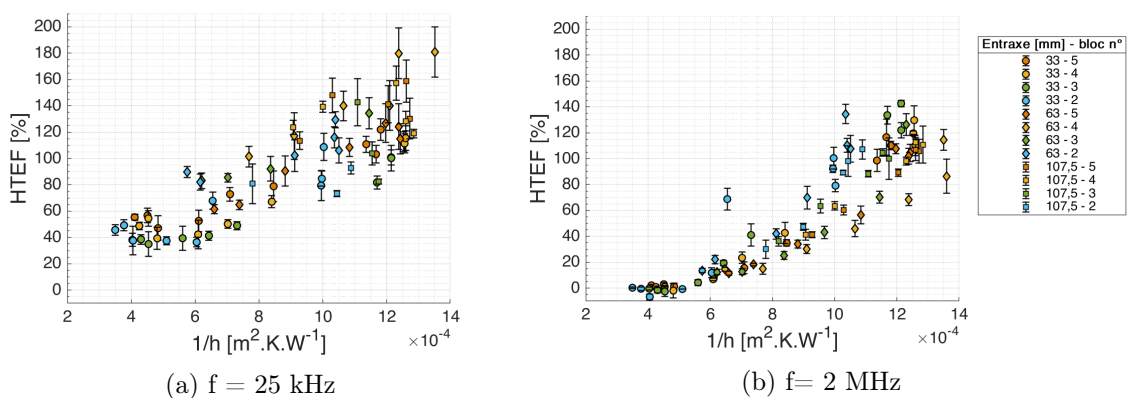


FIGURE V.4 – HTEF pour les blocs 2 à 5, en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, selon trois entraxes ($d = 33 \text{ mm} ; 63 \text{ mm} ; 107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$). Les deux figures partagent la même légende.

Les figures V.4a et V.4b traduisent nettement que l'évolution de l'intensification des

transferts thermiques suit une loi de puissance, quelle que soit la fréquence ultrasonore utilisée. Cependant la baisse du HTEF avec la diminution du rapport $1/h$ est bien plus importante avec les ultrasons de 2 MHz, atteignant 0% pour une valeur de $1/h$ égale à $5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, contre une valeur proche de 40% avec les ultrasons de 25 kHz, pour le même rapport $1/h$. Dans le cas des ultrasons de 2 MHz, il est intéressant de noter que les valeurs sont dans l'ensemble peu dispersées, quel que soit l'entraxe ou le bloc chauffant.

Les résultats suggèrent donc que l'intensification des transferts thermiques par ultrasons suit une tendance de la forme $y = a \times x^b + c$. En utilisant une courbe de tendance pour l'ensemble de ces résultats, selon la fréquence ultrasonore, il est possible de déterminer les coefficients a , b et c , caractéristiques de chacune des corrélations ainsi obtenues.

Pour les ultrasons de 25 kHz, cette courbe de tendance est présentée sur la figure V.5.

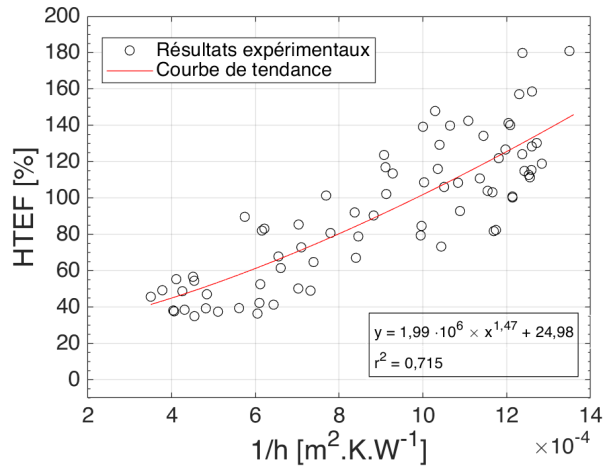


FIGURE V.5 – HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les trois entraxes utilisés, et pour les blocs 2 à 5, et courbe de tendance associée, suivant une loi de puissance ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

La figure V.5 présente l'ensemble des HTEF en fonction de $1/h$ silencieux, pour les blocs 2 à 5 et pour les 3 entraxes étudiés. A partir de cette courbe de tendance, les résultats ont permis de construire une corrélation expérimentale de HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en régime silencieux, tel que :

$$HTEF_{f=25 \text{ kHz}} [\%] = 1,99 \cdot 10^6 \times \left(\frac{1}{h}\right)^{1,47} + 24,98 \quad (\text{V.1})$$

Afin d'analyser les prédictions de la corrélation par rapport aux résultats expérimentaux, la figure V.6 présente le HTEF déterminé à partir de la corrélation, en fonction du HTEF expérimental mesuré, en présence d'ultrasons de 25 kHz.

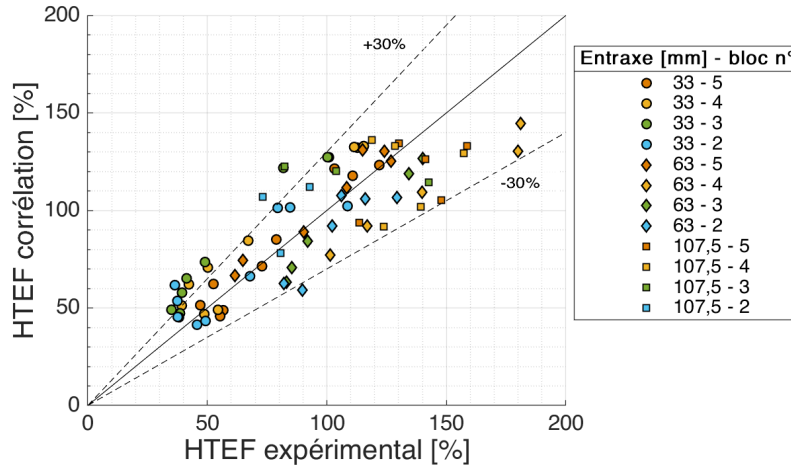


FIGURE V.6 – Comparaison entre HTEF obtenus à partir de la corrélation et HTEF expérimentaux, pour les trois entraxes utilisés et pour les blocs chauffants 2 à 5 ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).

La corrélation détaillée par l'équation (V.1) permet ainsi de prédire correctement la majorité des résultats, comme le montre la figure V.6 avec une marge d'erreur de 30%. Cette corrélation apparaît donc comme valide pour les blocs 2 à 5 ($0,02 \text{ m} \leq y \leq 0,1 \text{ m}$), pour une couche limite thermique non-développée, avec un rapport $1/h_{silencieux}$ allant de $3,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ à $13,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, avec des ultrasons de 25 kHz, et une puissance acoustique de 110 W.

Concernant les ultrasons de 2 MHz, la figure V.7 illustre la même démarche et présente la courbe de tendance obtenue à partir du HTEF en fonction du rapport $1/h$ en régime silencieux, pour les blocs 2 à 5, et pour les 3 entraxes étudiés.

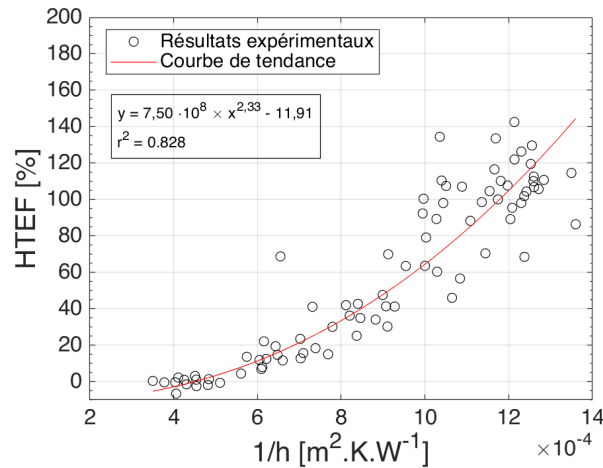


FIGURE V.7 – HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les trois entraxes utilisés, et pour les blocs 2 à 5 et courbe de tendance associée, suivant une loi de puissance ($f = 2$ MHz, $P_{US} = 110$ W).

A partir de la courbe de tendance représentée sur la figure V.7 qui suit une loi de puissance, ces résultats ont permis de construire une corrélation expérimentale de HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en régime silencieux, pour les ultrasons de 2 MHz, présentée ci-après :

$$HTEF_{f=2 \text{ MHz}} [\%] = 7,50 \cdot 10^8 \times \left(\frac{1}{h}\right)^{2,33} - 11,91 \quad (\text{V.2})$$

La figure V.8 permet de confronter les prédictions de la corrélation aux résultats expé-

rimementaux, à partir du HTEF déterminé par la corrélation, en fonction du HTEF expérimental, en présence d'ultrasons de 2 MHz.

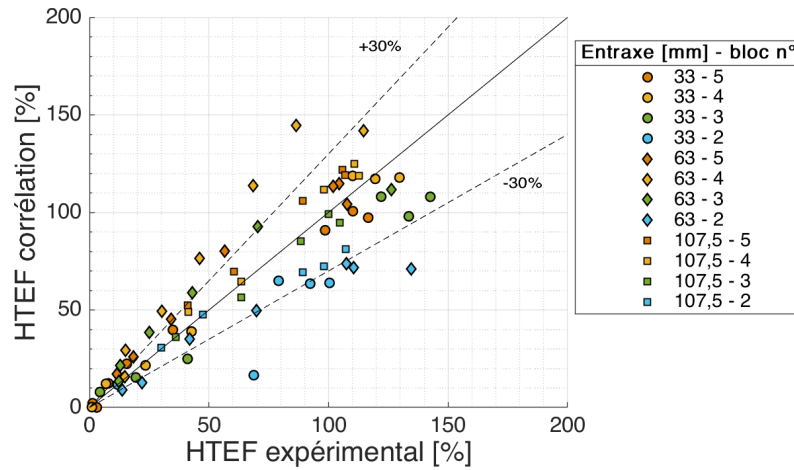


FIGURE V.8 – Comparaison entre HTEF obtenu à partir de la corrélation et HTEF expérimental, pour les trois entraxes utilisés et pour les blocs chauffants 2 à 5 ($f = 2$ MHz, $P_{US} = 110$ W).

Les résultats expérimentaux sont, dans leur grande majorité, correctement prédits à partir de la corrélation décrite par l'équation (V.2) pour les ultrasons de 2 MHz, avec une marge d'erreur de 30%. Il est à noter que pour plusieurs HTEF expérimentaux proches de 0%, l'écart relatif peut être supérieur à 30% par rapport à la corrélation, bien qu'en valeur absolue l'écart entre la corrélation et les résultats expérimentaux soit faible. Cette corrélation apparaît donc comme valide pour les blocs 2 à 5 ($0,02\text{ m} \leq y \leq 0,1\text{ m}$), pour une couche limite thermique non-développée, avec un rapport $1/h_{silencieux}$ allant de $3,4 \cdot 10^{-4}\text{ m}^2.K.W^{-1}$ à $13,5 \cdot 10^{-4}\text{ m}^2.K.W^{-1}$, avec des ultrasons de 2 MHz, et une puissance acoustique de 110 W.

Afin de comparer les résultats obtenus selon la fréquence, la figure V.9 récapitule l'ensemble des valeurs de HTEF pour les blocs 2 à 5, en fonction du rapport $1/h_{silencieux}$ pour chaque fréquence ultrasonore, associés aux corrélations correspondantes.

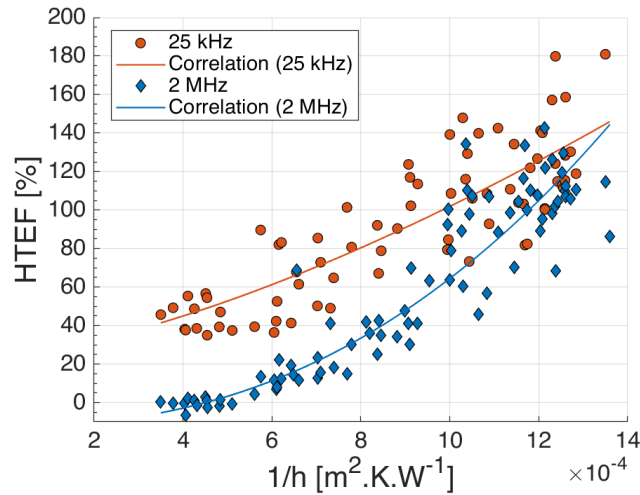


FIGURE V.9 – HTEF en fonction de l’inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les blocs 2 à 5, et corrélation associée, selon la fréquence ultrasonore ($f = 25 \text{ kHz}$ ou $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Ainsi, comme le montre la figure V.9 lorsque la résistance thermique liée à l’épaisseur de la couche limite thermique en régime silencieux se situe autour d’une valeur de $13 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$, les ultrasons de 25 kHz et de 2 MHz permettent d’atteindre un niveau d’intensification similaire. Avec la diminution de l’épaisseur de la couche limite thermique, l’intensification produite par les ultrasons de 2 MHz décroît plus rapidement qu’avec les ultrasons de 25 kHz, et ce quel que soit l’entraxe ou le bloc chauffant considéré.

En conclusion de cette première partie, les résultats obtenus avec différents entraxes ont montré que l’intensification du transfert thermique générée par les ultrasons évolue de manière similaire, quel que soit l’entraxe, en fonction de l’épaisseur de la couche limite thermique. Ainsi, il a été possible d’établir une corrélation expérimentale, permettant de prédire l’intensification du transfert thermique en fonction de l’état de la couche limite thermique en régime silencieux, pour des ultrasons de basse fréquence, ainsi que pour des ultrasons de haute fréquence. Ces corrélations expérimentales pour chaque fréquence permettent ainsi de prédire avec une marge d’erreur de 30% la grande majorité des résultats expérimentaux. Ces corrélations pourraient à l’avenir présenter un intérêt et constituer une base de travail afin de prédire l’intensification des transferts thermiques que seraient capables de générer les ultrasons s’ils étaient intégrés à un autre banc d’essais.

V.2 Analyse énergétique de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons

Comme l'a montré l'ensemble de ces travaux, pour un écoulement donné, les ultrasons peuvent permettre d'obtenir un niveau de transfert thermique supérieur à celui observé avec un même écoulement sans ultrasons. Cette augmentation du niveau de transfert thermique est cependant moins importante lorsque la couche limite thermique est initialement moins épaisse, et peut même être nulle, dans le cas des ultrasons de 2 MHz, lorsque l'épaisseur de la couche limite thermique est en dessous d'une certaine valeur limite (voir section IV.3.2). La bibliographie a également montré, dans la section I.2.3, que l'intensification du transfert thermique, suivant des méthodes passives ou actives, se traduit inéluctablement par un coût énergétique supplémentaire. Dans le cas des ultrasons, leur utilisation signifie la consommation d'une certaine puissance électrique, convertie en puissance acoustique par les transducteurs ultrasonores. Il est également nécessaire d'évaluer l'influence des ultrasons sur la puissance hydraulique, certains travaux [54] suggérant que les ultrasons ont une influence sur le coefficient de frottement, pour un écoulement interne.

Par ailleurs, il serait également possible d'atteindre le même niveau de transfert thermique sans ultrasons en augmentant la vitesse d'écoulement, permettant une augmentation du nombre de Reynolds, et donc une augmentation du nombre de Nusselt. Si l'intensification du transfert thermique était réalisée en augmentant la vitesse d'écoulement, cela se traduirait par une augmentation de la puissance hydraulique. Dans une perspective d'analyse énergétique de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons, il est donc pertinent d'évaluer la puissance hydraulique nécessaire pour atteindre le même niveau de transfert thermique qu'en présence d'ultrasons.

Enfin, dans l'objectif d'évaluer l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, relativement au coût de puissance supplémentaire, il est possible d'utiliser le *Performance Evaluation Criterion* (PEC), plus couramment utilisé pour les méthodes passives d'intensification du transfert thermique.

