



UNIVERSITE DE MONASTIR

ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE MONASTIR

HABILITATION UNIVERSITAIRE

Spécialité : Génie Energétique

présentée et soutenue publiquement le 15 juin 2013

par

Maher Ben Chiekh

Maître assistant à l'ENIM

*Amélioration des performances aérodynamiques et
thermiques par contrôle d'écoulement utilisant des jets
synthétiques*

&

*Dynamique de la cavitation ultrasonore et des résidus lors
d'une thrombolyse par ultrasons focalisés*

Composition du Jury :

Mr Hatem Mhiri

Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir

Président

Mr Said Turki

Professeur à la Faculté des Sciences de Sfax

Rapporteur

Mr Habib Ben Aissia

Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir

Rapporteur

Mr Jean Christophe Béra

Professeur à l'Université Claude Bernard Lyon 1 - INSERM

Examineur

Mr Abdelmajid Jemni

Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir

Examineur



UNIVERSITE DE MONASTIR

ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE MONASTIR

HABILITATION UNIVERSITAIRE

Spécialité : Génie Energétique

Maher Ben Chiekh

Juin 2013

MEMOIRE

*Je dédie ce mémoire à toute
ma famille.*

*Je le dédie spécialement à
mon épouse Nour et mes fils
Leithoun et Anassou.*

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé, de près ou de loin, à la réalisation de ce mémoire.

Mes remerciements s'adressent d'abord, aux Professeurs Mohsen Ferchichi du collège royal militaire du Canada et Jean Christophe Béra de l'INSERM de Lyon qui ont beaucoup contribué à la réalisation des travaux synthétisés dans ce mémoire. Je remercie également Monsieur Jean-Christophe Béra d'avoir fait le déplacement jusqu'à Monastir pour faire partie du jury.

Mes remerciements s'adressent ensuite à mon collègue Sadok Quellouz, Directeur de l'ENI Bizerte, qui m'a beaucoup aidé et accompagné dans mes recherches.

Je tiens à remercier Monsieur Hatem Mhini, Professeur à l'ENIM, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury. Je remercie également Monsieur Habib Ben Aissia, Professeur à l'ENIM et Monsieur Saïd Turki, Professeur à la Faculté des Sciences de Sfax, qui ont bien voulu rapporter ce travail.

Mes sincères remerciements vont également au Professeur Abdelmajid Jemni, Professeur à l'ENIM et directeur du Laboratoire d'Etudes des Systèmes Thermiques et Energétiques qui a porté une attention bienveillante à ce travail et qui a accepté de faire partie du jury.

Enfin je voudrais remercier tous les étudiants qui ont contribué à ces travaux. Je ne manquerai pas de remercier Monsieur Bruno Gilles de l'INSERM de Lyon, l'ensemble des chercheurs du LESTE ainsi que mes collègues du département de génie énergétique, pour leur soutien.



UNIVERSITE DE MONASTIR
ECOLE NATIONALE D'INGENIEURS DE MONASTIR

HABILITATION UNIVERSITAIRE

Spécialité : Génie Energétique

présentée et soutenue publiquement le 15 juin 2013

par

Maher Ben Chiekh

Maître assistant à l'ENIM

Rapport de synthèse des travaux de recherche

*Amélioration des performances aérodynamiques et
thermiques par contrôle d'écoulement utilisant des
jets synthétiques*

&

*Dynamique de la cavitation ultrasonore et des
résidus lors d'une thrombolyse par ultrasons
focalisés*

Introduction

Au-delà de ma candidature à l'habilitation universitaire, ce rapport est une occasion de mettre au propre mes activités pédagogiques et de recherche depuis huit ans. En réalité, ces activités ont commencé depuis l'obtention de mon diplôme d'ingénieur de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir (ENIM) en 1997, date à partir de laquelle je me suis engagé dans la voie de la recherche et de l'enseignement. Mon stage de DEA portait sur les performances de la vélocimétrie PIV dans la caractérisation des écoulements. Ce stage a été pour moi la première découverte du domaine du contrôle d'écoulements. Dès ma première année en thèse, j'ai eu la chance d'effectuer un stage au Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'Ecole Centrale de Lyon où j'ai découvert le domaine du contrôle d'écoulements. Ce stage a réellement déterminé la suite de mes activités de recherche. J'ai eu l'occasion de faire la connaissance de chercheurs qui allaient contribuer par la suite et de façon significative à ma formation.

J'ai eu la chance d'obtenir un poste d'assistant de l'enseignement supérieur au département de Génie Energétique de l'ENIM en 2000 et d'être promu au grade de maître assistant après la soutenance de ma thèse. J'occupe ce poste depuis Mai 2004. Au cours de ces années, j'ai participé à la formation au département et j'ai encadré plusieurs mémoires de Projets de Fin d'Etudes dont plusieurs étaient en collaboration avec des partenaires industriels dans des domaines liés à la conversion de l'énergie, la maîtrise de l'énergie, le conditionnement de l'air, les énergies renouvelables, etc.

Parallèlement à mes tâches d'enseignement, j'ai continué à m'intéresser à la recherche autour de deux thématiques. La première correspond à une poursuite des travaux déjà élaborés dans le cadre de ma thèse de doctorat et à une ouverture de cette recherche à de nouvelles perspectives. L'objectif étant d'obtenir des éléments de réponses fiables et performantes pour certains problèmes liés à l'énergétique (dynamique tourbillonnaire, problèmes de contrôle, transferts thermiques, écoulement chargé de particules, temps de séjour...), de transferts thermiques. Une grande partie de cette action s'effectue en collaboration avec le professeur Mohsen Ferchichi du Collège Militaire du Canada (RMC Kingston, Canada) et mon collègue M. sadok Guellouz qui ont profondément contribué à une analyse originale de certaines configurations de contrôle d'écoulements, ce qui a permis d'obtenir plusieurs résultats publiés dans des revues réputées. L'autre partie a été élaborée dans le cadre de trois stages de mastères (Hattour, 2007 ; Dghim, 2009 ; Nasr, 2010) co-encadrement de façon officieuse au sein du Laboratoire d'Etudes des Systèmes thermiques et Energétiques. Ces activités seront présentées dans la première partie de ce rapport.

La seconde de mes deux thématiques a été initiée en 2009 dans le cadre d'une collaboration avec le professeur Jean-Christophe Béra de l'Institut National de la Santé et de la Recherche Médicale de Lyon (UMR 1032) et concerne la dynamique de la cavitation ultrasonore et des résidus lors d'une thrombolyse par ultrasons focalisés. En effet, l'équipe de contrôle de

cavitation ultrasonore de l'UMR 1032 travaille depuis quelques années sur la thrombolyse ultrasonore : des expériences fondamentales. Elle a montré notamment qu'il est possible d'augmenter l'activité de cavitation ultrasonore en maintenant l'intensité acoustique constante (et donc sans augmenter le dépôt thermique) en jouant uniquement sur la forme de l'onde d'excitation. Dans le cadre de la collaboration, on a étudié le problème de la libération dans la circulation sanguine de particules susceptibles d'obstruer des vaisseaux en aval de la zone traitée. Afin de mener à bien cette recherche, on a associé des simulations numériques et des travaux expérimentaux. Les simulations numériques ont commencé dans le stage de maîtrise de Mamdouh Dhahbi soutenu en 2009 et se sont poursuivies au cours de sa thèse de doctorat et le stage de maîtrise de Rafika Haj slama qui est en cours. Une étude expérimentale sur la détection des particules relâchées au cours du tir ultrasonore en présence d'écoulement a été également réalisée à Lyon par M Dhahbi et j'ai personnellement eu l'occasion d'assister à une partie de ces mesures lors de mes multiples séjours dans le laboratoire français en particulier le séjour de neuf mois effectué au cours de l'année 2011 dans le cadre d'un stage de post-doc financé par le programme CMIRA de la région Rhône-Alpes française. Dans ce dernier séjour, je me suis intéressé essentiellement à l'analyse expérimentale de la dynamique de champs de bulles générés par ultrasons dans le contexte de la thérapie par cavitation ultrasonore.

Les résultats dégagés viennent compléter les expériences réalisées par M. Dhahbi en mettant en évidence la forme de l'onde d'excitation par la comparaison de la dynamique de nuages de bulles sous excitation ultrasonore mono ou bi-fréquentielle. Ces projets sont décrits plus en détails dans la deuxième partie de ce rapport.

L'ensemble des activités de recherche est présenté suivant les deux thématiques étudiées. La première partie est consacrée au contrôle d'écoulements par jet synthétique. Le contrôle consiste à agir sur le processus de déclenchement des tourbillons de manière à améliorer les performances aérodynamiques des systèmes ou à favoriser les échanges thermiques. Différentes stratégies de contrôle actif sont testées. L'étude est réalisée soit par voie expérimentale soit par voie numérique. Les deux approches de contrôle nécessitent des techniques de post-traitement et d'analyse appropriées. Nous proposons par exemple d'utiliser l'actionneur jet synthétique pour la manœuvrabilité des systèmes aérodynamiques, ou pour diminuer la traînée, ou pour favoriser le mélange, ou bien encore manipuler la dynamique tourbillonnaire de l'actionneur pour améliorer le refroidissement d'un composant électronique.

La deuxième partie est consacrée à la thrombolyse ultrasonore, et plus particulièrement à la compréhension des mécanismes de la destruction ultrasonore d'un thrombus en présence d'écoulement dans le but d'augmenter l'efficacité du procédé. Nous proposons tout d'abord une étude expérimentale sur la cavitation ultrasonore sur une cible. Ensuite, nous présentons une étude développée afin de connaître les caractéristiques et le comportement des particules susceptibles d'être libérées dans la circulation lors d'une thrombolyse ultrasonore : à terme, nous souhaitons pouvoir optimiser le champ ultrasonore pour réduire le nombre et la taille des particules relâchées. Une synthèse des résultats ainsi qu'une description des perspectives sont effectuées dans les conclusions.

Sommaire

PARTIE I	13
AMELIORATION DES PERFORMANCES AERODYNAMIQUES ET THERMIQUES PAR CONTROLE D'ÉCOULEMENT UTILISANT DES JETS SYNTHETIQUES	13
CHAPITRE I	15
CONTEXTE SCIENTIFIQUE	15
CHAPITRE II	17
AMELIORATION DES PERFORMANCES D'UNE SURFACE PORTANTE PAR INCLINAISON AERODYNAMIQUE DU SILLAGE INDUITE PAR CONTROLE ASYMETRIQUE – WAKE VECTORING	17
II.1. INTRODUCTION	17
II.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE	21
II.3. SILLAGE NATUREL	22
II.4. EFFETS GLOBAUX D'UNE EXCITATION ASYMETRIQUE	25
II.4.1. Effet du coefficient C_{μ} sur la dynamique du sillage	25
II.4.2. Inclinaison du sillage	26
II.4.3. Estimation de la portance et de la traînée	27
II.4.4. Mécanisme de contrôle	29
II.5. DISCUSSION	30
II.6. CONCLUSION	34
BIBLIOGRAPHIE	34
CHAPITRE III	37
REDUCTION DE LA TRAINEE PAR CONTROLE SYMETRIQUE DU SILLAGE	37
III.1. INTRODUCTION	37
III.2. DISPOSTIF EXPERIMENTAL	40
III.3. DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT CONTROLE	42
III.4. REDUCTION DE LA TRAINEE	46
III.5. RECONSTRUCTION D'UN MODELE D'ORDRE REDUIT	47
II.6. CONCLUSION	55
BIBLIOGRAPHIE	55
CHAPITRE IV	57
AMELIORATION PAR CONTROLE ACTIF DE L'EXPANSION ET LE MELANGE D'UN JET PLAN	57
IV.1. INTRODUCTION	57
IV.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE	59
IV.3. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT SANS ET AVEC CONTROLE	60
V.4. CONCLUSION	66
BIBLIOGRAPHIE	67
CHAPITRE V	69
AMELIORATION DU REFROIDISSEMENT D'UN COMPOSANT ELECTRONIQUE PAR CONTROLE D'ÉCOULEMENT	69
V.1. AMÉLIORATION DES TRANSFERTS THERMIQUES PAR CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT	69
V.2. CONFIGURATION DE BASE	71
V.3. IMPLEMENTATION DE LA CONFIGURATION DE BASE	72

V.4. CONTROLE PASSIF PAR ADJONCTION D'UN OBSTACLE DANS L'ECOULEMENT	73
V.5. CONTROLE ACTIF PAR JET SYNTHETIQUE PLACE SUR LA PAROI OPPOSEE AU COMPOSANT	76
V.6. CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	80

PARTIE II **81**

THROMBOLYSE PAR ULTRASONNS FOCALISES : DYNAMIQUE DE LA CAVITATION ULTRASONORE ET DES RESIDUS DE THROMBOLYSE **81**

CHAPITRE I	83
CONTEXTE SCIENTIFIQUE	83
I.1. POSITION DU PROBLEME CLINIQUE	84
I.1.2. Traitements	85
I.1.3. Orientation vers les ultrasons	87
I.2. APPLICATIONS THERAPEUTIQUES DES ULTRASONNS	87
I.2.1. Les ultrasons	87
I.2.1. Applications thérapeutiques actuelles des ultrasons	88
I.2.2. Ultrasons focalisés extracorporels pour la thrombolyse	89
I.3- TRAVAUX REALISES	90
I.3.1. Configuration d'étude	91
I.3.2. Travail expérimental	91
I.3.3. Simulations numériques	91
BIBLIOGRAPHIE	92
CHAPITRE II	93
CARACTERISATION OPTIQUE DE LA DYNAMIQUE DES NUAGES DE BULLES GENERES PAR L'ONDE ULTRASONORE ET DES PARTICULES LIBEREES LORS DE LA THROMBOLYSE ULTRASONORE	93
II.1. ETUDE DE LA DYNAMIQUE D'UN NUAGE DE BULLES GENERE PAR ULTRASONNS FOCALISES DE FORTE INTENSITE	93
II.1.1. Dispositif expérimental	93
II.1.2. Résultats et discussions	95
II.2. EFFET DE L'EXCITATION ACOUSTIQUE SUR LA DISTRIBUTION DE LA TAILLE DES FRAGMENTS EN THROMBOLYSE ULTRASONORE	99
II.2.1. Matériel et méthodes	99
II.2.2. Résultats et discussion	100
II.2.2.1. Effet de l'intensité ultrasonore	101
II.2.2.2. Effet du type d'excitation	103
II.3. CONCLUSION	104
CHAPITRE III	107
SIMULATIONS NUMERIQUES D'ECOULEMENTS CHARGES DE PARTICULES SOUMIS A UN CHAMP ULTRASONORE	107
III.1. APPROCHE PHYSIQUE	107
III.2. CONFIGURATION DE BASE	109
III.2.1. Géométrie	109
III.2.2. Conditions aux limites	109
III.2.3. Équations régissant le mouvement et procédure numérique	110
III.2.4. Validation du maillage et des résultats	110
III.3. ECOULEMENTS CHARGES DE PARTICULE	113
III.3.1. Hypothèses et équations bilan	113
III.3.2. Modèle de la phase discrète (DPM) et conditions aux limites de la particule	113