Ainsi, l'objectif de cette partie est de proposer une approche énergétique concernant l'augmentation du transfert thermique produite par les ultrasons. Une première section s'attache à évaluer l'influence des ultrasons sur les pertes de charges régulières. Une seconde partie propose d'analyser la puissance totale nécessaire pour atteindre un niveau de transfert thermique donné. Enfin, la dernière partie est consacrée à l'analyse de l'intensification des transferts thermiques, rapportée au coût de puissance supplémentaire.

V.2.1 Influence des ultrasons sur les pertes de charge régulières

Afin d'évaluer l'influence des ultrasons sur les pertes de charge au sein de la section d'essais, des mesures de pression différentielle ont été réalisées entre deux prises de pression, distantes de 40 cm et situées en amont et en aval du transducteur ultrasonore, comme décrit dans la partie II.1.4 et suivant la méthodologie présentée dans la partie II.3.4. Ces mesures ont été réalisées avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, pour des vitesses d'écoulement allant de 0,2 à 0,285 m.s^{-1} , correspondant à des nombres de Reynolds allant de 10000 à 14500, caractéristique d'un écoulement turbulent. Ces conditions ont été choisies afin de mesurer une pression différentielle suffisamment importante, compte tenu de la précision du capteur de pression utilisé. Les essais ont été réalisés sans ultrasons puis avec ultrasons, pour les deux fréquences étudiées (25 kHz et 2 MHz).

Ces résultats sont comparés aux pertes de charge linéaires théoriques, obtenue à partir de l'équation (I.25). Le coefficient de frottement théorique Λ est déterminé pour des parois de canal supposées lisses en régime turbulent, suivant la loi de Blasius :

$$\Lambda = 0,316 \times Re^{-1/4} \quad (\text{V.3})$$

La figure V.10 présente les résultats obtenus en fonction de la vitesse de l'écoulement

pour un écoulement silencieux, ainsi que pour un écoulement en présence d’ultrasons, pour chaque fréquence. La pression différentielle théorique pour un écoulement silencieux est également présentée sur la figure.

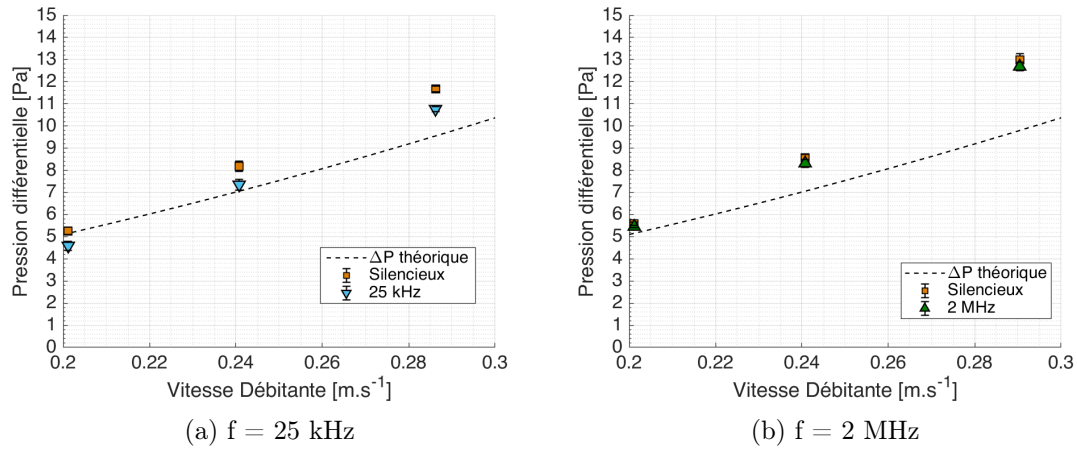


FIGURE V.10 – Valeurs théoriques et expérimentales de la pression différentielle entre les deux prises de pression à l’amont et à l’aval du transducteur ultrasonore, en fonction de la vitesse d’écoulement, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec des ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$).

Tout d’abord, les mesures de pertes de charge en écoulement silencieux présentées sur les figures V.10a et V.10b s’accordent globalement avec les résultats théoriques. La pression différentielle mesurée présente cependant des valeurs légèrement supérieures aux valeurs théoriques attendues. Cette différence peut s’expliquer du fait que les parois de la section d’essais n’étant pas parfaitement lisses, la loi présentée dans l’équation (V.3) sous-estime le coefficient de frottement, et il n’est donc pas surprenant d’observer des pertes de charge plus importantes.

Ensuite, lorsque l’écoulement est soumis à des ultrasons de 25 kHz, une diminution des pertes de charge est observée au sein du canal. Cette diminution reste faible en valeur absolue (une différence maximale de 1 Pa, mesurée pour une vitesse de $0,286 \text{ m.s}^{-1}$), néanmoins cette diminution est observée pour l’ensemble des essais.

Amiri Delouei *et al.* [54] ont également observé une diminution des pertes de charge lorsque des ultrasons de basse fréquence ($f = 28 \text{ kHz}$) sont générés au sein d’un écoulement dans une conduite circulaire. Les auteurs suggèrent que la cavitation acoustique pourrait permettre de réduire la friction de l’écoulement au niveau de la paroi, et ainsi réduire les pertes de charge.

D’autre part, lorsque des ultrasons de 2 MHz sont générés au sein de l’écoulement, aucun effet remarquable n’est observé sur les pertes de charges, quelle que soit la vitesse de l’écoulement. Les courants acoustiques produits par les ultrasons de haute fréquence ne semblent donc pas avoir d’influence notable sur les pertes de charge.

Afin d’évaluer l’effet des ultrasons sur les pertes de charge, relativement aux pertes de charge pour un écoulement sans ultrasons, certains travaux de la littérature [54] ont défini un facteur de réduction de pertes de charge, ($\Delta p \text{ RF}$ pour $\Delta p \text{ Reduction Factor}$), calculé de manière similaire au HTEF, comme un écart relatif, entre pertes de charge mesurées sans et avec ultrasons, suivant l’équation (II.16). Ainsi, un facteur de réduction de pertes de charges inférieur à 0% (et donc négatif) signifie que les ultrasons permettent de diminuer les pertes de charge.

La figure V.11 présente l’évolution du facteur de réduction de pertes de charge en présence d’ultrasons, en fonction de la vitesse de l’écoulement, pour chaque fréquence ultrasonore.

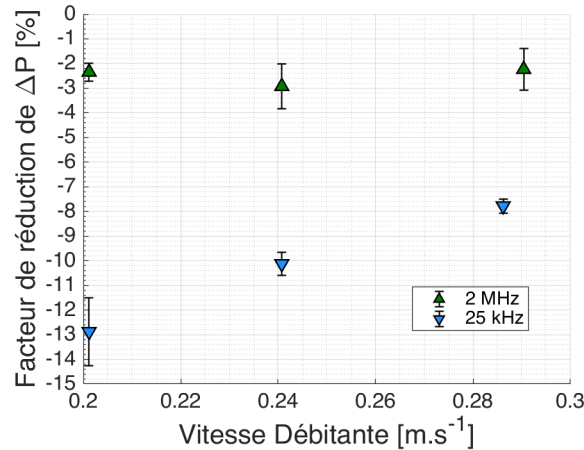


FIGURE V.11 – Facteur de réduction de pertes de charge en présence d’ultrasons, en fonction de la vitesse de l’écoulement pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec des ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$).

Les résultats montrent qu’en présence d’ultrasons de 25 kHz, le facteur de réduction de pertes de charge est d’environ -13% pour la vitesse la plus basse. Ce facteur de réduction est (en valeur absolue) moins important avec l’augmentation de la vitesse, traduisant une diminution des effets produits par les ultrasons sur les pertes de charge. A nouveau, cette évolution semble cohérente avec les résultats de Amiri Delouei *et al.* [54], qui ont observé que les ultrasons permettaient de réduire les pertes de charges, mais que cette réduction s’atténue avec l’augmentation de la vitesse de l’écoulement. Dans le cas des ultrasons de 2 MHz, les résultats indiquent un facteur de réduction de pertes de charge de l’ordre de 2%, quelle que soit la vitesse. Une si faible différence apparaît comme difficilement assimilable à un effet des ultrasons.

En conclusion de cette analyse de l’influence des ultrasons sur les pertes de charge, il est tout d’abord important de noter que pour les deux fréquences ultrasonores étudiées, il n’a pas été observé une augmentation significative des pertes de charge du fait de l’utilisation des ultrasons dans l’écoulement, contrairement à ce que l’on observe classiquement dans un écoulement où l’on augmente le niveau de transfert thermique convectif, que ce soit en augmentant la vitesse d’écoulement ou en augmentant le coefficient de frottement via des inserts ou des modifications des surfaces d’échange (corrugations, ailettes, etc...). D’autre part, il apparaît que les ultrasons de basse fréquence, semblent permettre de réduire les pertes de charge au sein de la section d’essais. Ce n’est pas le cas des ultrasons de haute fréquence. Ainsi, au regard de ces résultats, il semble que les ultrasons puissent induire un coefficient de frottement Λ plus faible. Si ces résultats sont cohérents avec les travaux d’Amiri Delouei *et al.* [54], qui est la seule autre étude référencée sur le sujet, l’origine de ces effets reste difficilement explicable.

Enfin, il apparaît important de noter que ces mesures ont été réalisées sur une gamme de vitesse peu étendue, en raison de fortes contraintes expérimentales, et sur une courte longueur de canalisation (0,4 m). Ainsi, d’autres investigations apparaissent comme nécessaires, afin de réaliser des essais sur une gamme de vitesse et de pertes de charge linéaires plus importantes.

V.2.2 Étude comparative des puissances nécessaires à l’existence d’un niveau de transfert thermique donné en conditions silencieuses ou ultrasonores

Cette section a pour objectif de proposer une analyse énergétique de l’intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons, en évaluant le coût de la puissance totale nécessaire pour atteindre un niveau de transfert thermique identique, dans le cadre

expérimental imposé par ce banc d'essais.

Comme détaillé dans le chapitre IV, les ultrasons peuvent permettre d'atteindre un niveau de transfert thermique plus élevé qu'en régime silencieux, pour un nombre de Reynolds donné. Il est cependant possible d'atteindre le même niveau de transfert thermique avec un écoulement en régime silencieux, mais avec un nombre de Reynolds plus élevé, comme illustré sur la figure V.12. Par exemple, pour atteindre un nombre de Nusselt de 170 et donc un niveau de transfert thermique donné, il est possible d'utiliser soit des ultrasons de 25 kHz émis dans un écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds de 4000 (flèche bleue), soit avec un écoulement sans ultrasons caractérisé par un nombre de Reynolds de 10000 (flèche orange).

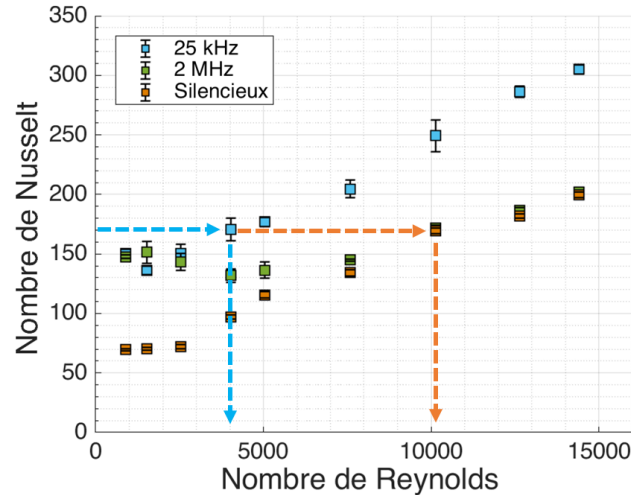


FIGURE V.12 – Nombre de Reynolds équivalent, pour un nombre de Nusselt donné, à partir des résultats obtenus avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ en régime silencieux, et en présence d'ultrasons de 25 kHz, ou de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$).

Le nombre de Reynolds correspond à une vitesse débitante donnée pour un diamètre hydraulique fixé, et donc pour la section de passage correspondante, à un débit volumique fourni par la pompe du circuit hydraulique. Ce débit se traduit finalement par une certaine puissance hydraulique utilisée, en fonction des pertes de charge du circuit, comme l'a montré l'équation (I.26). Ainsi, l'utilisation des ultrasons permet d'atteindre un même nombre de Nusselt (évaluant le niveau de transfert thermique convectif) pour un nombre de Reynolds moins élevé qu'en régime silencieux, ce qui se traduit par un besoin de puissance hydraulique moins important. Cependant, leur utilisation implique également une consommation de puissance acoustique. Il est à noter que pour cette analyse, et en première approximation, compte tenu des résultats présentés au paragraphe V.2.1, il sera considéré que les ultrasons n'induisent pas d'effets significatifs sur les pertes de charge au sein de l'ensemble du banc d'essais, et donc sur la puissance hydraulique. De plus, cette analyse est réalisée par rapport à la puissance hydraulique pour l'ensemble du banc d'essais, plutôt que sur la section d'essais limitée au dispositif de la plaque chauffante. En effet, la puissance hydraulique nécessaire pour faire circuler le fluide sur la gamme de débit disponible sur le banc d'essais, pour un canal de 40 cm (*i.e.* la longueur du canal entre les deux points de mesures de pression) est très faible ($P_h \ll 1 \text{ W}$) comparativement à la puissance acoustique utilisée ($P_{US} = 110 \text{ W}$), et n'est pas représentative de la puissance consommée sur l'ensemble du banc d'essais utilisé.

L'objectif est donc d'évaluer la puissance totale consommée par le banc d'essais utilisé dans ces travaux afin d'obtenir un niveau de transfert thermique donné. Cette analyse est menée pour les résultats présentés dans le chapitre IV, avec un entraxe de 33 mm, au niveau du bloc 5.

Tout d'abord, il est nécessaire de déterminer une corrélation basée sur les résultats

expérimentaux en régime silencieux obtenus à partir de cette section d'essais, permettant de calculer un nombre de Nusselt, en fonction du nombre de Reynolds, les corrélations utilisées dans le chapitre IV sous-évaluant les nombres de Nusselt obtenus dans la section d'essais. Cette corrélation est déterminée uniquement pour les résultats en régime turbulent, les ultrasons induisant toujours un nombre de Nusselt supérieur à ceux obtenus en régime laminaire sans ultrasons. La figure V.13 présente la courbe de tendance permettant de déterminer la corrélation pour les nombres de Nusselt en régime silencieux et pour un écoulement turbulent.

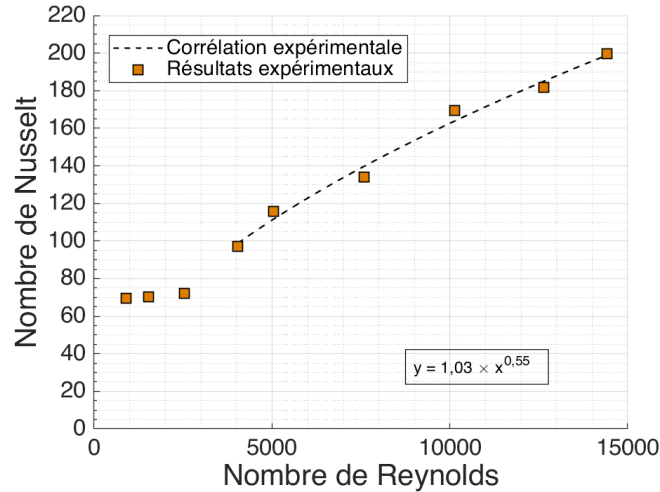


FIGURE V.13 – Nombres de Nusselt expérimentaux au niveau du bloc 5 en fonction du nombre de Reynolds, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, sans ultrasons, et courbe de tendance pour les résultats en régime turbulent.