III.4. RESULTATS ET INTERPRETATION	113
III.4.1. Temps de séjour des particules dans la zone de traitement	114
III.4.2. La force de trainée	115
III.4.2. Ordre de grandeur de l'intensité acoustique pour garder la particule dans la zone de traitement	116
III.6. CONCLUSION	117
BIBLIOGRAPHIE	118
PERSPECTIVES	121

PARTIE I

AMELIORATION DES PERFORMANCES AERODYNAMIQUES ET THERMIQUES PAR CONTROLE D'ÉCOULEMENT UTILISANT DES JETS SYNTHETIQUES

CHAPITRE I	Contexte scientifique.
CHAPITRE II	Amélioration des performances d'une surface portante par inclinaison aérodynamique du sillage induite par contrôle asymétrique.
CHAPITRE III	Réduction de la trainée par contrôle symétrique du sillage.
CHAPITRE IV	Amélioration par contrôle actif de l'expansion et du mélange d'un jet plan.
CHAPITRE V	Amélioration du refroidissement d'un composant électronique par contrôle d'écoulement.

CHAPITRE I

CONTEXTE SCIENTIFIQUE

Le contrôle d'écoulement est un axe de recherche qui se renforce de façon incessante. Dans les dernières années, des progrès remarquables ont été réalisés dans la compréhension des mécanismes et la prédiction des effets et des paramètres qui entrent en jeu, ce qui a conduit à de nettes améliorations dans les performances aérodynamiques et hydrodynamiques des systèmes énergétiques. Des voies d'optimisation des systèmes développés suscitent encore l'intérêt des scientifiques.

Les recherches effectuées dans le domaine de contrôle d'écoulement visent une répercussion des résultats sur les systèmes industriels par l'amélioration des performances et des rendements. Il s'agit par exemple de l'augmentation de la portance et de la diminution de la traînée, de l'amélioration du mélange et des échanges thermiques et du développement durable à travers les économies en énergie et la diminution des émissions des gaz à effet de serre.

S'inscrivant dans la continuité de ceux entamés lors de ma thèse de Doctorat et les récentes publications dans le domaine, ces travaux viennent reconforter et compléter nos analyses qui ont ouvert la voie sur d'autres. Tout le long de ces travaux, j'ai essayé de découpler l'effet des différents paramètres impliqués dans les phénomènes complexes associés aux écoulements étudiés. Des expériences et des séries de campagnes de mesures ont été mises en place depuis mes premières années dans la recherche afin d'étudier l'impact des actionneurs de type jet synthétique sur différentes sortes d'écoulements conventionnels.

Le choix de l'actionneur de type jet synthétique s'est imposé pour différentes raisons. La première est d'ordre historique, car l'équipe du laboratoire LMFA de l'Ecole Centrale de Lyon, au sein de laquelle j'ai mené cette recherche, a longtemps testé et exploré ce mode de contrôle et elle a acquis un savoir-faire dans ce domaine. La deuxième raison d'ordre technique est liée aux avantages uniques de cet actionneur. En effet, les jets synthétiques ont été largement appliqués dans divers domaines, y compris la modification des caractéristiques aérodynamiques des systèmes comme en témoigne la riche revue bibliographique qui s'est développée autour de ce sujet.

Dans cette partie dédiée au contrôle en boucle ouverte d'écoulement par jet synthétique, je présenterai, tout d'abord, les résultats obtenus par voie expérimentale suite à l'application d'un contrôle asymétrique au sillage d'une plaque plane. Le choix de la plaque plane est justifié, par le fait qu'elle constitue des limites entre les corps épais, quels qu'ils soient, qui n'auront jamais une traînée plus faible que la plaque plane parallèle à l'écoulement, de même qu'ils n'auront jamais une traînée supérieure à la plaque disposée perpendiculairement. Cela permet déjà de donner des ordres de grandeur et permet de se situer par rapport à d'autres

configurations. Les résultats de cette partie et leurs analyses permettent une meilleure compréhension des phénomènes physiques qui paraissent dans le cas de l'application d'un contrôle basé sur un actionneur de type jet synthétique au bord de fuite d'une surface portante. A ma connaissance, ce genre d'études n'a pas été encore mené et représente une recherche originale dans le domaine du contrôle d'écoulement.

Dans un second lieu, je me suis intéressé à l'application symétrique du contrôle à cette même surface portante afin d'évaluer le potentiel du contrôle actif pour imposer un état de sillage à zéro déficit de vitesse (ou encore Momentumless wake). Différentes stratégies originales pour l'implémentation du contrôle sont testées et analysées. La répercussion du contrôle sur la réduction de la traînée de pression est discutée.

Dans une troisième étape, je présenterai les résultats mis à jour et largement approfondis du contrôle d'un jet plan qui a représenté la configuration de base des travaux élaborés dans le cadre de ma thèse. Cette révision de mes premiers travaux se justifie par l'apparition de nouvelles recherches qui ont fait émerger de nouvelles discussions sur le sujet. Pour terminer, je présenterai les résultats des simulations numériques traitant l'extension de mes travaux à l'amélioration par contrôle actif du transfert convectif dans des applications de refroidissement des composants électroniques. Cette dernière partie est réalisée dans le cadre des trois mastères que j'ai co-encadrés ces dernières années (Hattour, 2007 ; Dghim, 2009 ; Ben Nasr, 2010 et Laarif, en cours).

CHAPITRE II

AMELIORATION DES PERFORMANCES D'UNE SURFACE PORTANTE PAR INCLINAISON AERODYNAMIQUE DU SILLAGE INDUITE PAR CONTROLE ASYMETRIQUE – WAKE VECTORING

L'objectif ultime de la présente recherche est d'éliminer toutes les surfaces de contrôle qu'on peut observer sur une aile traditionnelle. La littérature concernant les techniques de contrôle passif (volets Gurney, microtabs, etc...) montre que de minimes modifications à l'échelle de l'épaisseur de la couche limite entraînent un résultat significatif sur l'augmentation de la portance. Cela implique que, bien que la vitesse maximale du jet induit par les actionneurs modernes soit faible en comparaison avec la vitesse de l'écoulement dans les applications aéronautiques, ce dernier peut être affecté par un actionneur de type jet synthétique et, en conséquence, le contrôle de la portance de l'aile est potentiellement faisable.

Les ailes sans surfaces mobiles de contrôle de portance présentent plusieurs avantages. Le premier est la disparition des pénalités liées au poids, de complexité mécanique, de coûts de production et d'entretien associés à ces surfaces et aux systèmes mécaniques et hydrauliques ou électriques qui les assistent. Le deuxième avantage est une portée accrue de l'aéronef en portant un volume de carburant plus élevé suite à la libération des espaces traditionnellement occupés par les surfaces mobiles et leur système d'assistance. Finalement, on peut se libérer des compromis en performance aérodynamique imposés par l'utilisation des surfaces mobiles et de leurs systèmes de guidage.

Dans ce chapitre, quelques concepts de techniques de contrôle d'écoulement employées dans la pratique sont présentés. Ensuite, une étude expérimentale détaillée sera menée afin de quantifier l'efficacité de l'actionneur jet synthétique dans le contrôle de la portance d'un profil allongé (plaque plane).

II.1. INTRODUCTION

Un avion nécessite une portance variable pendant le vol. Pour répondre à cette exigence, tous les appareils sont équipés de surfaces de contrôle d'écoulement pour assurer une faible traînée et une portance élevée pendant le décollage, une forte traînée et une portance élevée lors de l'atterrissage, et une faible traînée et une portance modérée en vitesse de croisière.

Bien que les idées de contrôle d'écoulements aient été proposées depuis le début de l'histoire de l'aviation, certaines ne semblaient pas réalistes, car les exigences du système sont mécaniquement complexes et dépendantes de la pression externe ou de la source d'aspiration. Les dispositifs hypersustentateurs dont l'origine remonte aux années 1910-1920, appelés becs et volets actionnés manuellement via des câbles représentent les premiers exemples de techniques de contrôle employées. Les grands avions ont été équipés ensuite de vérins hydrauliques ou électriques pour actionner ces surfaces de contrôle. Pour améliorer l'efficacité des vols, ces dispositifs doivent être rétractés dans des conditions de croisière afin de ne pas induire de traînée supplémentaire. Cependant, les constructeurs d'avion sont toujours confrontés à un certain nombre de lacunes de ces volets hypersustentateurs conventionnels. Du point de vue de la fabrication, ils sont coûteux à construire et ils augmentent le poids total en raison des systèmes mécaniques complexes qui leur sont associés. Du point de vue des performances aérodynamiques, les volets produisent des tourbillons qui interagissent avec le bord de fuite de l'aile principale, ce qui conduit au développement d'important sillage et par conséquent à l'augmentation de la traînée, et éventuellement du bruit. Enfin, d'un point de vue contrôle de l'écoulement, ces volets sont des dispositifs mécaniques passifs qui sont généralement optimisés pour des conditions de fonctionnement spécifiques et peuvent ne pas être adaptés à différentes conditions de vol.

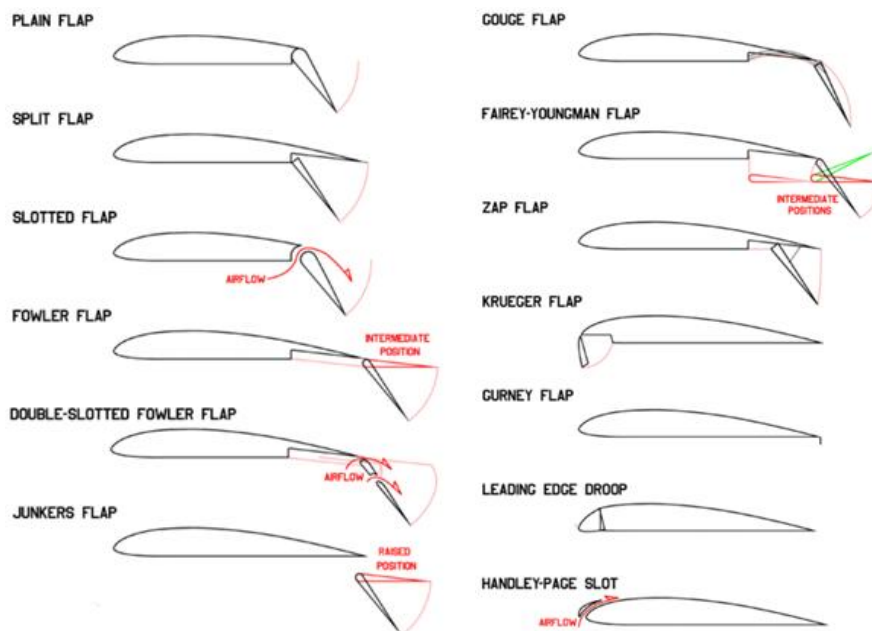


Figure II.1. Volets et moyens de portance élevée

Au fil des années, les systèmes de volets ont évolué à partir d'un simple volet plan à un volet plus complexe (Figure II.2). Les volets utilisant le principe du soufflage pariétal ont été ajoutés aux grands aéroports. Le flux soufflé provient du côté de l'intrados de l'aile qui se trouve sous pression, ce qui permet d'ajouter une quantité de mouvement et donc de retarder le décollement de la couche limite.

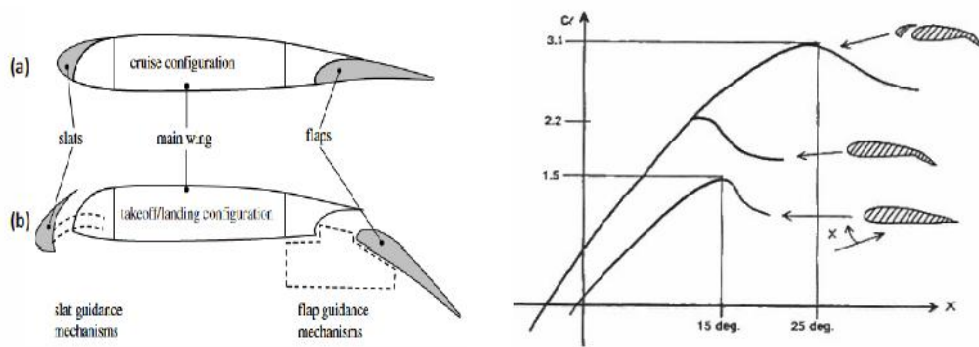


Figure II.2. Bec (slat) et volet (flap) (a) rétractés (b) déployés (c) effets des volets sur le coefficient de portance.

Par ailleurs, des dispositifs simples de type volets Gurney ou « microtabs » ont été testés et ont montré une efficacité intéressante. Le volet Gurney est une plaque rectangulaire placée du côté de la pression élevée au niveau du bord de fuite (Figure II.1). Il est connu comme moyen de portance simple et efficace. Le premier concept a été breveté par Zaparka en 1935. Il a été ensuite utilisé dans les années 60 dans les voitures de course par Daniel Gurney. Le but était d'obtenir une force additionnelle pour améliorer la traction. L'idée a été élargie aux applications aéronautiques en 1978.

La hauteur du volet varie de 0,5% à 3% de la corde de l'aile principale, placée perpendiculairement à la corde vers le bord de fuite du côté de l'intrados de l'aile. Jeffrey (1996) a montré que l'amélioration de portance par le volet Gurney est obtenue par augmentation de la circulation résultant d'un effet combiné de formation de tourbillons derrière le volet Gurney et un retard d'écoulement en face du volet Gurney.