Cette corrélation issue des résultats expérimentaux sans ultrasons au niveau du bloc 5, avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, est uniquement fonction du nombre de Reynolds. L'influence du nombre de Prandtl n'est pas pris en compte ici car l'ensemble de l'étude est réalisé avec le même fluide, maintenu à la même température pour chaque essai, permettant de considérer que le nombre de Prandtl est constant. La corrélation est présentée ci-dessous :

$$Nu = 1,03 \times Re^{0,55} \quad (\text{V.4})$$

A partir de cette corrélation, il est désormais possible de prédire un nombre de Reynolds équivalent en régime silencieux, pour un nombre de Nusselt donné. Le nombre de Reynolds équivalent ainsi obtenu permet ensuite de définir une vitesse débitante équivalente, puis un débit équivalent. En utilisant la courbe de pompe utilisée pour ce banc d'essais (voir Annexe A), il est possible de déterminer les pertes de charge au sein du circuit pour un débit donné à partir du point de fonctionnement. La puissance hydraulique peut ensuite être calculée, telle que rappelée par l'équation suivante :

$$P_h = Q_v \cdot \Delta p \quad (\text{V.5})$$

En présence d'ultrasons, la puissance totale consommée correspond quant à elle à la somme de la puissance hydraulique et de la puissance acoustique. Ainsi la puissance totale peut être approximée par :

$$P_{tot} = P_h + P_{US} \quad (\text{V.6})$$

Ainsi, à chaque nombre de Nusselt obtenu en présence d'ultrasons, est associée la puissance totale (hydraulique et acoustique) correspondante, ou bien la puissance hydraulique équivalente pour obtenir ce même nombre de Nusselt et donc le même niveau de transfert en régime silencieux. La figure V.14 présente les résultats obtenus avec les ultrasons de

25 kHz. Il est important de noter que pour cette figure, la puissance totale désigne la puissance hydraulique équivalente, pour les nombres de Nusselt sans ultrasons, ou la somme de la puissance hydraulique et de la puissance acoustique, pour les nombres de Nusselt obtenus en présence d'ultrasons.

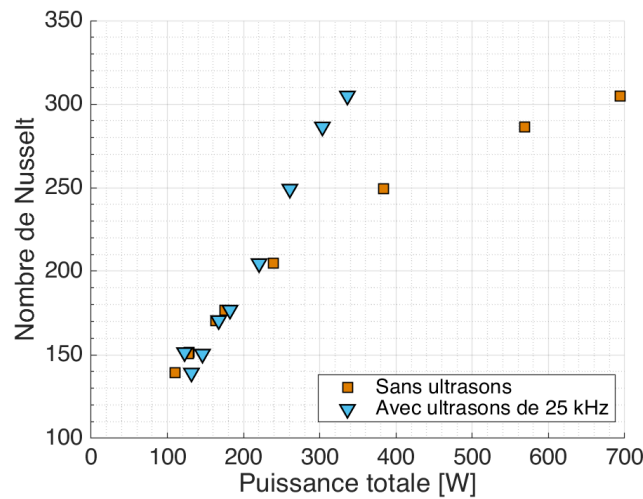


FIGURE V.14 – Nombre de Nusselt au niveau du bloc 5 associé à la puissance totale ($P_{hydro} + P_{US}$) en présence d'ultrasons, ou puissance hydraulique équivalente en régime silencieux, pour le même niveau de transfert thermique, avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Comme l'ont montré les résultats dans le chapitre IV (voir figure IV.14), en régime laminaire et donc à basse vitesse, les ultrasons de basse fréquence permettent d'atteindre un nombre de Nusselt plus élevé qu'en régime silencieux. Cependant, à basse vitesse, la puissance hydraulique est également faible. La puissance acoustique contribue donc fortement à la puissance totale. Ainsi, comme le traduit la figure V.14, pour des nombres de Nusselt compris entre 150 et 200, la puissance totale en présence d'ultrasons est comprise entre 120 et 210 W, dont 110 W de puissance acoustique. Par conséquent, obtenir un même niveau de transfert thermique (un nombre de Nusselt compris entre 150 et 200) en régime silencieux requiert une puissance hydraulique proche de la puissance totale requise en régime ultrasonore. L'utilisation des ultrasons de basse fréquence pour atteindre ce niveau de transfert thermique ne présente donc ici aucun intérêt énergétique.

Cependant, pour des nombres de Nusselt supérieur à 200, il apparaît que la puissance totale consommée est moins importante que la puissance hydraulique nécessaire pour atteindre le même niveau de transfert thermique sans ultrasons. Afin d'illustrer cela par un exemple, pour atteindre un nombre de Nusselt de 305, en présence d'ultrasons la puissance totale nécessaire ($P_{US} + P_{hydro}$) est de 336 W, contre 694 W de puissance hydraulique pour atteindre le même nombre de Nusselt en conditions silencieuses. Ainsi, en garantissant une intensification du transfert thermique suffisamment importante pour des nombres de Reynolds élevés, les ultrasons de basse fréquence présentent un réel intérêt d'un point de vue énergétique. En effet, à partir d'un nombre de Nusselt égale à 200, pour ce banc d'essais, les ultrasons de 25 kHz permettent d'atteindre un niveau de transfert thermique donné pour une puissance totale moins importante qu'en régime silencieux.

Pour les ultrasons de haute fréquence, la figure V.15 présente les résultats obtenus avec les ultrasons de 2 MHz. A nouveau pour cette figure, la puissance totale désigne la puissance hydraulique équivalente, pour les nombres de Nusselt sans ultrasons, ou la somme de la puissance hydraulique et de la puissance acoustique, pour les nombres de Nusselt obtenu en présence d'ultrasons.

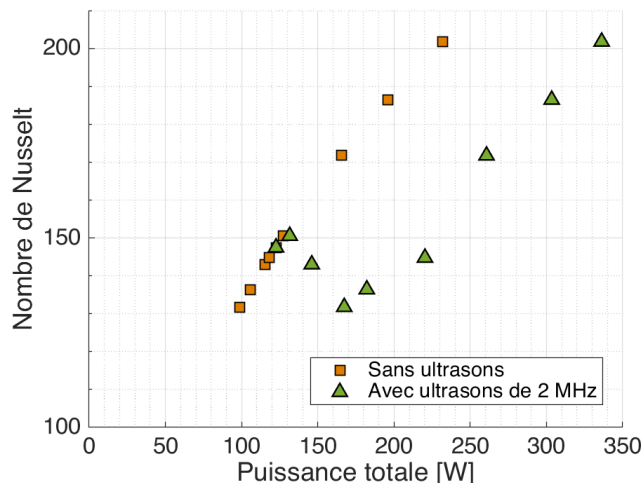


FIGURE V.15 – Nombre de Nusselt au niveau du bloc 5 associé à la puissance totale ($P_{hydro} + P_{US}$) en présence d’ultrasons, ou puissance hydraulique équivalente en régime silencieux, pour un même niveau de transfert thermique, avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).

Pour les plus faibles débits testés, la puissance totale requise en présence d’ultrasons de haute fréquence est équivalente à la puissance hydraulique, afin d’obtenir un même nombre de Nusselt dont la valeur est proche de 150. Cependant, les résultats présentés dans le chapitre IV ont montré que l’augmentation du nombre de Reynolds en présence d’ultrasons de 2 MHz impliquait une légère diminution du nombre de Nusselt jusqu’à un nombre de Reynolds de 7500 (*cf.* figure IV.24). Aussi, avec les ultrasons de 2 MHz, l’augmentation du débit, et donc de la puissance totale, ne se traduit pas par une augmentation du nombre de Nusselt. Pour des nombres de Reynolds supérieur à 7500, les ultrasons de 2 MHz n’induisent plus aucun effet sur le transfert thermique. Leur utilisation se traduit donc par une augmentation de la puissance totale, et ne présente donc aucune plus-value d’un point de vue énergétique.

Cette analyse énergétique a donc permis de mettre en évidence que pour les conditions expérimentales utilisées ici, les ultrasons de 25 kHz requièrent une puissance totale inférieure à la puissance hydraulique équivalente en régime silencieux pour atteindre un niveau de transfert thermique donné, correspondant à un nombre de Nusselt supérieur à 200, démontrant ainsi un intérêt énergétique notable. Les ultrasons de 2 MHz ne présentent quant à eux pas d’intérêt dans le cadre de cette analyse énergétique, la puissance totale en présence d’ultrasons étant toujours supérieure à la puissance hydraulique équivalente pour atteindre le même niveau de transfert thermique en conditions silencieuses.

Il apparaît important de noter que cette analyse n’est valable que pour cette section d’essais, et avec une puissance acoustique de 110 W. Si le domaine de validité de ces conclusions reste pour le moment limité, la méthodologie utilisée dans cette section reste intéressante afin d’évaluer l’intérêt énergétique des ultrasons comparativement à l’utilisation d’un débit supérieur pour atteindre un niveau de transfert thermique convectif donné, et pourrait à terme être déployée dans un contexte expérimental différent.

V.2.3 Evaluation des performances énergétiques des systèmes thermiques intensifiés par ultrasons

Cette dernière partie est consacrée à l’évaluation de l’intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons, par rapport au coût de puissance supplémentaire induit. De manière similaire à l’analyse présentée dans la section V.2.2, cette analyse est menée en se basant sur la puissance hydraulique pour l’ensemble du banc d’essais, plutôt que sur la seule partie correspondant à la longueur du canal où se trouve la plaque chauffante.

L'évaluation des performances énergétiques d'un système d'intensification des transferts thermiques peut être menée à partir du *Performance Evaluation Criterion* (PEC) (présenté dans le chapitre I par l'équation (I.43)), défini tel que [7] :

$$PEC = \frac{Nu_{US}/Nu_{Silencieux}}{(\Lambda_{US}/\Lambda_{Silencieux})^{1/3}} \quad (V.7)$$

A noter que pour l'équation (V.7) les indices ont été adaptés pour le cas de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons. Ainsi, le PEC définit le rapport entre l'augmentation du transfert thermique, rapporté à l'augmentation du coefficient de frottement induit par le système d'intensification. Un PEC supérieur à 1 signifie donc que l'intensification du transfert thermique est plus importante que l'augmentation du coefficient de frottement, garantissant l'intérêt énergétique du système.

Cependant, les ultrasons n'induisant pas d'augmentation des pertes de charge, et donc pas d'augmentation de la puissance hydraulique, pris sous cette forme le PEC indiquerait que l'utilisation des ultrasons n'implique pas d'augmentation du coût. Or l'utilisation des ultrasons implique bien une augmentation du coût, à travers la puissance acoustique. Il est donc nécessaire de prendre en compte cette puissance supplémentaire liée à l'utilisation des ultrasons. C'est pourquoi, un coefficient de frottement fictif équivalent sous ultrasons Λ_{US} est déterminé suivant la démarche présentée ci-dessous.

Tout d'abord, les pertes de charge au sein du circuit Δp peuvent être déterminées à partir du débit volumique Q_v et de la courbe de pompe utilisée pour le circuit, présentée en annexe A, définissant le point de fonctionnement de ce banc d'essais.

Il est ensuite possible de considérer les pertes de charge du circuit comme des pertes de charge régulières équivalente en conditions silencieuses, au sein d'une conduite lisse et ainsi définir un ratio de longueur équivalente par rapport au diamètre hydraulique $L_{eq.}/D_h$ du circuit hydraulique, à partir de l'équation suivante :

$$\frac{L_{eq.}}{D_h} = \frac{\Delta p \cdot 2}{\Lambda \cdot \rho \cdot U^2} \quad (V.8)$$

Avec Λ défini en fonction du Reynolds, tel que $\Lambda = 64/Re$ lorsque le régime d'écoulement est laminaire, et $\Lambda = 0,316 \cdot Re^{-1/4}$ en régime turbulent. Pour rappel, ces expressions sont valables pour des conduites lisses.

A partir des pertes de charge Δp et du débit volumique Q_v , il est possible de déterminer la puissance hydraulique, comme présenté dans l'équation (V.5). Il est ensuite possible de calculer la puissance totale du système sous ultrasons, liée à la puissance hydraulique et la puissance acoustique, à partir de l'équation (V.6), en supposant en première approximation que les ultrasons n'ont aucun effet sur les pertes de charge et donc sur la puissance hydraulique. En effet, dans le paragraphe V.2.1, il a été observé une légère diminution des pertes de charge de l'ordre de quelques Pascals en présence d'ultrasons de 25 kHz. Ces variations de perte de charge sous l'influence des ultrasons sont largement négligeables devant les pertes de charges totales Δp déterminées pour l'ensemble du banc d'essais.

On peut alors déterminer une perte de charge fictive équivalente liée à l'utilisation des ultrasons, si la puissance totale est assimilée à une puissance hydraulique :

$$\Delta p_{eq. US} = \frac{P_{tot}}{Q_v} \quad (V.9)$$

Et estimer un coefficient de frottement $\Lambda_{eq. US}$, tel que :

$$\Lambda_{eq. US} = \frac{\Delta p_{eq. US} \cdot 2 \cdot D_h}{L_{eq.} \cdot \rho \cdot U^2} \quad (V.10)$$

Cette démarche permet donc à travers ce coefficient de frottement équivalent sous ultrasons de prendre en considération la puissance acoustique fournie au système. D'autre part, le rapport $Nu_{US}/Nu_{silencieux}$ est déterminé à partir des nombres de Nusselt avec et

sans ultrasons, mesuré au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, soit les résultats présentés dans le chapitre IV, par les figures IV.14 et IV.24.

Il est alors possible de calculer un PEC pour chaque débit, auquel est associée une augmentation du transfert thermique, et une augmentation du coût d'utilisation, incluant la puissance hydraulique et la puissance acoustique.

La figure V.16 présente ainsi l'évolution du PEC en fonction du nombre de Reynolds, pour les 2 fréquences ultrasonores utilisées, au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$.

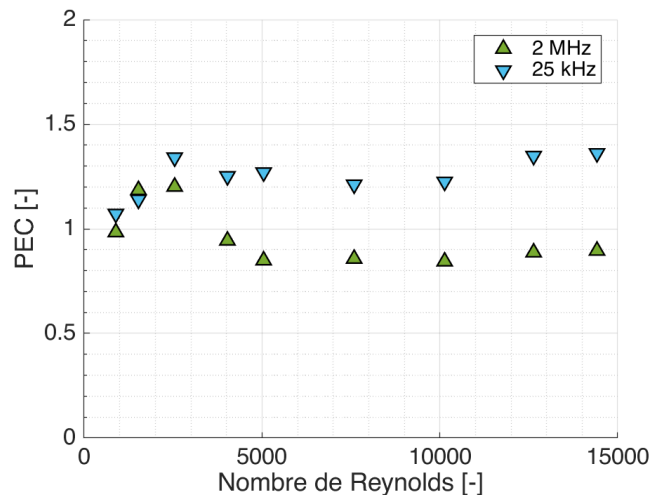


FIGURE V.16 – Evolution du PEC en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, pour des ultrasons de 25 kHz, et de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$).

Les résultats rapportés sur la figure V.16 montrent que l'utilisation des ultrasons de 25 kHz permet d'augmenter le transfert thermique de manière plus importante que l'augmentation du coût de pompage, évaluée à partir du coefficient de frottement sans ultrasons ($\Lambda_{Silencieux}$) et du coefficient de frottement équivalent avec ultrasons ($\Lambda_{eq. US}$). Ainsi les ultrasons de 25 kHz présentent un réel intérêt pour intensifier les transferts thermiques au sein de cette section d'essais, quel que soit le régime d'écoulement.

Les ultrasons de 2 MHz présentent quant à eux un intérêt beaucoup plus limité sur la gamme de Reynolds étudiée. En effet, en régime laminaire, le PEC est supérieur à 1, et augmente avec le nombre de Reynolds. Cela peut s'expliquer du fait que l'intensification du transfert thermique est quasiment constante pour des nombres de Reynolds inférieurs à 3000, mais l'augmentation du nombre de Reynolds implique une diminution du rapport des coefficients de frottement. Cependant, en régime turbulent, l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons décroît fortement (comme l'a montrée la figure IV.25) et les ultrasons de 2 MHz ne présentent plus d'intérêt pour intensifier les transferts thermiques, le rapport des nombres de Nusselt avec et sans ultrasons étant proche de 1.