Le volet Gurney permet d'obtenir une plus grande plage d'opération de l'aile, définie comme l'intervalle de vitesse de l'écoulement entrant pour laquelle il n'y a pas de séparation de la couche limite sur l'aile. En effet, le sillage du volet Gurney décale le point de séparation des couches limites en dessous du bord de fuite résultant en une augmentation fictive de la courbure et la corde de l'aile et donc la portance. Il a été cependant démontré que, en fonction de la hauteur du volet Gurney, la traînée de forme peut être importante. En effet, il a été constaté que le rapport de finesse $f = C_L/C_D$ (Portance/traînée), est beaucoup plus faible que celui d'une aile de base (Figure II.3). Liu et al. (2007) ont conclu que le volet Gurney peut ne pas être adapté aux conditions de croisière.

Pour remédier à la traînée associée à la formation de tourbillons de Von Karman se développant dans le sillage, des modifications sur le volet Gurney ont été proposées dans la littérature. Par exemple, Meyer et al. (2006) ont modifié la surface du volet Gurney de manière à introduire des perturbations 3D. Lee et Kuo (2009) et Lee et Su (2011) ont évalué expérimentalement les performances d'un volet Gurney perforé. Ces travaux ont indiqué que malgré une légère perte en portance, la traînée de forme a été considérablement réduite avec une amélioration du rapport C_L/C_D par rapport au volet de base. Pour des fins de contrôle dynamique, une oscillation du volet Gurney a été suggérée dans la littérature (Van Dam Chow

et al. 2006; Tang et Dowell 2011; Delnero et al. 2011). Ces études ont montré que l'augmentation de la fréquence d'oscillation du volet Gurney améliore la portance.

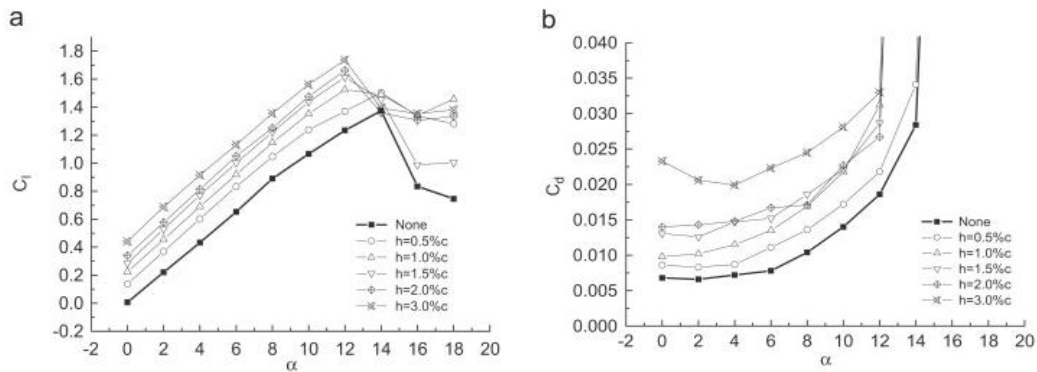


Figure II.3. Coefficients de portance(a) et de trainée (b) pour différents angles d'attaque et différentes hauteurs du volet Gurney (Wang et al. 2008)

Les techniques fluidiques de contrôle pour l'amélioration des performances aérodynamiques via le contrôle de la circulation ont été également étudiées dans la littérature. En effet, le contrôle de la circulation a été introduit il y a quelques dizaines d'années comme une alternative prometteuse aux volets mécaniques et depuis lors il a retenu une attention incessante, on cite à titre d'exemple les travaux de Novack et al. (1987), Loth (2006), Radespiel (2009) et Buonanno (2009).

Un examen complet de l'application du contrôle de la circulation a été élaboré par Kweder et al. (2010). Dans ce travail, le contrôle tangentiel de la circulation a été élaboré par soufflage d'un jet fin (généralement détourné à partir d'une dérivation au niveau du moteur ou de l'échappement) sur une surface de forte courbure greffée au bord de fuite afin de bénéficier pleinement de l'effet "Coanda". La couche limite et le jet restent rattachés à la surface en raison de l'effet Coanda alors que le point d'arrêt se déplace vers le bas. En conséquence, la courbure et la corde effectives augmentent tant que le jet reste attaché le long du bord de fuite incurvé. Une augmentation de la portance comparable à celle des dispositifs hypersustentateurs est atteinte. Cependant, pour atteindre ce niveau d'amélioration de la portance, l'aile doit avoir un grand rayon de courbure, un bord de fuite arrondi, ce qui provoque une augmentation de la traînée de forme en particulier lorsque le jet est à l'arrêt. D'autre part, le système de contrôle est qualifié de « volet jet » s'il consistait uniquement en un jet mince à grande vitesse d'éjection placé au niveau du bord de fuite en l'absence de toute surface Coanda. Spence (1956) a analysé théoriquement le volet jet comme technique d'augmentation de la portance. Son travail a montré qu'une augmentation importante de la portance peut être réalisée suite à une déviation du jet. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer à la revue bibliographique élaborée par Williams et al. (1963) sur les volets jet.

Dans une étude récente, Traub et Agarwal (2008) suggèrent l'association des concepts de volets Gurney et jet. Ils visaient le contrôle par un volet combiné Gurney/jet de la manœuvrabilité des drones (UAV : Unmanned Aerial Vehicle). Les tests sont effectués à un nombre de Reynolds, basé de la corde de l'aile, de 16.10^4 avec une hauteur du volet Gurney de 0,75% et une inclinaison de 70° . Leurs mesures ont montré que le coefficient de portance, la

pende de la courbe de portance et le coefficient de traînée minimum augmentent avec le coefficient d'ajout de quantité de mouvement du jet, C_{μ} . Ils ont également signalé que le taux d'accroissement de la portance LAR (Lift Augmentation Ratio), défini par le rapport de l'augmentation de portance par rapport au cas sans jet divisé par le coefficient d'ajout de quantité de mouvement du jet, décroît en fonction de C_{μ} suivant une allure qui peut être représentée par $C_{\mu}^{-1/2}$. Cependant, ce système n'est pas pratique à réaliser, malgré la disponibilité d'une source de pression élevée (au niveau des premiers étages du compresseur du turboréacteur) pour générer un jet de soufflage, car tout simplement les matériaux utilisés (de l'Aluminium) ne peuvent pas résister à la température du flux soutiré.

Les systèmes à base de surface équipée de plusieurs orifices d'aspiration pour minimiser la couche limite afin de contrôler sa séparation ont été également testés. L'approche nécessite une source de basse pression. Hammond et Redekopp (1997) ont montré, dans leurs simulations numériques, que l'aspiration asymétrique au niveau de la base d'un bord de fuite, peut entraîner une déflexion globale du sillage et donc fait augmenter ce dernier. Les chercheurs ont souligné que l'aspiration devrait être suffisamment grande pour que la formation de tourbillons soit supprimée avant qu'une déviation importante puisse être réalisée. Sous cette condition, des angles d'inclinaison de 25° sont obtenus pour un nombre de Reynolds dans la gamme de 160 à 520. Un coefficient de "force normale" équivalent au coefficient de portance mais basé sur la hauteur du bord de fuite et non pas sur la corde du profil a été estimé de l'ordre 4 pour les couches limites symétriques au niveau des bords de fuite. Ce coefficient augmente de façon constante avec l'asymétrie des couches limites.

Il est clair que la technique de « jet synthétique » combinant des phases de soufflage et d'aspiration, donc instationnaire, et qui ne nécessite ni source externe, ni déplacement de surfaces externes peut remédier aux inconvénients des méthodes de contrôle d'écoulement décrits ci-dessus. En effet, les jets synthétiques ont été déjà considérés dans la littérature dans le but de manipuler les sillages, les écoulements de type couche limite ou jet.