Ces résultats restent évidemment limités au cadre de cette étude, notamment au regard de l'importance de la puissance acoustique relativement à l'intensification des transferts thermiques, cette analyse étant menée uniquement pour une puissance acoustique de 110 W. Afin de généraliser la démarche et extrapoler ces résultats, il apparaît nécessaire d'appréhender plus nettement l'influence de la puissance ultrasonore sur l'intensification des transferts thermiques, permettant ainsi d'évaluer la puissance acoustique minimale nécessaire pour atteindre un certain niveau d'intensification, selon le régime d'écoulement.

V.3 Conclusions du chapitre V

En conclusion de ce chapitre, cette étude énergétique a permis d'apporter une analyse plus globale de l'intensification des transferts thermiques par ultrasons. A partir des résultats obtenus au sein de la section d'essais présentée dans la partie II.1.4, il a été possible d'étudier l'évolution de l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons selon plusieurs entraxes, permettant de prendre en compte des modes de convection interne et externe. Cette étude a été menée à partir de l'inverse du coefficient de transfert thermique initial en conditions silencieuses $1/h_{\text{silencieux}}$, soit la résistance thermique de la couche limite thermique. Cette résistance thermique est directement liée à l'épaisseur de la couche limite thermique, puisque la conductivité thermique k du fluide reste inchangée. Ainsi, les résultats ont montré que l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons est fonction de l'épaisseur de la couche limite thermique, quel que soit le mode de convection. L'intensification produite décroît avec la diminution de l'épaisseur de la couche limite : les ultrasons de 25 kHz garantissent un niveau d'intensification minimale de 40% sur l'ensemble de la gamme étudiée, tandis que l'intensification en présence d'ultrasons de 2 MHz devient nulle en dessous d'une certaine épaisseur de couche limite thermique, correspondant à une résistance thermique de $1/h = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$.

A partir de ces résultats, il a été possible de construire une corrélation expérimentale pour chaque fréquence ultrasonore, permettant de prédire le facteur d'intensification du transfert thermique en fonction du rapport $1/h$. Les valeurs ainsi obtenues ont été comparées aux résultats expérimentaux, permettant de valider la qualité des prédictions, puisque les résultats obtenus avec les corrélations s'accordent, avec une marge d'erreur de 30%, à la grande majorité des résultats expérimentaux.

Par la suite, des essais ont été menés afin d'évaluer l'influence des ultrasons sur les pertes de charge au sein de la section d'essais. Ainsi, il apparaît que les ultrasons de 25 kHz peuvent induire une diminution des pertes de charge dans le canal. Cet effet de diminution des pertes de charges tend cependant à s'atténuer avec l'augmentation de la vitesse débitante. D'autre part, en présence d'ultrasons de 2 MHz, aucun effet significatif sur les pertes de charges au sein du canal n'a été observé. Cependant, les effets des ultrasons mesurés ici ne se traduisent pas par une évolution significative de la puissance hydraulique, la longueur du canal entre les deux points de mesures de pression étant faible. Il est également intéressant de noter que l'intensification du transfert thermique en présence d'ultrasons ne se traduit pas par une augmentation de la puissance hydraulique, contrairement à ce qu'il est possible d'observer avec différentes méthodes d'intensification des transferts thermiques.

Néanmoins, l'utilisation des ultrasons se traduit par l'utilisation d'une certaine puissance acoustique, en plus de la puissance hydraulique nécessaire pour mettre en circulation le fluide dans le banc d'essais. En comparant cette puissance totale à la puissance hydraulique équivalente en régime silencieux pour obtenir le même niveau de transfert thermique, les résultats ont montré que les ultrasons de 25 kHz permettent d'atteindre un nombre de Nusselt supérieur à 200 pour une puissance totale moins importante que pour un écoulement silencieux. Ces résultats traduisent donc un intérêt avéré des ultrasons de basse fréquence d'un point de vue énergétique pour atteindre un niveau de transfert thermique donné. Pour les ultrasons de 2 MHz, la puissance totale en présence d'ultrasons reste supérieure à la puissance hydraulique équivalente, quel que soit le nombre de Nusselt, ce qui ne présente aucun intérêt du point de vue énergétique.

Enfin, l'analyse s'est portée sur le *Performance Evaluation Criterion* (PEC) afin d'évaluer l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons, par rapport au coût de puissance supplémentaire induit. L'évolution du PEC en fonction du nombre de Reynolds montre qu'en présence d'ultrasons de 25 kHz, l'intensification des transferts thermiques est plus importante que l'augmentation du coût de pompage, quel que soit le régime d'écoulement. L'intensification des transferts thermiques à partir des ultrasons de 25 kHz présente donc un intérêt énergétique, d'un point de vue des performances du système d'intensification. Cet intérêt reste limité au régime laminaire pour les ultrasons de 2 MHz

puisque au-delà, l'intensification des transferts thermique décroît rapidement, le PEC est alors inférieur à 1. Si l'influence de plusieurs paramètres, telle que la puissance ultrasonore, reste à prendre en compte afin de pouvoir généraliser ces analyses et ces résultats, il apparaît que la démarche entreprise ici permet d'appréhender l'intensification des transferts thermiques produite par les ultrasons dans le cadre d'une démarche applicative, ainsi que le coût énergétique relatif à leur utilisation.

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des études portant sur l'utilisation des ultrasons pour l'intensification des transferts thermiques en convection forcée. Cette étude a été réalisée dans l'objectif de mieux comprendre les mécanismes physiques associés à l'interaction entre ultrasons, écoulement et transfert thermique, et ainsi optimiser les paramètres opératoires dans une perspective d'utilisation industrielle.

L'étude bibliographique présentée dans le premier chapitre a permis d'identifier les notions physiques à l'origine de l'intensification des transferts thermiques. En favorisant la génération de turbulence au sein d'un écoulement, il est ainsi possible de réduire la couche limite présente entre la paroi et le cœur de l'écoulement et ainsi améliorer les transferts pariétaux. Pour les fluides caloporteurs, généralement caractérisés par un nombre de Prandtl supérieur à 1, l'augmentation du transfert de quantité de mouvement au niveau de la paroi due à la génération de turbulence au sein de l'écoulement se traduit par une intensification du transfert thermique convectif. Une large diversité de méthodes existe afin de générer de la turbulence au sein d'un écoulement dans le but d'intensifier les transferts thermiques, et l'approche qui a été retenue dans ces travaux est basée sur l'utilisation des ultrasons, pour lesquels de nombreuses études ont démontré leur capacité à générer des perturbations hydrodynamiques importantes compte tenu des effets qu'ils induisent.

Les ultrasons de basse fréquence permettent de générer de la cavitation acoustique, et produisent ainsi des effets convectifs locaux intenses grâce à l'oscillation et à l'implosion des bulles de cavitation, d'autant plus prononcés quand ils se produisent à proximité d'une paroi solide. Les ultrasons de haute fréquence quant à eux favorisent la génération de courants acoustiques macroscopiques, permettant la mise en mouvement du fluide selon une échelle plus globale, sous forme de cellules convectives. Ces effets hydrodynamiques induits par les ultrasons se traduisent par une intensification du transfert thermique convectif lorsqu'ils se produisent à proximité d'une paroi ayant une température différente du fluide. La littérature a ainsi permis d'identifier différents paramètres opératoires ayant une influence sur l'intensification produite, notamment en convection naturelle.

La quantité de travaux menés sur l'intensification du transfert thermique en convection forcée est beaucoup moins importante, et plusieurs paramètres propres à ce mode de transfert thermique restent peu étudiés. Tout d'abord, les effets de la combinaison de champs ultrasonores de fréquence différente sur le transfert thermique en convection forcée n'ont fait l'objet d'aucun travail spécifique, bien que la bibliographie ait montré que la combinaison de champs ultrasonores favorise l'activité cavitationnelle, et d'autre part que l'augmentation de celle-ci se traduit par une intensification des transferts thermiques. Par ailleurs, peu de travaux ont étudié les interactions entre le régime d'écoulement et les ultrasons, et l'effet du régime d'écoulement sur l'intensification du transfert thermique induite par les ultrasons, selon la fréquence ultrasonore. Ces deux axes constituent ainsi les problématiques principales de ces travaux de recherches. Ils sont complétés par une analyse énergétique de l'intensification du transfert thermique par ondes ultrasonores, proposant ainsi une approche applicative de cette méthode d'intensification.

Pour étudier ces phénomènes, une section d'essais issue de travaux précédents a été reprise et adaptée aux objectifs de ce travail. La section d'essais pré-existante est équipée d'une plaque chauffante à flux imposé, divisée en 5 blocs distincts équipés de thermocouples. Elle permet également d'intégrer un émetteur ultrasonore face à la plaque chauffante, et

un second émetteur ultrasonore peut être positionné perpendiculairement au premier. Ce dispositif expérimental a été intégré à un banc d'essais, qui permet de réguler et mesurer la température et le débit du fluide s'écoulant dans la section d'essais.

Dans le cadre de l'étude de la combinaison de deux champs ultrasonores, la section d'essais a été adaptée pour intégrer les deux émetteurs ultrasonores, générant simultanément deux champs orthogonaux. Concernant l'étude de l'influence des ultrasons selon le régime d'écoulement, le dispositif expérimental intègre un canal d'entrée, permettant une meilleure maîtrise des conditions hydrodynamiques. Une caractérisation hydrodynamique et thermique sans ultrasons a ainsi été réalisée pour chaque section d'essais, afin de définir un état de référence en régime silencieux, auquel sont par la suite comparés les résultats obtenus en présence d'ultrasons. Deux émetteurs ultrasonores de fréquence différente (25 kHz et 2 MHz) sont utilisés dans chaque étude. La caractérisation de chaque émetteur ultrasonore a confirmé que l'émetteur de basse fréquence permet de produire de la cavitation acoustique, tandis que l'émetteur de haute fréquence est à l'origine de courants acoustiques. La démarche suivie s'appuie sur une approche thermique, qui permet de quantifier l'intensification du transfert thermique induite par les ultrasons, et une approche hydrodynamique, basée sur la vélocimétrie par images de particules, afin d'analyser l'évolution du champ de vitesse en présence d'ultrasons et par conséquent les effets sur l'hydrodynamique. Par ailleurs, la sonochimiluminescence, permettant d'évaluer la répartition de la cavitation acoustique au sein d'un fluide, est utilisée dans le cas de l'étude sur la combinaison de champs ultrasonores. Enfin, des mesures de pertes de charge ont également été réalisées, dans le cadre de l'analyse énergétique de l'utilisation des ultrasons comme méthode d'intensification du transfert thermique.

L'étude concernant la combinaison de champs ultrasonores s'est d'abord portée sur l'intensification du transfert thermique et la perturbation de l'hydrodynamique produites en présence d'ultrasons en fonction de la fréquence d'un champ ultrasonore unique ainsi que de la direction du champ par rapport à un écoulement en régime laminaire. En présence d'ultrasons de 25 kHz, les résultats ont montré que la cavitation acoustique, dont la présence est attestée par sonochimiluminescence, permet de générer de la turbulence au sein de l'écoulement et à proximité de la paroi chauffante, ce qui se traduit par une intensification du transfert thermique. De plus, le niveau d'intensification est similaire avec un champ ultrasonore perpendiculaire ou colinéaire à l'écoulement. Dans le cas des ultrasons de 2 MHz, les effets produits par les courants acoustiques sur l'hydrodynamique et le transfert thermique dépendent fortement de l'orientation du champ ultrasonore par rapport à l'écoulement. En effet, lorsque les ultrasons de haute fréquence sont émis colinéairement à l'écoulement, aucun effet significatif n'est observé sur la turbulence de l'écoulement, et par conséquent, aucune intensification du transfert thermique convectif n'est remarquée. Cependant, lorsque les ultrasons de haute fréquence sont émis perpendiculairement à l'écoulement, les courants acoustiques permettent de générer de la turbulence de manière homogène au sein du champ de mesure, et ainsi d'augmenter le mélange entre l'écoulement et la paroi chauffante, induisant au final une intensification du transfert thermique convectif.

Ces résultats obtenus avec un champ ultrasonore unique ont ensuite été comparés à ceux obtenus avec la combinaison de deux champs ultrasonores de basse et de haute fréquence. L'utilisation de deux champs ultrasonores combinés entraîne une augmentation de l'intensité de la cavitation acoustique, observée par sonochimiluminescence. Cette augmentation de la cavitation acoustique se traduit par une augmentation de la turbulence dans l'écoulement, comparativement à l'utilisation d'un champ ultrasonore unique. Néanmoins, la distribution spatiale de ces perturbations hydrodynamiques produites par la combinaison des champs ultrasonores n'est pas homogène au sein de la section d'essais. En effet, lorsque les ultrasons de basse fréquence sont émis perpendiculairement à l'écoulement, et les ultrasons de haute fréquence colinéairement, un facteur d'intensification du transfert thermique maximal de 366% est observé au niveau de la paroi chauffante. Ce niveau d'inten-

sification du transfert thermique obtenu par la combinaison de deux champs ultrasonores est supérieur à la somme algébrique du niveau d'intensification individuellement obtenu avec chaque champ ultrasonore seul. Ces résultats traduisent donc un effet de synergie dont l'origine serait l'amélioration des effets cavitationnels produits par la combinaison d'ultrasons de basse fréquence et de haute fréquence.

Ces effets sur le transfert thermique ne sont cependant pas observés dans le cas de la seconde configuration combinant un champ ultrasonore haute fréquence émis perpendiculairement à l'écoulement à un champ ultrasonore de basse fréquence émis colinéairement à l'écoulement. En effet, bien que dans cette configuration une augmentation de la cavitation acoustique et de la turbulence au sein de l'écoulement soit observée, à un niveau similaire à la configuration précédente, la turbulence n'est pas générée à proximité de la paroi chauffante. Par conséquent, un niveau de transfert thermique plus faible est mesuré, similaire à celui obtenu avec un champ ultrasonore unique de 25 kHz. Ainsi, l'orientation des champs ultrasonores a un effet considérable sur la distribution des effets hydrodynamiques au sein de l'écoulement, et dans l'objectif d'intensifier les transferts thermiques pariétaux, il est nécessaire que la turbulence soit générée à proximité de la paroi chauffante afin de perturber la couche limite thermique. Enfin, des analyses complémentaires ont montré que dans le cas de deux champs ultrasonores combinés (basse fréquence et haute fréquence), la répartition de la puissance entre les émetteurs ultrasonores peut avoir une influence importante sur la distribution de l'intensification du transfert thermique le long de la plaque chauffante.

L'étude de l'influence des ultrasons en fonction du régime d'écoulement a permis d'analyser l'évolution des effets hydrodynamiques et thermiques produits par les ultrasons pour différents nombres de Reynolds (en régime laminaire et en régime turbulent), et pour les deux fréquences ultrasonores, avec un champ acoustique émis perpendiculairement à l'écoulement.

Lorsque l'écoulement est caractérisé par un régime laminaire, la présence d'ultrasons permet d'augmenter le gradient de vitesse au niveau de la plaque chauffante, bien que l'origine de cet effet diffère selon la fréquence. En effet, la présence d'ultrasons de 25 kHz induit une augmentation de la vitesse à proximité des parois, et une diminution de la vitesse au centre de l'écoulement, le profil de vitesse se rapprochant d'un profil logarithmique, caractéristique d'un régime turbulent. La présence de courants acoustiques, générés par les ultrasons de 2 MHz, se traduit par une diminution de la vitesse à proximité du transducteur ultrasonore, les courants acoustiques semblant former un obstacle à l'écoulement, et par conséquent une augmentation de la vitesse à proximité de la plaque chauffante est observée. Ainsi l'augmentation du gradient de vitesse à proximité de la paroi chauffante, quelle que soit la fréquence ultrasonore, traduit une contrainte de cisaillement pariétale plus importante. Cette augmentation de la contrainte de cisaillement pariétale en régime laminaire est à l'origine d'une intensification du transfert thermique similaire pour les deux fréquences ultrasonores étudiées.

En régime turbulent, une dissipation des effets convectifs est observée, pour les deux fréquences ultrasonores. En effet, le champ de vitesse n'évolue plus de manière significative en présence d'ultrasons, comme c'est le cas en régime laminaire. Néanmoins, les ultrasons permettent d'augmenter en partie l'énergie cinétique turbulente initialement présente dans l'écoulement turbulent en conditions silencieuses. Cette augmentation est cependant plus importante, et localisée plus proche de la paroi chauffante en présence d'ultrasons de basse fréquence que de haute fréquence. Pour les ultrasons de 2 MHz, l'intensification des transferts thermiques étant liée aux effets convectifs produits par les courants acoustiques, leur dissipation en régime turbulent se traduit par une absence d'intensification du transfert thermique. Pour les ultrasons de 25 kHz, c'est la cavitation acoustique qui est à l'origine de l'intensification du transfert thermique. Ainsi, les résultats obtenus montrent que même lorsque les effets convectifs sont dissipés par l'écoulement en régime turbulent, la cavitation acoustique produite par les ultrasons de 25 kHz permet d'intensifier le transfert thermique au niveau de la paroi chauffante. Ces résultats sont ainsi cohérents avec certains travaux de

la littérature ayant montré que les transferts pariétaux induits par la cavitation acoustique sont moins sensibles au régime d'écoulement. Enfin, à partir des résultats obtenus pour l'ensemble des nombres de Reynolds testés, et pour tous les blocs chauffants, cette étude a permis de mettre en évidence la relation étroite qui existe entre l'intensification du transfert thermique et l'épaisseur de la couche limite thermique initiale sans ultrasons, quelle que soit la fréquence ultrasonore. En effet, la réduction de la couche limite thermique en conditions silencieuses se traduit par une diminution de la capacité des ultrasons à intensifier le transfert thermique. Pour les ultrasons de 25 kHz, le facteur d'intensification du transfert thermique atteint 40% pour la plus faible épaisseur de couche limite thermique obtenue dans la gamme de mesure. Pour les ultrasons de 2 MHz, dans les mêmes conditions, l'intensification du transfert thermique devient nulle, rendant les ultrasons sans intérêt.

Dans le dernier chapitre, une première analyse est menée sur l'évolution de l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons en fonction de l'entraxe de la section d'essais, permettant d'étudier l'influence des ultrasons en convection interne et externe. Les résultats ont montré que l'intensification des transferts thermiques générée par les ultrasons dépend de l'épaisseur de la couche limite thermique, quel que soit le mode de convection. A partir de l'ensemble des résultats obtenus pour les différents entraxes, une corrélation expérimentale permettant d'estimer le facteur d'intensification du transfert thermique en lien avec l'épaisseur de la couche limite thermique a été construite pour chaque fréquence ultrasonore. Ces corrélations permettent de prédire la majorité des résultats expérimentaux obtenus dans ces travaux avec une marge d'erreur de 30%.

L'analyse énergétique de l'utilisation des ultrasons comme méthode d'intensification du transfert thermique s'est d'abord portée sur la puissance hydraulique, en évaluant l'évolution des pertes de charge dans la section d'essais. Bien que les ultrasons de 25 kHz semblent permettre de réduire localement la perte de charge au sein du canal, les effets mesurés ne se traduisent pas par une évolution significative de la puissance hydraulique globale pour le banc d'essais. Cependant, l'utilisation des ultrasons induit un sur-coût énergétique lié à la puissance acoustique. Afin de prendre en compte cette puissance acoustique, deux approches sont utilisées. Tout d'abord, la puissance totale nécessaire en présence d'ultrasons pour atteindre un niveau de transfert thermique donné est comparée à la puissance hydraulique nécessaire pour atteindre le même niveau en conditions silencieuses. Les résultats de cette approche montrent que, pour ce banc d'essais, les ultrasons de 25 kHz présentent un intérêt notable pour atteindre un nombre de Nusselt supérieur à 200, puisqu'ils impliquent une puissance totale nécessaire moins importante que la puissance hydraulique équivalente sans ultrasons pour atteindre le même nombre de Nusselt. En revanche, les ultrasons de 2 MHz ne présentent pas d'intérêt d'un point de vue énergétique dans cette approche, le coût de puissance totale induite par leur utilisation étant toujours supérieur ou égal à la puissance hydraulique équivalente sans ultrasons pour un même niveau de transfert thermique. De plus, l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons, est évaluée relativement au coût de puissance supplémentaire induit, en fonction du régime d'écoulement, à partir du *Performance Evaluation Criterion*. Cette approche montre que l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons de 25 kHz est plus importante que l'augmentation du coût induite par la puissance acoustique, quel que soit le régime d'écoulement, traduisant ainsi l'intérêt énergétique de cette méthode d'intensification des transferts thermiques. L'intérêt des ultrasons de 2 MHz pour l'intensification du transfert thermique apparaît quant à lui limité au régime laminaire, au regard des performances énergétiques.

A partir de l'ensemble de ces résultats, il est possible d'envisager plusieurs perspectives de recherches dans la continuité de ce travail de thèse. En premier lieu, des perspectives plus fondamentales émergent des résultats obtenus dans les chapitres III et IV. Tout d'abord, il apparaît que dans le cadre de cette étude, l'utilisation de la PIV selon 2 dimensions présente certaines limites. En effet, comme l'ont illustré certains résultats du chapitre IV, les ultrasons peuvent induire des effets anisotropiques sur le champ de vitesse. Cette pro-

blématique est d'autant plus importante en régime turbulent, et en présence d'une paroi solide, pouvant être à l'origine des directions privilégiées. Ainsi, l'utilisation de stéréo-PIV, permettant une mesure du champ de vitesse selon trois composantes, permettrait d'affiner l'analyse du champ de vitesse en présence d'ultrasons. Ensuite, bien que l'approche hydrodynamique ait permis de mesurer une augmentation de l'énergie cinétique turbulente en conditions ultrasonores, aucune caractérisation de la cascade turbulente en présence d'ultrasons n'a été réalisée. Cette analyse du transfert d'énergie entre les ultrasons et les tourbillons pourrait permettre d'expliquer la distribution de l'énergie cinétique turbulente observée dans ces travaux. En effet, en présence de cavitation acoustique, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente semble se produire au sein de la couche de frottement, où les tourbillons se produisent. Cette analyse de la cascade turbulente pourrait être réalisée en utilisant la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). D'autre part, dans un objectif de visualiser directement les effets des ultrasons sur la couche limite thermique, il pourrait être intéressant d'utiliser la fluorescence induite par laser (LIF). En effet, cette technique de mesure permet la mesure du champ de température au sein du fluide, il serait ainsi possible de réaliser une analyse thermo-hydraulique directe de l'écoulement en présence d'ultrasons. Enfin, au regard des résultats présentés dans le chapitre III, l'origine de l'augmentation de l'activité cavitationnelle produite par la combinaison de deux champs ultrasonores reste à explorer. Une analyse plus approfondie de la cavitation acoustique, à partir de champs ultrasonores combinés selon une gamme de fréquence plus importante pourrait permettre d'investiguer plus en détails les raisons de ce phénomène.

Enfin, il est également possible d'élaborer des perspectives plus proches de problématiques industrielles. L'analyse énergétique présentée dans le chapitre V a notamment fait ressortir la nécessité d'analyser l'effet de la puissance acoustique en fonction du régime d'écoulement. Cet aspect peut s'intégrer dans une perspective plus générale d'analyse des effets des ultrasons sur les transferts thermiques selon la puissance rapportée à la surface d'échange. En effet, cela apparaît d'autant plus nécessaire que la comparaison reste difficile entre les différents travaux de la littérature, présentant des géométries différentes et donc des surfaces d'échange et des dispositifs d'émissions d'ondes différents.

Annexe A

Courbe de pompe du circuit hydraulique

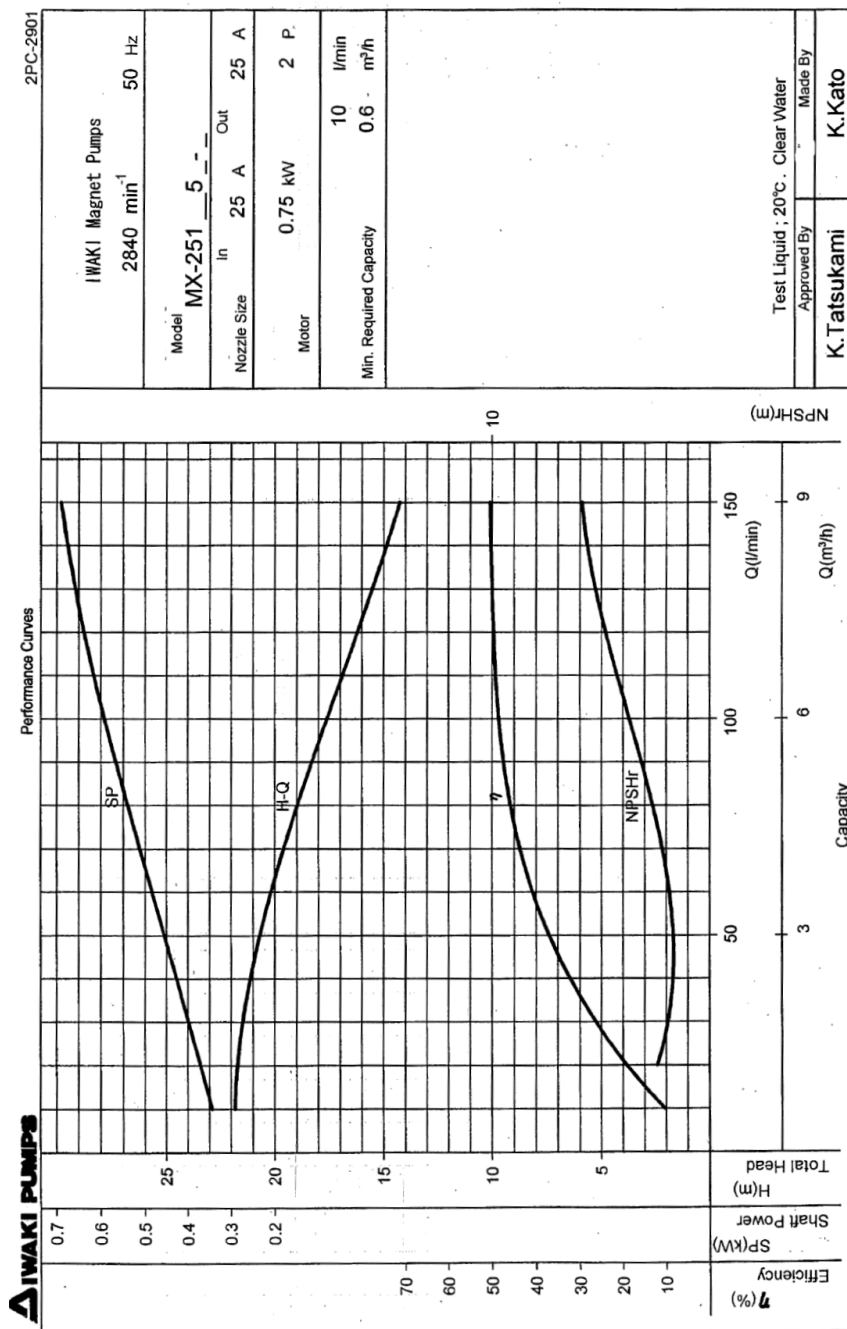


Table des figures

I.1	Schéma de l'évolution de la couche limite le long d'une paroi immobile [1]	4
I.2	Etablissement d'un écoulement dans un canal selon le régime d'écoulement. Figure extraite de <i>Heat Transfer</i> , par G. Nellis et S. Klein [2].	6
I.3	Visualisation d'une coupe longitudinale de la couche limite turbulente qui se développe sur une plaque plane, dans l'air. D'après les travaux de Laadhari, extrait de <i>Turbulence</i> , par Bailly <i>et al.</i> [5].	7
I.4	Profil de vitesses moyennes pour une couche limite turbulente dans l'eau avec référence prise à la paroi. D'après les travaux de Laadhari, Erm <i>et al.</i> , Spalart et Purtell <i>et al.</i> , extrait de <i>Turbulence</i> , Bailly <i>et al.</i> [5].	9
I.5	Schéma représentatif de la conduction au sein d'un mur plan soumis à un gradient de température.	12
I.6	Schéma de l'évolution des couches limites thermique et hydrodynamique selon le nombre de Prandtl. Figure extraite de <i>Heat Transfer</i> , par G. Nellis et S. Klein [2].	14
I.7	Evolution qualitative de la contrainte de cisaillement τ et du coefficient de transfert thermique h le long d'une paroi. Figure extraite de <i>Heat Transfer</i> , par G. Nellis et S. Klein [2].	15
I.8	Représentation annotée des paramètres géométriques, et photographie d'une plaque corruguée en chevrons [8]	17
I.9	Photographie de tubes corrugués, annotée des différents paramètres géométriques [10].	18
I.10	Structure d'un écoulement présentant six tourbillons longitudinaux selon les vecteurs de vitesse (à gauche) et les lignes de courant (à droite) [12].	18
I.11	Photographie d'un tube intégrant 2 rubans torsadés [13].	19
I.12	Exemple de Générateur de vortex de type "HEV mixer" [14].	19
I.13	Schémas de différents profils d'ailettes.	20
I.14	Schéma d'un jet synthétique impactant une paroi chauffante [23]	22
I.15	Modèle d'une onde uni-dimensionnelle. Déplacement d'une onde en fonction de la position d'équilibre (a), en fonction du temps (b) et pression acoustique en fonction de la position d'équilibre (c) [25].	24
I.16	Schéma d'une onde se propageant d'un milieu ayant une impédance Z_1 à un milieu ayant une impédance Z_2 .	25
I.17	Visualisation d'un champ d'ondes stationnaires ($f = 2$ MHz) au sein d'une cuve remplie d'eau,ensemencée de particules réfléchissantes, éclairées par une nappe laser. L'échelle de couleur correspond aux niveaux de gris. Le transducteur ultrasonore est placé sur la partie supérieure ($x = 0$) et émet des ondes ultrasonores selon l'axe x [29].	26
I.18	(a) Montage triplet de céramiques piézoélectriques et (b) modèles de sondes permettant de former une sonotrode. [30]	27
I.19	Schéma de la croissance, l'oscillation et l'implosion des bulles de cavitation acoustique [31].	28
I.20	Photographie de l'implosion d'une bulle de cavitation et du micro-jet de fluide se formant en son centre [25].	28