II.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

L'étude expérimentale a été réalisée dans une soufflerie de section 384 x 100 mm². Le modèle est une plaque plane, ayant un bord d'attaque elliptique, montée à mi-hauteur de la section de la soufflerie (Figure II.4). L'écoulement est décrit en un système de coordonnées cartésiennes (x,y,z) dont l'origine est situé au centre de la base arrière de la plaque. Cette dernière est de longueur, $c=520$ mm, d'épaisseur $h=12$ mm, et une envergure $w=90$ mm. Le rapport de blocage est de 3%. Sous ces conditions, la valeur $c/h=43.3$ ce qui représente une valeur largement supérieure à la valeur critique de 4.2 reportée par Taylor et al. (2011) pour garantir un rattachement de l'écoulement aux surfaces de la plaque avant le bord de fuite.

Dans ce travail, la vitesse en amont de la plaque est de 9 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la plaque h , de 7200. L'intensité de la turbulence en amont était inférieure à 0.1%. Les couches limites qui se développent sur les surfaces de la plaque sont caractérisées juste avant le bord de fuite par une épaisseur de quantité de mouvement, θ

et une épaisseur de déplacement δ^* de 1.45 mm et de 2.05 mm respectivement. Le facteur de forme est $H=1,41$ ce qui représente une valeur typique d'une couche limite turbulente.

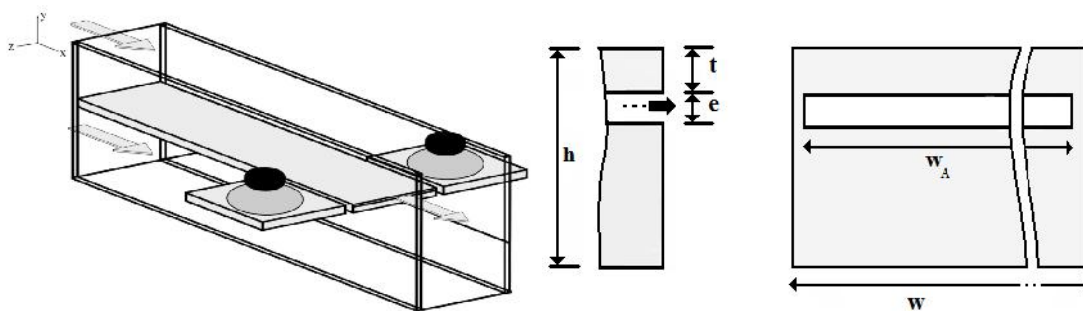


Figure II.4. Dispositif expérimental et position de l'actionneur

Dans cette étude, le contrôle par jet synthétique est réalisé à travers une fente d'épaisseur $e=1.5$ mm et d'envergure, $w_A=80$ mm. La fente est usinée à la base de la plaque à une distance de 2.5 mm du bord de fuite (Figure II.5). La source de l'actionneur est constituée de 2 haut-parleurs (50W en puissance, 4Ω en impédance électrique) montés à l'extérieur de la veine d'essai. L'actionneur est alimenté par un signal électrique alternatif dont la valeur maximale peut atteindre $12 V_{RMS}$. Des mesures fil chaud relevées à la sortie de la fente en absence de l'écoulement confirment le caractère périodique de l'écoulement jet synthétique et son uniformité le long de l'envergure de la fente. L'interaction entre l'écoulement externe et l'action du contrôle peut être ainsi supposée bidimensionnelle. L'amplitude du signal d'excitation de l'actionneur est variée de 2 à $10 V_{RMS}$ par pas de $2 V_{RMS}$ alors que la fréquence est gardée constante de 100 Hz. Cette dernière représente 75% de la fréquence des instabilités absolues dominant le sillage étudié et entre dans la gamme des valeurs recommandées par Pastoor et al. (2008) pour ce type de contrôle. Le tableau II.1 récapitule les paramètres caractéristiques du contrôle utilisé dans cette étude.

Amplitude (V_{RMS})	$u_{A,max}$	U_A	$\frac{u_{A,max}}{U_\infty}$	$u_{A,max} / U_\infty$
0	0	0	0	0
2	24	7,63	8	2,66
4	42	13,36	24	4,66
6	51	16,23	36	5,66
8	61	19,41	52	6,77
10	67	21,33	62	7,55

Tableau II.1. Paramètres caractéristiques du contrôle appliqué

II.3. SILLAGE NATUREL

Pour caractériser le sillage naturel qui se développe derrière le modèle étudié, des mesures PIV couvrant une étendue d'environ 5 fois la hauteur h du modèle sont réalisées. Ces mesures sont appuyées par des mesures au fil chaud afin de déterminer le spectre des fluctuations dans le sillage.

Les caractéristiques du sillage naturel sont données sur les figures II.5 et II.6. Les lignes de courant de l'écoulement moyen sont représentées sur la Figure II.5a. On retrouve la forme

caractéristique d'un sillage derrière un obstacle. La longueur de la zone de recirculation est $l_b = 1.16 h$. Six profils de vitesses axiales moyennes en aval de la plaque sont reportés sur la Figure II.5b. Ces profils montrent l'évolution du déficit de vitesse dans le sillage.

Pour caractériser ce sillage, on introduit la largeur du sillage, $b(x)$ à une distance x du modèle définie par la distance entre les deux positions transversales où la vitesse est de 50% la vitesse en dehors de la zone d'influence des effets visqueux. La Figure II.5c montre que b croît avec la distance x selon une loi $\sim x^{0.42}$, ce qui est en concordance avec la loi en $x^{0.5}$ rapportée par Chevray et Kovaszny (1969). Les données de la Figure II-5b sont retracées en coordonnées adimensionnelles sur la Figure II-5d. Cette dernière permet de caractériser le déficit de vitesse dans le sillage ainsi que son expansion. Le déficit de vitesse moyenne est exprimé par $U_d = [U_e(x) - U(x,y)] / [U_e(x) - U(x,0)]$, où U_e est la vitesse moyenne en dehors du sillage qui varie légèrement (de l'ordre de 1-2% pour $x/h > 2$) à cause de l'entraînement et l'éventuel développement des couches limites sur les parois de la soufflerie. Les profils de U_d coïncident pratiquement, ce qui indique que le proche sillage a atteint un état d'autosimilarité. Le déficit moyen peut être approché par la courbe de lissage fournie par Wygnanski et al. (1986):

$$U_d = \exp\left(-0.637\left(\frac{y}{b}\right)^2 - 0.056\left(\frac{y}{b}\right)^4\right) \quad (II.1)$$

La Figure II.5e illustre le spectre des fluctuations de la vitesse longitudinale dans le sillage mesuré à $x/h=y/h=2$. Le spectre présente un pic fondamental qui correspond à la fréquence du lâcher tourbillonnaire de Von Karman d'environ 135 Hz ou un nombre de Strouhal $St=0.18$ qui se cadre bien dans la gamme des nombres de Strouhal reportés dans Taylor et al. (2011).