I.21	Visualisation et Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) de courants acoustiques générés par des ultrasons de hautes fréquences ($f = 2,032$ MHz). Le transducteur ultrasonore est placé à gauche ($x = 0$). L'échelle de couleur à gauche représente le niveau de gris de la photographie. La légende à droite, associée aux mesures de PIV (flèches des vecteurs de vitesses obtenus en noir), représente la composante de vitesse u_y [29].	31
I.22	Profils de vitesse dans un canal de section carré, avec et sans ultrasons, pour deux fréquences différentes. Le transducteur ultrasonore est placé à gauche (Distance from vibrating plate = 0 mm). Nombre de Reynolds = 2000. [48].	32
I.23	Profil de vitesse pariétale à proximité du transducteur ultrasonore, pour deux nombres de Reynolds, sans et avec ultrasons ($f = 25$ kHz) [49].	33
I.24	Profil de vitesse pariétale adimensionnalisée à proximité du transducteur ultrasonore, pour deux nombres de Reynolds, sans et avec ultrasons ($f = 25$ kHz) [49].	33
I.25	Vitesse quadratique normalisée, en fonction du régime d'écoulement, avec et sans ultrasons ($f = 25$ kHz). [49].	34
I.26	Energie cinétique turbulente (TKE) en fonction de la distance à la paroi (la paroi se trouvant 0 mm) face au transducteur, selon différentes vitesses d'écoulement et différentes fréquences ultrasonores. [53].	35
I.27	Influence relative des ultrasons ($f = 28$ kHz) sur les pertes de charge en % dans un tube en fonction du nombre de Reynolds, pour plusieurs puissances ultrasonores [54].	35
I.28	Photographies de la zone du jet dans la cuve avec l'orifice d'entrée visible sur le côté gauche. Les ultrasons sont présents dans les deux cas, à la même puissance et à la même fréquence ($P_{US} = 40$ W, $f = 25$ kHz). (a) Sans jet ; (b) avec jet ($v = 0,63$ m.s ⁻¹) [55].	36
I.29	Comparaison de l'intensité de la sonochimiluminescence (SCL) en fonction de la puissance ultrasonore pour différentes fréquences : 23, 44, 99 et 131 kHz, (a) sans agitateur tournant ; (b) avec agitateur tournant à 300 rpm [57].	37
I.30	Schémas illustrant l'influence d'un écoulement sur la coalescence et l'agglomération des bulles de cavitation, selon la fréquence et la puissance ultrasonores [57].	37
I.31	Champs de vitesses montrant l'évolution du courant acoustique ($f=20$ kHz, $P_{US}=51$ W) en fonction du nombre de Reynolds. Le fluide circule de la gauche vers la droite. L'émetteur ultrasonore est placé en bas, à une hauteur de -0,035 m, et l'électrode se trouve sur la paroi en face, à une hauteur de 0 m [62].	38
I.32	Comparaison de la vitesse équivalente pariétale V_p à partir de mesures électrochimiques et de la vitesse moyenne U_{PIV} à partir de mesures PIV, avec et sans ultrasons [63].	39
I.33	Évolution du coefficient de transfert thermique d'un tube chauffant horizontal, en fonction de l'intensité fournie à l'émetteur ultrasonore, pour plusieurs flux thermiques [72].	41
I.34	Évolution du rapport des coefficients de transfert thermique avec ultrasons ($f = 28$ kHz) et sans ultrasons en fonction de la distance entre le transducteur et l'élément chauffant dans de l'eau [76].	42
I.35	Evolution du coefficient de transfert thermique d'une plaque chauffante dans de l'eau selon la distance avec l'émetteur ultrasonore, pour différentes fréquences [81].	42
I.36	Évolution du coefficient de transfert thermique α et de l'intensité de la cavitation acoustique $C.I.$ sur une plaque chauffante dans de l'eau, selon la distance avec l'émetteur ultrasonore [80].	43

I.37	Coefficient de transfert thermique au niveau d'une plaque chauffante, selon la distance avec une sonotrode émettant des ondes progressives ($f = 60$ kHz), pour plusieurs puissances ultrasonores [71].	44
I.38	Comparaison des champs de pression acoustique et des coefficients de transfert thermique soumis à des ultrasons selon l'axe x et l'axe y, dans une cuve elliptique et dans une cuve carrée [83].	45
I.39	Courants acoustiques formés entre un transducteur ultrasonore de 30 kHz (zone blanche sur la figure), et une surface chauffante (situé à $Z = 0$ mm), dans l'air [82].	47
I.40	Évolution du rapport des coefficients de transfert thermique avec et sans ultrasons d'un tube chauffant horizontal, en fonction du flux thermique (en abscisse), pour différentes intensités électriques fournies à l'émetteur ultrasonore. [73].	48
I.41	Coefficient de transfert thermique et intensification du transfert thermique en fonction de l'intensité ultrasonore et de l'angle d'inclinaison de la plaque chauffante par rapport au transducteur [68].	49
I.42	Activité chimique individuelle et combinée de deux champs ultrasonores de fréquences différentes (28 kHz et 0,87 MHz) selon deux méthodes (a) et (b), en fonction de l'intensité ultrasonore du transducteur de haute fréquence [96].	51
I.43	Intensité fluorescente combinée et additive de deux champs ultrasonores de fréquences différentes (150 kHz et 1 MHz) selon différentes méthodes d'irradiation [97].	51
I.44	Evolution de l'intensification générée par les ultrasons sur le transfert thermique en fonction de l'intensité acoustique, dans un échangeur tubulaire coaxial. [102].	53
I.45	Evolution de l'effet des ultrasons ($f = 35$ kHz) sur le transfert thermique en fonction du débit d'eau dans la calandre (abscisse) et dans les tubes (légende) [105].	54
I.46	Evolution de l'effet des ultrasons ($f = 40$ kHz) sur le transfert thermique, caractérisé par Nu_w/Nu_0 , selon la position X (dans le sens de l'écoulement), et Y (transversale à l'écoulement) dans le canal, pour plusieurs vitesses débitantes (a) $U = 0,126 \text{ m.s}^{-1}$ (b) $U = 0,141 \text{ m.s}^{-1}$ (c) $U = 0,171 \text{ m.s}^{-1}$. [64].	55
I.47	Evolution de l'intensification du transfert thermique par ultrasons définie par le HTEF en fonction de la vitesse de l'écoulement, pour deux fréquences ultrasonores [53].	56
II.1	Schéma de principe des circuits hydrauliques du banc d'essais expérimental.	60
II.2	Vue générale de la section d'essais Alto.	61
II.3	Vue en coupe de la section d'essais Alto.	62
II.4	Schéma du décrochage au niveau du transducteur dans la section d'essais. .	63
II.5	Schéma détaillé de la plaque chauffante.	63
II.6	Vue en perspective, coupée, du canal de sortie et de la prolongation de la paroi mobile.	65
II.7	Vue en coupe de la section d'essais utilisée pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores.	65
II.8	Vue en coupe de la section d'essais utilisée pour l'étude de l'interaction entre ultrasons et écoulement	67
II.9	Vue en perspective, coupée, de la partie haute de la section d'essais utilisée pour l'étude de l'interaction entre ultrasons et écoulement.	68
II.10	Résultats de simulation sous Ansys Fluent présentant (a) le profil de vitesse au niveau des blocs 1 et 5 et (b) les vecteurs de vitesses, colorés en fonction de l'amplitude de vitesse, entre le transducteur et la plaque chauffante, pour un entraxe de 33 mm, et une vitesse d'entrée de 0,44 m/s.	69

II.11	Schéma des deux transducteurs ultrasonores utilisés.	70
II.12	Schéma du dispositif utilisé pour la détermination de la puissance ultrasonore par calorimétrie.	71
II.13	Exemple de l'évolution de la température mesurée de l'eau au sein du réacteur et de la température ambiante en fonction du temps ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W).	72
II.14	Puissance ultrasonore totale dissipée dans le réacteur, pour chaque transducteur, en fonction du pourcentage de puissance maximale commandé.	73
II.15	Érosion d'une feuille d'aluminium produite par les ultrasons à 25 kHz ($P_{US} = 110$ W), dans le réacteur utilisé pour la calorimétrie, après 30 secondes.	73
II.16	Photographies des effets convectifs produits par les ultrasons, en fonction du temps et de la fréquence ultrasonore. $P_{US} = 110$ W.	74
II.17	Exemple d'évolution de la température mesurée à proximité de la paroi (T_2) au cours d'un essai, pour l'étude de l'influence du régime d'écoulement sur l'intensification du transfert thermique. $Q_v = 600$ L/h, $d = 30$ mm. Ultrasons : $f = 25$ kHz, $P = 110$ W.	76
II.18	Principe de la détermination d'un vecteur de déplacement par inter-corrélation en PIV à partir d'un doublet d'images [113].	78
II.19	Vue d'ensemble de l'installation du laser et de la caméra, intégrée sur la section d'essais.	79
II.20	Photographie de la mire utilisée pour la calibration avec un champ de mesure de 30 mm (axe x) par 100 mm (axe y).	80
II.21	Prétraitement des images PIV. (a) Image brute après acquisition; (b) Utilisation d'un masque; (c) Application d'un filtre.	81
II.22	Profil de TKE à proximité de la paroi chauffante ($x = 1,4$ mm), en fonction de la position verticale y , pour différents nombres de doublet d'images. $Q_v = 2390$ L.h ⁻¹ ; $d = 33$ mm; $f = 25$ kHz; $P_{US} = 110$ W.	82
II.23	Exemple de photographie de sonochimiluminescence. $Q_v = 590$ L/h, $d = 143$ mm. Ultrasons : $f = 25$ kHz, $P = 110$ W.	84
II.24	Exemple de l'évolution de la pression différentielle au cours d'un essai. $Q_v = 3580$ L/h, $d = 33$ mm. Ultrasons : $f = 25$ kHz, $P = 110$ W	85
III.1	Schéma de la section d'essais utilisée pour l'étude de la combinaison de champs ultrasonores.	88
III.2	Profil de vitesse U_y au niveau du bloc 5 ($y = 90,6$ mm) en fonction de la position horizontale dans la section d'essais, sans ultrasons.	89
III.3	Champ de TKE dans la section d'essais, sans ultrasons, selon deux échelles de TKE différentes.	90
III.4	Évolution des températures au sein des blocs chauffants en fonction de leur position respective, selon l'axe y	91
III.5	(a) Evolution du coefficient transfert thermique convectif h et (b) du nombre de Nusselt sans ultrasons, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante.	92
III.6	Schéma des configurations n°1 et n°5, avec un champ ultrasonore unique basse fréquence ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W).	94
III.7	Influence des ultrasons de basse fréquence sur les coefficients de transfert thermique le long de la paroi chauffante ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W).	95
III.8	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°1 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	95

III.9	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°1 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	97
III.10	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°5 ($f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	97
III.11	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°5 ($f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	98
III.12	Schéma des configurations n°2 et n°4, avec un champ ultrasonore unique de haute fréquence ($f = 2$ MHz).	99
III.13	Influence des ultrasons de haute fréquence sur les coefficients de transfert thermique le long de la paroi chauffante ($f = 2$ MHz, $P_{US} = 105$ W)	99
III.14	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°2 ($f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)	100
III.15	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°2 ($f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	101
III.16	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°4 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)	101
III.17	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°4 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	102
III.18	Schéma des configurations n°3 et n°6, avec combinaison de deux champs ultrasonores de basse fréquence ($f = 25$ kHz), et de haute fréquence ($f = 2$ MHz).	103
III.19	Influence de la combinaison de deux champs ultrasonores basse et haute fréquence sur le coefficient de transfert thermique convectif ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 105$ W + $f = 2$ MHz, $P_{US} = 105$ W)	104
III.20	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°3 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)	105
III.21	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°3 ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W).	106
III.22	Effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, évalués à partir du champ de TKE et de la sonochimiluminescence, pour la configuration n°6 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)	107
III.23	Facteur d'intensification du transfert thermique et de l'énergie cinétique turbulente en fonction de la position le long de la paroi chauffante, pour la configuration n°6 ($f = 2$ MHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W + $f = 25$ kHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 105$ W)	108
III.24	Facteur d'intensification du transfert thermique pour chaque configuration ultrasonore expérimentale (champs uniques et champs combinés).	109

III.25	Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3a ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 31,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 73,5$ W). . .	111
III.26	Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3b ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 52,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 52,5$ W).	112
III.27	Champ de TKE, et facteur d'intensification du transfert thermique et de la TKE pour la configuration n°3c ($f = 25$ kHz, perpendiculaire à l'écoulement, $P_{US} = 73,5$ W + $f = 2$ MHz, colinéaire à l'écoulement, $P_{US} = 31,5$ W). . .	112
III.28	Facteur d'intensification du transfert thermique (HTEF) pour chaque ratio de puissance. La puissance totale est constante, $P_{US} = 105$ W	113
IV.1	Schéma de la section d'essais utilisée pour l'étude de l'influence des ultrasons sur le transfert thermique, selon le régime d'écoulement.	117
IV.2	Profils de vitesse expérimentaux U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33$ mm, pour les deux régimes d'écoulement étudiés, sans ultrasons.	118
IV.3	Champs de TKE dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33$ mm, pour les deux régimes d'écoulement étudiés, sans ultrasons.	120
IV.4	Évolution du coefficient de transfert thermique convectif h en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33$ mm, selon deux régimes d'écoulement, sans ultrasons.	121
IV.5	Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux et issus des corrélations empiriques, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33$ mm, sans ultrasons, selon deux régimes d'écoulement.	122
IV.6	Nombres de Nusselt expérimentaux au niveau du bloc 5 et corrélations empiriques en fonction du nombre de Reynolds, pour un entraxe $d = 33$ mm, sans ultrasons.	123
IV.7	Profils de vitesse expérimentaux en présence d'ultrasons U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33$ mm, selon les deux régimes d'écoulement étudiés ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).	124
IV.8	Profils de vitesse expérimentaux sans et avec ultrasons U_y et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6$ mm), en fonction de la position horizontale dans la section d'essais, pour un entraxe $d = 33$ mm ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).	125
IV.9	Rapport entre champs de vitesse U_y obtenus avec et sans ultrasons dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33$ mm, selon deux régimes d'écoulement ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).	126
IV.10	Champs de TKE dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33$ mm et pour deux régimes d'écoulement, avec ultrasons ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).127	
IV.11	Champ de TKE EF, pour un entraxe $d = 33$ mm, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W)	129
IV.12	Profil de TKE et TKE EF au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33$ mm, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W)	129
IV.13	Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et issus des corrélations en conditions silencieuses, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33$ mm, selon deux régimes d'écoulement ($f = 25$ kHz, $P_{US} = 110$ W).	131

IV.14	Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons et corrélations empiriques en régime silencieux en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	131
IV.15	HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	133
IV.16	HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	134
IV.17	Profils de vitesse expérimentaux en présence d'ultrasons U_y au niveau de chaque bloc chauffant et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, en fonction de la position horizontale dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon les deux régimes d'écoulement étudiés ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	136
IV.18	Profils de vitesse expérimentaux en présence d'ultrasons U_y et profil de vitesse théorique en conditions silencieuses, au niveau des blocs 3 et 5 ($y = 50,6 \text{ mm}$ et $y = 90,6 \text{ mm}$), en fonction de la position horizontale dans la section d'essais, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	137
IV.19	Rapport entre champs de vitesse obtenus avec et sans ultrasons dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon les deux régimes d'écoulements étudiés ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	138
IV.20	Champs de TKE dans la section d'essais pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ pour deux régimes d'écoulement, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	139
IV.21	Champ de TKE EF, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	140
IV.22	Profil de TKE et TKE EF au niveau du bloc 5, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime turbulent ($Re = 10000$, $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	140
IV.23	Évolution des nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et issus des corrélations en conditions silencieuses, en fonction de la position verticale le long de la plaque chauffante, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux régimes d'écoulement ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	142
IV.24	Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons et corrélations empiriques en conditions silencieuses en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	142
IV.25	HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	143
IV.26	HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	144
IV.27	Rapport entre champs de vitesse suivant la composante U_y avec et sans ultrasons, en régime laminaire, selon deux fréquences différentes ($Re = 890$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	146
IV.28	Rapport entre champs de vitesse suivant la composante U_y avec et sans ultrasons, en régime turbulent, selon deux fréquences différentes ($Re = 10000$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	147
IV.29	Profils de TKE au niveau du bloc 5, et TKE moyenne dans le champ de mesure, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, en régime laminaire, pour deux fréquences ultrasonores ($Re = 890$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	148
IV.30	Profils de TKE EF au niveau du bloc 5, et TKE EF moyen dans le champ de mesure, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores (25 kHz et 2 MHz), en régime turbulent ($Re = 10000$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	149