Les iso-contours des contraintes de Reynolds longitudinale $\overline{uu} / U_\infty^2$, transversale $\overline{vv} / U_\infty^2$ et croisée $\overline{uv} / U_\infty^2$ ainsi que l'évolution longitudinale de leurs profils transversaux normalisés sont présentés sur la Figure II.6. La cartographie de la composante longitudinale (Fig. II.6a) présente une distribution caractéristique d'un sillage avec une structure à deux lobes ayant chacune un maximum de 6%, ce qui indique un maximum d'intensité de turbulence $I = \frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{U_\infty}$ de l'ordre de 24%. L'autosimilarité des profils transversaux de l'intensité de turbulence longitudinale est également validée par la représentation de ces profils en fonction des coordonnées adimensionnelles x/l où l est l'échelle de longueur caractéristique du sillage définie par la demi-largeur des profils transversaux de l'intensité de turbulence comme l'indique la Figure II-7. Le sillage étudié présente une variation longitudinale de cette grandeur obéissant à la loi $l \sim x^{0.5}$ en parfait accord avec les résultats de Park et al. (1991) et Tennekes et Lumley (1992).

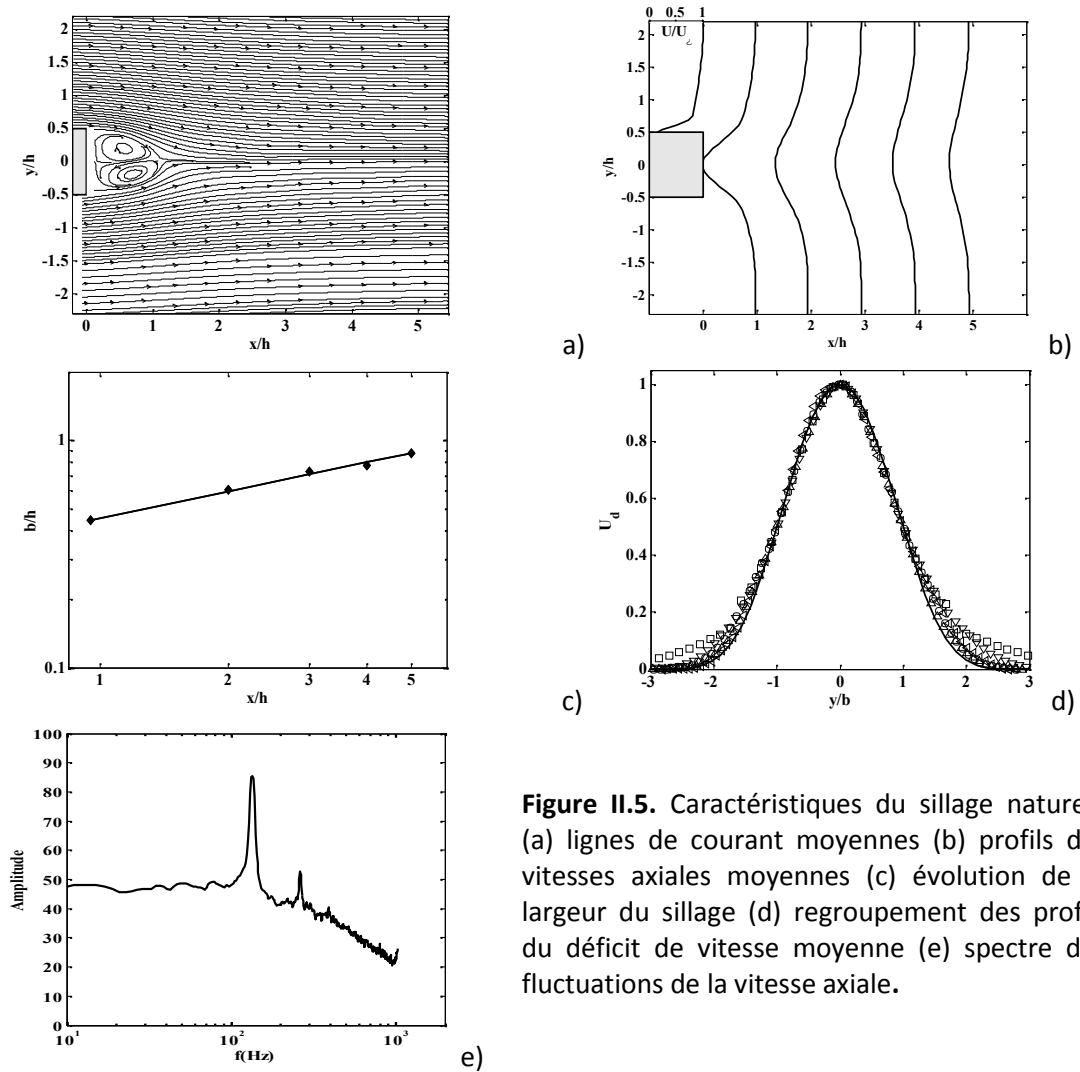


Figure II.5. Caractéristiques du sillage naturel : (a) lignes de courant moyennes (b) profils des vitesses axiales moyennes (c) évolution de la largeur du sillage (d) regroupement des profils du déficit de vitesse moyenne (e) spectre des fluctuations de la vitesse axiale.

La composante transversale (Fig. II.6b) présente également une distribution symétrique avec des valeurs importantes localisées à l'intérieur de la zone de recirculation. Son maximum d'environ 15% est localisé au point $x/h=l_b$ et $y/h=0$. L'autosimilarité des profils transversaux est également validée. La distribution de la contrainte croisée (Fig. II.6c) est marquée par deux régions étroites de signes opposés dans la zone de recirculation suivie par deux lobes antisymétriques par rapport à l'axe du sillage. Ceci peut être attribué à la formation et la convection des tourbillons comme l'explique Taylor et al. (2011).

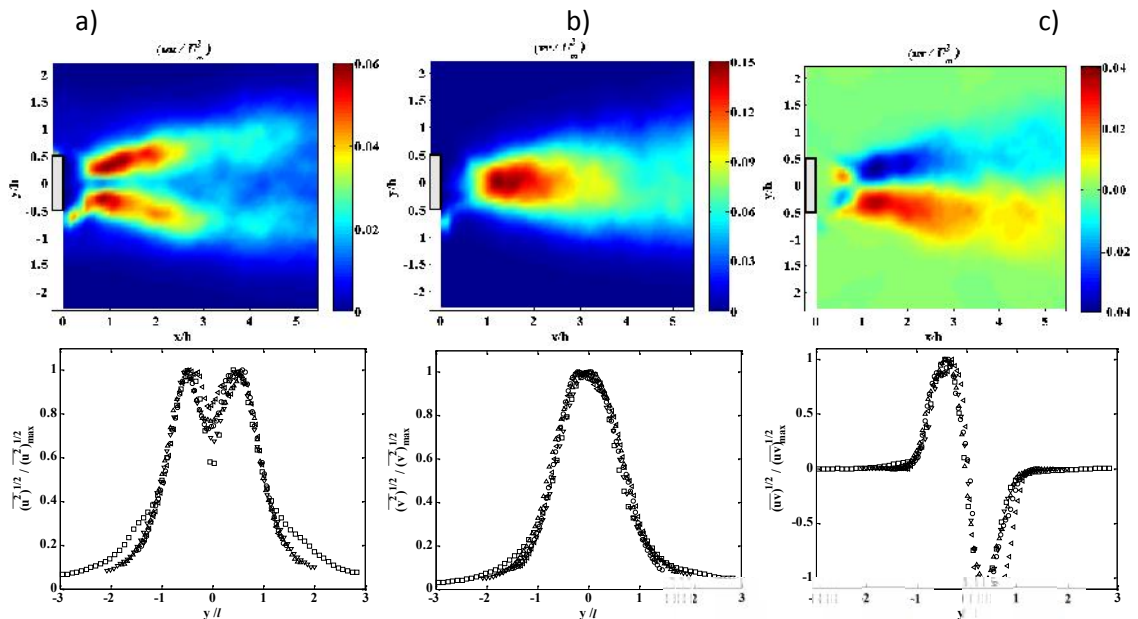


Figure II.6. Distribution des tensions de Reynolds dans le sillage représentées sous forme de cartographies puis sous forme de regroupement de profils (a) $\overline{u'u'}/U_\infty^2$; (b) $\overline{v'v'}/U_\infty^2$; (c) $\overline{uv'}/U_\infty^2$