IV.31	Nombres de Nusselt expérimentaux sans et avec ultrasons, et corrélations empiriques en conditions silencieuses, en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25 \text{ kHz}$ et $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	149
IV.32	HTEF en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 ($y = 90,6 \text{ mm}$), pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25 \text{ kHz}$ et $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	150
V.1	HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	155
V.2	HTEF pour chaque bloc chauffant en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	156
V.3	HTEF pour tous les blocs chauffants en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique sans ultrasons, pour trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), selon deux fréquences ultrasonores ($f = 25 \text{ kHz}$ ou $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	157
V.4	HTEF pour les blocs 2 à 5, en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, selon trois entraxes ($d = 33 \text{ mm}$; 63 mm ; $107,5 \text{ mm}$), avec ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$). Les deux figures partagent la même légende.	158
V.5	HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les trois entraxes utilisés, et pour les blocs 2 à 5, et courbe de tendance associée, suivant une loi de puissance ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	159
V.6	Comparaison entre HTEF obtenus à partir de la corrélation et HTEF expérimentaux, pour les trois entraxes utilisés et pour les blocs chauffants 2 à 5 ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	160
V.7	HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les trois entraxes utilisés, et pour les blocs 2 à 5 et courbe de tendance associée, suivant une loi de puissance ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	160
V.8	Comparaison entre HTEF obtenu à partir de la corrélation et HTEF expérimental, pour les trois entraxes utilisés et pour les blocs chauffants 2 à 5 ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	161
V.9	HTEF en fonction de l'inverse du coefficient de transfert thermique en conditions silencieuses, pour les blocs 2 à 5, et corrélation associée, selon la fréquence ultrasonore ($f = 25 \text{ kHz}$ ou $f = 2 \text{ MHz}$, $P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	162
V.10	Valeurs théoriques et expérimentales de la pression différentielle entre les deux prises de pression à l'amont et à l'aval du transducteur ultrasonore, en fonction de la vitesse d'écoulement, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec des ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	164
V.11	Facteur de réduction de pertes de charge en présence d'ultrasons, en fonction de la vitesse de l'écoulement pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, avec des ultrasons de 25 kHz ou de 2 MHz ($P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	165
V.12	Nombre de Reynolds équivalent, pour un nombre de Nusselt donné, à partir des résultats obtenus avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ en régime silencieux, et en présence d'ultrasons de 25 kHz , ou de 2 MHz ($P_{\text{US}} = 110 \text{ W}$).	166
V.13	Nombres de Nusselt expérimentaux au niveau du bloc 5 en fonction du nombre de Reynolds, pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, sans ultrasons, et courbe de tendance pour les résultats en régime turbulent.	167

V.14	Nombre de Nusselt au niveau du bloc 5 associé à la puissance totale ($P_{hydro} + P_{US}$) en présence d'ultrasons, ou puissance hydraulique équivalente en régime silencieux, pour le même niveau de transfert thermique, avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 25 \text{ kHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).	168
V.15	Nombre de Nusselt au niveau du bloc 5 associé à la puissance totale ($P_{hydro} + P_{US}$) en présence d'ultrasons, ou puissance hydraulique équivalente en régime silencieux, pour un même niveau de transfert thermique, avec un entraxe $d = 33 \text{ mm}$ ($f = 2 \text{ MHz}$, $P_{US} = 110 \text{ W}$).	169
V.16	Evolution du PEC en fonction du nombre de Reynolds, au niveau du bloc 5 pour un entraxe $d = 33 \text{ mm}$, pour des ultrasons de 25 kHz, et de 2 MHz ($P_{US} = 110 \text{ W}$).	171

Liste des tableaux

III.1	Caractéristiques de l'écoulement	89
III.2	Configurations expérimentales testées.	93
III.3	Répartition de la puissance par transducteur	93
V.1	Dimensions de la section d'essais	154

Bibliographie

- [1] J.-L. Battaglia, A. Kusiak, and J.-R. Puiggali, *Introduction aux transferts thermiques*. Dunod, 2010.
- [2] G. Nellis and S. Klein, *Heat transfer*. Cambridge University Press, 2008.
- [3] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary Layer Theory*. Springer, 1999.
- [4] S. Kakaç, R. K. Shah, and W. Aung, *Handbook of single-phase Convective heat transfer*. John Wiley and Sons, 1987.
- [5] C. Bailly and G. Comte-Bellot, *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
- [6] N. Zheng, F. Yan, K. Zhang, T. Zhou, and Z. Sun, “A review on single-phase convective heat transfer enhancement based on multi-longitudinal vortices in heat exchanger tubes,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 164, 2020. 114475.
- [7] S. Liu and M. Sakr, “A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 19, pp. 64–81, 2013.
- [8] J. Zhang, X. Zhu, M. E. Mondejar, and F. Haglind, “A review of heat transfer enhancement techniques in plate heat exchangers,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 101, p. 305–328, 2019.
- [9] Z. S. Kareem, M. M. Jaafar, T. M. Lazim, S. Abdullah, and A. F. Abdulwahid, “Passive heat transfer enhancement review in corrugation,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 68, pp. 22–38, 2015.
- [10] S. Laohalertdecha, A. S. Dalkilic, and S. Wongwises, “Correlations for evaporation heat transfer coefficient and two-phase friction factor for r-134a flowing through horizontal corrugated tubes,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 38, no. 10, pp. 1406 – 1413, 2011.
- [11] D. Mohsen Sheikholeslami, Mofid Gorji-Bandpy, “Review of heat transfer enhancement methods : Focus on passive methods using swirl flow devices,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 49, pp. 444–469, 2015.
- [12] N. Zheng, W. Liu, Z. Liu, P. Liu, and F. Shan, “A numerical study on heat transfer enhancement and the flow structure in a heat exchanger tube with discrete double inclined ribs,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 90, pp. 232–241, 2015.
- [13] S. Chokphoemphun, M. Pimsarn, C. Thianpong, and P. Promvonge, “Thermal performance of tubular heat exchanger with multiple twisted-tape inserts,” *Chinese journal of Chemical Engineering*, vol. 23, no. 5, pp. 755–762, 2015.
- [14] C. Habchi, T. Lemenand, D. D. Valle, and H. Peerhossaini, “Turbulent mixing and residence time distribution in novel multifunctional heat exchangers–reactors,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 49, p. 1066–1075, 2010.
- [15] S. A. E. S. Ahmed, O. M. Mesalhy, and M. A. Abdelatif, “Flow and heat transfer enhancement in tube heat exchangers,” *Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 1607–1630, 2015.

- [16] T. Deshamukhya, D. Bhanja, and S. Nath, "Heat transfer enhancement through porous fins : A comprehensive review of recent developments and innovations," *Journal of Mechanical Engineering Science*, 2020. 1-15.
- [17] T. Alam and M.-H. Kim, "A comprehensive review on single phase heat transfer enhancement techniques in heat exchanger applications," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 81, pp. 813 – 839, 2018.
- [18] J. L. Fernández and R. Poulter, "Radial mass flow in electrohydrodynamically-enhanced forced heat transfer in tubes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 30, no. 10, pp. 2125–2136, 1987.
- [19] S. Laohalertdecha, P. Naphon, and S. Wongwises, "A review of electrohydrodynamic enhancement of heat transfer," *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 11, p. 858–876, 2007.
- [20] S. Li, H. Zhang, J. Cheng, X. Li, W. Cai, Z. Li, and F. Li, "A state-of-the-art overview on the developing trend of heat transfer enhancement by single-phase flow at micro scale," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 143, 2019. 118476.
- [21] L. Léal, M. Miscevic, P. Lavieille, M. Amokrane, F. Pigache, F. Topin, B. Noga-rède, and L. Tadrist, "An overview of heat transfer enhancement methods and new perspectives : Focus on active methods using electroactive materials," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 61, p. 505–524, 2013.
- [22] G. Krishan, K. C. Aw, and R. N. Sharma, "Synthetic jet impingement heat transfer enhancement - a review," *Applied Thermal Engineering*, vol. 149, pp. 1305–1323, 2019.
- [23] M. B. Gillespie, W. Z. Black, C. Rinehart, and A. Glezer, "Local convective heat transfer from a constant heat flux flat plate cooled by synthetic air jets," *Journal of Heat Transfer*, vol. 128, no. 10, pp. 990–1000, 2006.
- [24] Y. Yao, Y. Pan, and S. Liu, "Power ultrasound and its applications : A state-of-the-art review," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 62, 2020. 104722.
- [25] T. G. Leighton, *The acoustic bubble*. Academic Press, 1994.
- [26] T. Kimura, T. Sakamoto, J.-M. Leveque, H. Sohmiya, M. Fujita, S. Ikeda, and T. Ando, "Standardization of ultrasonic power for sonochemical reaction," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 3, no. 3, pp. S157–S161, 1996.
- [27] A. Petošić, D. Svilar, and B. Ivančević, "Comparison of measured acoustic power results gained by using three different methods on an ultrasonic low-frequency device," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 18, pp. 567 – 576, 2011.
- [28] B. Moudjed, V. Botton, D. Henry, S. Millet, J.-P. Garandet, and H. Ben-Hadid, "Scaling and dimensional analysis of acoustic streaming jets," *Physics of fluids*, vol. 26, 2014. 093602.
- [29] Y.-S. Liou, X.-J. Kang, and W.-H. Tien, "Particle aggregation and flow patterns induced by ultrasonic standing wave and acoustic streaming : An experimental study by PIV and PTV," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 106, p. 78–86, 2019.
- [30] C. Petrier, N. Gondrexon, and P. Boldo, "Ultrasons et sonochimie," *Techniques de l'ingénieur*, 2008. AF6310.
- [31] M. Ashokkumar and F. Grieser, "Ultrasound assisted chemical processes," *Reviews in Chemical Engineering*, vol. 15, no. 1, pp. 41–83, 1999.
- [32] M. Ashokkumar, "The characterization of acoustic cavitation bubbles – an overview," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 18, p. 864–872, 2011.
- [33] R. J. Wood, J. Lee, and M. J. Bussemaker, "A parametric review of sonochemistry : Control and augmentation of sonochemical activity in aqueous solutions," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 38, p. 351–370, 2017.

- [34] J. Sponer, "Dependence of the cavitation threshold on the ultrasonic frequency," *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 40, no. 10, pp. 1123–1132, 1990.
- [35] M. Ashokkumar, J. Lee, Y. Iida, K. Yasui, T. Kozuka, T. Tuziuti, , and A. Towata, "The detection and control of stable and transient acoustic cavitation bubbles," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 11, p. 10118–10121, 2009.
- [36] J. Rooze, E. V. Rebrov, J. C. Schouten, and J. T. Keurentjes, "Dissolved gas and ultrasonic cavitation – a review," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 20, pp. 1–11, 2013.
- [37] L. Hong-xia, H. Xiu-lan, C. Jun, and L. Shi-qiang, "Experimental research on anti-scale and scale removal by ultrasonic cavitation," *Journal of Thermal Science*, vol. 18, no. 1, pp. 65–73, 2009.
- [38] Y. Chen, S. Sun, Y. Lai, and C. Ma, "Influence of ultrasound to convectonal heat transfer with fouling of cooling water," *Applied Thermal Engineering*, vol. 100, pp. 340–347, 2016.
- [39] M. Legay, Y. Allibert, N. Gondrexon, P. Boldo, and S. L. Person, "Experimental investigations of fouling reduction in an ultrasonically-assisted heat exchanger," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 46, pp. 111–119, 2013.
- [40] N. Gondrexon, L. Cheze, Y. Jin, M. Legay, Q. Tissot, N. Hengl, S. Baup, P. Boldo, F. Pignon, and E. Talansier, "Intensification of heat and mass transfer by ultrasound – application to heat exchangers and membrane separation processes," *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 25, pp. 40–50, 2015.
- [41] E. Hart and A. Henglein, "Free radical and free atom reactions in the sonolysis of aqueous iodide and formate solutions," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 89, p. 4342–4347, 1985.
- [42] T. Mason, J. Lorimer, D. Bates, and Y. Zhao, "Dosimetry in sonochemistry : the use of aqueous terephthalate ion as a fluorescence monitor," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 1, pp. S91–S95, 1994.
- [43] V. Frenkel, R. Gurka, A. Liberzon, U. Shavit, and E. Kimmel, "Preliminary investigations of ultrasound induced acoustic streaming using particle image velocimetry," *Ultrasonics*, vol. 39, pp. 153–156, 2001.
- [44] T. Cambonie, B. Moudjed, V. Botton, D. Henry, and H. B. Hadid, "From flying wheel to square flow : Dynamics of a flow driven by acoustic forcing," *Physical Review Fluids*, vol. 2, pp. 1–21, 2017.
- [45] J. J. O’Sullivan, C. J. Espinoza, O. Mihailova, and F. Alberini, "Characterisation of flow behaviour and velocity induced by ultrasound using particle image velocimetry (PIV) : Effect of fluid rheology, acoustic intensity and transducer tip size," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 48, pp. 218–230, 2018.
- [46] Y. Fang, T. Yamamoto, and S. Komarov, "Cavitation and acoustic streaming generated by different sonotrode tips," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 48, pp. 79–87, 2018.
- [47] B. Moudjed, V. Botton, D. Henry, S. Millet, J.-P. Garandet, and H. Ben-Hadid, "Oscillating acoustic streaming jet," *Applied Physics Letters*, vol. 105, no. 18, 2014.
- [48] S. Nomura, Y. Sasaki, and K. Murakami, "Flow pattern in a channel during application of ultrasonic vibration," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 39, pp. 4987–4989, 2000.
- [49] S. Nomura, K. Murakami, and M. Kawada, "Effects of turbulence by ultrasonic vibration on fluid flow in a rectangular channel," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 41, pp. 6601–6605, 2002.
- [50] S. Y. Lee and Y. D. Choi, "Turbulence enhancement by ultrasonically induced gaseous cavitation in co2 saturated," *KSME International Journal*, vol. 12, no. 2, pp. 246–254, 2002.

- [51] S. Y. Lee and Y. D. Choi, "Turbulence generation by ultrasonically induced gaseous cavitation in the co₂ saturated water flow," *KSME International Journal*, vol. 17, no. 8, pp. 1203–1210, 2003.
- [52] O. Bulliard-Sauret, S. Ferrouilat, L. Vignal, A. Mempoiteil, and N. Gondrexon, "Heat transfer enhancement using 2 MHz ultrasound," *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 39, pp. 262–271, 2017.
- [53] O. Bulliard-Sauret, J. Berindei, S. Ferrouilat, L. Vignal, A. Mempoiteil, C. Poncet, J. Leveque, and N. Gondrexon, "Heat transfer intensification by low or high frequency ultrasound : Thermal and hydrodynamic phenomenological analysis," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 104, pp. 258–271, 2019.
- [54] A. A. Delouei, H. Sajjadi, R. Mohebbi, and M. Izadi, "Experimental study on inlet turbulent flow under ultrasonic vibration : Pressure drop and heat transfer enhancement," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 51, pp. 151–159, 2019.
- [55] F. Reuter, S. Lesnik, K. Ayaz-Bustami, G. Brenner, and R. Mettin, "Bubble size measurements in different acoustic cavitation structures : filaments, clusters, and the acoustically cavitated jet," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 55, pp. 383–394, 2019.
- [56] S. Hatanaka, K. Yasuib, T. Kozukab, and T. Tuziuti, "Influence of bubble clustering on multibubble sonoluminescence," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 655–660, 2002.
- [57] S. Hatanaka, H. Mitome, K. Yasui, and S. Hayashi, "Multibubble sonoluminescence enhancement by fluid flow," *Ultrasonics*, vol. 44, pp. e435–e438, 2006.
- [58] Y. Kojima, Y. Asakura, G. Sugiyama, and S. Koda, "The effects of acoustic flow and mechanical flow on the sonochemical efficiency in a rectangular sonochemical reactor," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 17, p. 978–984, 2010.
- [59] M. J. Bussemaker and D. Zhang, "A phenomenological investigation into the opposing effects of fluid flow on sonochemical activity at different frequency and power settings. 2. fluid circulation at high frequencies," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 21, p. 485–492, 2014.
- [60] B. Gielen, J. Jordens, J. Janssen, H. Pfeiffer, M. Wevers, L. Thomassen, L. Braeken, and T. V. Gerven, "Characterization of stable and transient cavitation bubbles in a milliflow reactor using a multibubble sonoluminescence quenching technique," *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 25, pp. 31–39, 2015.
- [61] J. Choi, J. Khim, B. Neppolian, and Y. Son, "Enhancement of sonochemical oxidation reactions using air sparging in a 36 kHz sonoreactor," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 51, pp. 412–418, 2019.
- [62] M. Barthès, G. Mazue, D. Bonnet, R. Viennet, J.-Y. Hihn, and Y. Bailly, "Characterization of the activity of ultrasound emitted in a perpendicular liquid flow using PIV and electrochemical mass transfer measurements," *Ultrasonics*, vol. 59, pp. 72–78, 2015.
- [63] G. Mazue, R. Viennet, J.-Y. Hihn, D. Bonnet, M. Barthes, Y. Bailly, and I. Albaïna, "Influence of a perpendicular liquid flow on a cleaning process using 20 kHz ultrasound - characterization of the agitation at vicinity of the surface opposite to the transducer," *Canadian journal of chemical engineering*, vol. 93, pp. 201–205, 2015.
- [64] N. Inworn and W. Chaiworapuek, "On the thermal characteristic of a heating flat surface under low frequency waves," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 122, pp. 1153–1161, 2018.
- [65] R. Lemlich, "Effect of vibration on natural convective heat transfer," *Industrial and engineering chemistry*, vol. 47, no. 6, pp. 1175–1180, 1955.
- [66] R. M. Fand and J. Kaye, "The influence of sound on free convection from a horizontal cylinder," *Journal of heat transfer*, vol. 83, no. 2, pp. 133–143, 1961.

- [67] P. D. Richardson, "Local effects of horizontal and vertical sound fields on natural convection from a horizontal cylinder," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 10, no. 1, pp. 32–41, 1969.
- [68] H. Yukawa, T. Hoshino, and H. Saito, "Effect of ultrasonic vibration on free convection heat transfer from inclined plate in water," *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, vol. 3, no. 1, pp. 229–234, 1975.
- [69] Y. Lida, K. Tsutsui, R. Ishii, and Y. Yamada, "Natural convection heat transfer in a field of ultrasonic waves and sound pressure," *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 24, no. 6, pp. 794–796, 1991.
- [70] V. Uhlenwinkel, R. Meng, and K. Bauckhage, "Investigation of heat transfer from circular cylinders in high power 10 kHz and 20 kHz acoustic resonant fields," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 39, pp. 771–779, 2000.
- [71] S. Nomura, A. Yamamoto, and K. Murakami, "Ultrasonic heat transfer enhancement using a horn-type transducer," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 41, pp. 3217–3222, 2002.
- [72] D. Zhou, X. Hu, and D. Liu, "Local convective heat transfer from a horizontal tube in an acoustic cavitation field," *Journal of Thermal Sciences*, vol. 13, no. 4, pp. 338–343, 2004.
- [73] J. Cai, X. Huai, S. Liang, and X. Li, "Augmentation of natural convective heat transfer by acoustic cavitation," *Frontiers of Energy and Power Engineering in China*, vol. 4, no. 3, pp. 313–318, 2010.
- [74] B. Tajik, A. Abbassi, M. Saffar-Avval, A. Abdullah, and H. Mohammad-Abadi, "Heat transfer enhancement by acoustic streaming in a closed cylindrical enclosure filled with water," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 60, pp. 230–235, 2013.
- [75] H. Kiani, D.-W. Sun, and Z. Zhang, "Effects of processing parameters on the convective heat transfer rate during ultrasound assisted low temperature immersion treatment of a stationary sphere," *Journal of Food Engineering*, vol. 115, pp. 384–390, 2013.
- [76] T. Hoshino, H. Yukawa, and H. Saito, "Effect of ultrasonic vibration on free convective heat transfer from heated wire to water," *Heat Transfer*, vol. 5, no. 1, pp. 37–49, 1976.
- [77] M. Rahimi, M. Dehbani, and M. Abolhasani, "Experimental study on the effects of acoustic streaming of high frequency ultrasonic waves on convective heat transfer : Effects of transducer position and wave interference," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 39, p. 720–725, 2012.
- [78] T. Hoshino and H. Yukawa, "Physical mechanism of heat transfer from heated and cooled cylinder to water in ultrasonic standing wave field," *Journal of Chemical Engineering of Japan*, vol. 12, no. 5, pp. 347–352, 1975.
- [79] S.-W. Chen, F.-C. Liu, H.-J. Lin, P.-S. Ruan, Y.-T. Su, Y.-C. Weng, J.-R. Wang, J.-D. Lee, and W.-K. Lin, "Experimental test and empirical correlation development for heat transfer enhancement under ultrasonic vibration," *Applied Thermal Engineering*, vol. 143, pp. 639–649, 2018.
- [80] S. Nomura and M. Nakagawa, "Ultrasound enhancement of heat transfer on narrow surface," *Heat Transfer – Japanese research*, vol. 22, no. 6, pp. 546–558, 1993.
- [81] S. Nomura, K. Murakami, Y. Aoyama, and J. Ochi, "Effect of changes in frequency of ultrasonic vibrations on heat transfer," *Heat Transfer–Asian research*, vol. 29, no. 5, pp. 358–372, 2000.
- [82] D.-R. Lee and B. Gook Loh, "Smart cooling technology utilizing acoustic streaming," *IEEE transactions on components and packaging technologies*, vol. 30, no. 4, pp. 691–699, 2007.

- [83] B. Chen, Z. Wan, G. Chen, G. Zhong, and Y. Tang, "Improvement of ultrasonic heat transfer enhancement using acoustical focusing and resonance properties," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 104, pp. 60–69, 2019.
- [84] S. Nomura, M. Nakagawa, S. Mukasa, H. Toyota, K. Murakami, and R. Kobayashi, "Ultrasonic heat transfer enhancement with obstacle in front of heating surface," *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 44, pp. 4674–4677, 2005.
- [85] S. W. Wong and W. Y. Chon, "Effects of ultrasonic vibrations on heat transfer to liquids by natural convection and by boiling," *American Institute of Chemical Engineers Journal*, vol. 15, no. 2, pp. 281–288, 1969.
- [86] H.-Y. Kim, Y. G. Kim, and B. H. Kang, "Enhancement of natural convection and pool boiling heat transfer via ultrasonic vibration," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, p. 2831–2840, 2004.
- [87] B. Schneider, A. Koşar, C.-J. Kuo, C. Mishra, G. S. Cole, R. P. Scaringe, and Y. Peles, "Cavitation enhanced heat transfer in microchannels," *Journal of Heat Transfer*, vol. 128, pp. 1293–1301, 2006.
- [88] J. Cai, X. Li, B. Liu, and X. Huai, "Effect of cavitating flow on forced convective heat transfer, a modeling study," *Chinese Science Bulletin*, vol. 59, no. 14, pp. 1580–1590, 2014.
- [89] M. T. Gevari, T. Abbasiasl, S. Niazi, M. Ghorbani, and A. Koşar, "Direct and indirect thermal applications of hydrodynamic and acoustic cavitation : A review," *Applied Thermal Engineering*, vol. 171, 2020. 115065.
- [90] M. Dehbani, M. Rahimi, and M. Abolhasani, "Cfd modeling of convection heat transfer using 1.7 MHz and 24 kHz ultrasonic waves : a comparative study," *Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 1319–1333, 2014.
- [91] B. Loh, S. Hyun, P. I. Ro, and C. Kleinstreuer, "Acoustic streaming induced by ultrasonic flexural vibrations and associated enhancement of convective heat transfer," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 111, no. 2, p. 875–883, 2002.
- [92] S. Hyun, D.-R. Lee, and B.-G. Loh, "Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibrations," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 703–718, 2005.
- [93] G. Ieretti, P. Ciuti, N. Dezhkunov, M. Reali, A. Francescutto, and G. Johri, "Enhancement of high-frequency acoustic cavitation effects by a low-frequency stimulation," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 4, pp. 263–268, 1997.
- [94] P. Ciuti, N. V. Dezhkunov, A. Francescutto, A. I. Kulak, and G. Ieretti, "Cavitation activity stimulation by low frequency pulses," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 7, pp. 213–216, 2000.
- [95] P. Ciuti, N. Dezhkunov, A. Francescutto, F. Calligaris, and F. Sturman, "Study into mechanisms of the enhancement of multibubble sonoluminescence emission in interacting fields of different frequencies," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 10, pp. 337–341, 2003.
- [96] R. Feng, Y. Zhao, C. Zhu, and T. J. Mason, "Enhancement of ultrasonic cavitation yield by a multi-frequency sonication," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 9, pp. 231–236, 2002.
- [97] A. H. Barati, M. Mokhtari-Dizaji, H. Mozdarani, Z. Bathaie, and Z. M. Hassan, "Effect of exposure parameters on cavitation induced by low-level dual-frequency ultrasound," *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 14, pp. 783–789, 2007.
- [98] P. A. Tatake and A. B. Pandit, "Modelling and experimental investigation into cavity dynamics and cavitation yield : influence of dual frequency ultrasound sources," *Chemical Engineering Science*, vol. 57, pp. 4987–4995, 2002.

- [99] M. Rahimi, S. Safari, M. Faryadi, and N. Moradi, “Experimental investigation on proper use of a dual high-low frequency ultrasound waves - advantages and disadvantages,” *Chemical Engineering and Processing*, vol. 78, pp. 17–26, 2014.
- [100] B. W. Fu, N. N. Zhao, H. B. Ma, and F. M. Su, “Heat transfer performance of an oscillating heat pipe under ultrasonic field with dual frequency,” *IOP Conf. Series : Materials science and Engineering*, vol. 72, pp. 1–5, 2015.
- [101] Z. Zhu, P. Zhang, and D.-W. Sun, “Effects of multi-frequency ultrasound on freezing rates and quality attributes of potatoes,” *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 60, 2020. 104733.
- [102] A. E. Bergles and P. H. Newell, “The influence of ultrasonic vibrations on heat transfer to water flowing in annuli,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 8, pp. 1273–1280, 1965.
- [103] R. Lemlich and C.-K. Hwu, “The effect of acoustic vibration on forced convective heat transfer,” *American Institute of Chemical Engineers Journal*, vol. 7, no. 1, pp. 102–106, 1961.
- [104] Y. Yao, X. Zhang, and Y. Guo, “Experimental study on heat transfer enhancement of water shell and tube heat exchanger assisted by power ultrasonic,” *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, 2010. Paper 1110.
- [105] N. Gondrexon, Y. Rousselet, M. Legay, P. Boldo, S. L. Person, and A. Bontemps, “Intensification of heat transfer process – improvement of shell and tube heat exchanger performances by means of ultrasound,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 4, pp. 936–942, 2010.
- [106] M. Legay, P. Boldo, N. Gondrexon, S. L. Person, and A. Bontemps, “Improvement of heat transfer by means of ultrasound – application to a double-tube heat exchanger,” *Ultrasonics sonochemistry*, vol. 19, pp. 1194–1200, 2012.
- [107] M. Legay, S. L. Person, N. Gondrexon, P. Boldo, and A. Bontemps, “Performances of two heat exchangers assisted by ultrasound,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 37, pp. 60–66, 2012.
- [108] M. Setareh, M. Saffar-Avval, and A. Abdullah, “Experimental and numerical study on heat transfer enhancement using ultrasonic vibration in a double-pipe heat exchanger,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 159, 2019. 113867.
- [109] M. Setareh, M. Saffar-Avval, and A. Abdullah, “Heat transfer enhancement in an annulus under ultrasound field : A numerical and experimental study,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 114, 2020. 104560.
- [110] N. Dhanalakshmi, R. Nagarajan, N. Sivagaminathan, and B. Prasad, “Acoustic enhancement of heat transfer in furnace tubes,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 59, pp. 703–718, 2012.
- [111] O. Bulliard-Sauret, *Étude expérimentale de l’intensification des transferts thermiques par les ultrasons en convection forcée*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2016.
- [112] M. Schenker, M. Pourquié, D. Eskin, and B. Boersma, “PIV quantification of the flow induced by an ultrasonic horn and numerical modeling of the flow and related processing times,” *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 20, no. 1, pp. 502–509, 2013.
- [113] LaVision, *Product Manual DaVis 8.3 Software*. Göttingen, 2015.
- [114] V. Renaudin, N. Gondrexon, P. Boldo, C. Pétrier, A. Bernis, and Y. Gonthier, “Method for determining the chemically active zones in a high-frequency ultrasonic reactor,” *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 1, no. 2, pp. S81 – S85, 1994.

Résumé de la thèse

Ce travail de thèse porte sur l'utilisation des ultrasons comme méthode d'intensification des transferts thermiques en convection forcée. L'objectif de ce travail de thèse vise à mieux comprendre les mécanismes physiques en place, permettant ainsi d'optimiser les paramètres opératoires dans une perspective d'utilisation industrielle.

Pour cela, une section d'essais, constituée d'un canal d'écoulement et d'une plaque chauffante, a été utilisée. Cette section d'essais permet d'intégrer un ou deux émetteurs ultrasonores. L'étude de l'influence des ultrasons est structurée à partir d'une analyse du transfert thermique convectif et de l'hydrodynamique. De plus, l'ensemble de cette étude est réalisé pour deux fréquences ultrasonores distinctes, 25 kHz et 2 MHz.

Dans un premier temps, les effets produits par la combinaison de plusieurs champs ultrasonores de fréquence différente ont été étudiés. Les résultats ont montré que la combinaison de champs ultrasonores permet d'améliorer l'activité cavitationnelle, se traduisant par une génération de turbulence au sein de l'écoulement. Lorsque cette turbulence est générée à proximité de la paroi chauffante, l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons est plus importante que dans le cas d'un champ ultrasonore unique.

Dans un second temps, l'étude se porte sur l'influence des ultrasons sur le transfert thermique en fonction du régime d'écoulement. L'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une atténuation des effets hydrodynamiques produits par les ultrasons, néanmoins les effets sur le transfert thermique diffèrent selon la fréquence ultrasonore. L'ensemble des résultats de cette étude ont démontré un lien étroit entre l'intensification du transfert thermique produite par les ultrasons et l'épaisseur initiale de la couche limite thermique en conditions silencieuses. Enfin, une analyse énergétique a permis de montrer l'intérêt de l'utilisation des ultrasons pour intensifier les transferts thermiques dans le cadre d'applications industrielles.

Thesis abstract

This thesis focuses on the use of ultrasound as a method to enhance heat transfer in forced convection. The objective of this thesis is to better understand the physical mechanisms involved, and thus optimise the operating parameters for industrial purposes.

To reach this aim, a test section, consisting of a flow channel and a heating plate, was used. This test section allows to integrate one or two ultrasonic emitters. The study of ultrasound influence is here based on an analysis of convective heat transfer and hydrodynamics. In addition, the study is carried out with two different ultrasonic frequencies, 25 kHz and 2 MHz.

At first, the effects produced by the combination of several ultrasonic fields of different frequencies were studied. The results showed that the combination of ultrasonic fields can improve the cavitation activity, which induces turbulence within the flow. When this turbulence is generated close to the heating wall, the enhancement of the heat transfer produced by the ultrasound is greater than in the case of a single ultrasound field.

Then, the influence of ultrasound on heat transfer, depending on the flow regime is investigated. The increase of the Reynolds number results in an attenuation of the hydrodynamic effects produced by the ultrasound, however the effects on heat transfer differ according to the ultrasound frequency. The overall results of this study demonstrated a link between the heat transfer enhancement induced by ultrasound and the initial thickness of the thermal boundary layer in silent conditions. Finally, an energy analysis showed the interest of using ultrasound to enhance heat transfer for industrial applications.