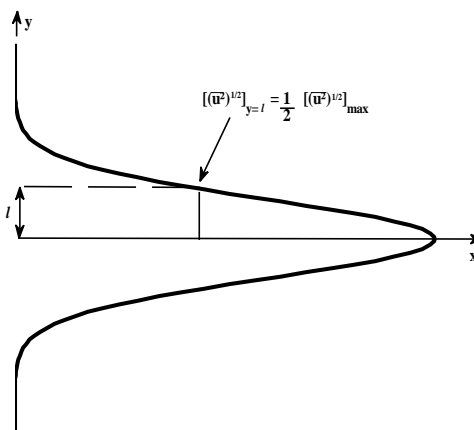


Figure II.7. Définition de l'échelle de longueur caractéristique du sillage à partir du profil de l'intensité de turbulence.

II.4. EFFETS GLOBAUX D'UNE EXCITATION ASYMETRIQUE

II.4.1. Effet du coefficient C_μ sur la dynamique du sillage

Pour les paramètres sélectionnés précédemment, une étude paramétrique a été menée pour identifier les valeurs de C_μ requises pour établir une déviation du sillage proche. Les résultats sont donnés dans les figures II.8-9.

La Figure II-8 montre les profils moyens de vitesse longitudinale pour C_μ de 0, 8%, 24%, 32% et 62%. Il est clair que lorsque $C_\mu = 8\%$, la vitesse moyenne est légèrement affectée à $x/h \geq 3$ et l'écoulement conserve sa symétrie par rapport à l'axe des abscisses x et affiche un profil typique du déficit de vitesse. Cependant, quand C_μ augmente à environ 24%, le profil de vitesse moyenne devient presque uniforme pour $x/h \geq 3$, et enfin, quand C_μ dépasse 36% les

profils moyens de la composante longitudinale de vitesse se rapprochent de ceux d'un écoulement de type jet faiblement incliné et ce à partir de $x/h \geq 3$.

Pour mieux analyser ce changement d'un comportement de type sillage déficitaire en celui d'un jet faiblement incliné, nous introduisons l'épaisseur de quantité de mouvement, θ évaluée comme suit:

$$\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(y)}{U_e} \left(1 - \frac{U(y)}{U_e} \right) dy \quad (II.2)$$

Les valeurs de θ sont représentées sur la Figure II.9 pour différentes valeurs de C_{μ} . Il est évident à partir des données que C_{μ} de 8% n'a pas d'effets notables sur le sillage puisque l'épaisseur θ ne varie pas énormément de la valeur du sillage naturel. Lorsque C_{μ} augmente, θ diminue systématiquement le long du sillage. De plus, cette diminution de θ s'intensifie avec l'augmentation de C_{μ} et passe de $d\theta/dx = -0,02$ pour le sillage naturel à $d\theta/dx = -0,2$ pour $C_{\mu} = 62\%$. On note également que pour $C_{\mu} > 36\%$ et $x/h \geq 4$, l'épaisseur θ devient négative conformément au passage vers un comportement jet déjà observé sur la Figure II-8a.

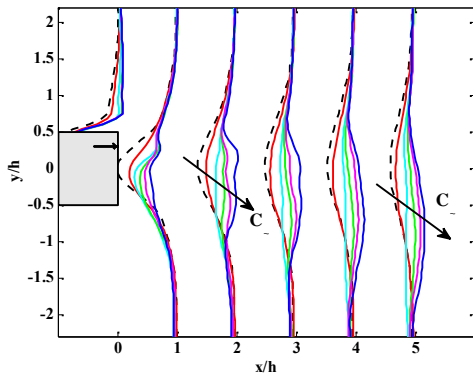


Figure II.8. Déviation des profils moyens de la composante longitudinale de la vitesse pour différentes valeurs de C_{μ} : $C_{\mu} = 8\%$ (—), 24% (—), 32% (—), 52% (—) et 62% (—)

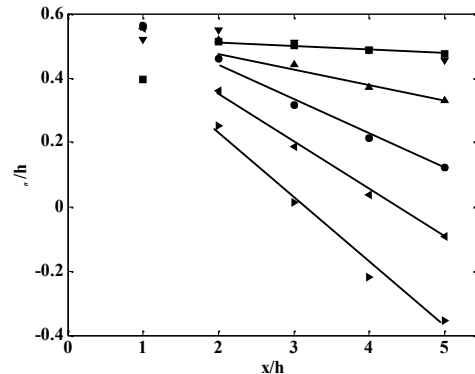


Figure II.9. Variation de l'épaisseur de quantité de mouvement dans le sillage en fonction de C_{μ} : $C_{\mu} = 0\%$ (■) 8% (▼) 24% (▲) 36% (●) 52% (◄) et 62% (►)

II.4.2. Inclinaison du sillage

Il a été établi dans la section précédente que, suite à la modification des conditions aux limites du sillage par excitation asymétrique, le sillage est dévié vers le côté non contrôlé entraînant une déviation (vectorisation) dès que C_{μ} dépasse un certain seuil. Pour déterminer quantitativement le degré de l'inclinaison du sillage, l'angle de vectorisation α , est déterminé en utilisant la technique proposée dans Pack et Seifert (1999):

$$\alpha = \frac{\sum \alpha_i (U_e - U_i)^2}{\sum (U_e - U_i)^2} \text{ tel que } \alpha_i = \tan^{-1} \left[\frac{V_i}{U_e - U_i} \right] \quad (II.3)$$

α est l'inclinaison moyenne d'un profil transversal à x donné, calculée à partir des angles d'inclinaison α_i le long du profil $y=i$ pondérés par le déficit local de quantité de mouvement. Les valeurs de α sont données dans la Figure II-11. Pour le sillage naturel, l'angle de

vectorisation demeure assez constant avec une valeur moyenne de moins de 1° en valeur absolue. L'augmentation de C_{μ} à 8% n'engendre qu'une variation d'environ (-2°) de l'angle de vectorisation du sillage. Par contre, une nette variation des valeurs de α est observée lorsque C_{μ} atteint les 24% : α est d'environ (-6°) à $x/h=1$ suivie d'une variation monotone jusqu'à (-26°) à $x/h=5$. Pour $C_{\mu} \geq 32\%$, α augmente rapidement jusqu'à $x/h=2$ avant de garder des valeurs constantes par la suite de l'ordre de (-26°) et (-28°) pour $C_{\mu}=36\%$ et $C_{\mu}=62\%$, respectivement.

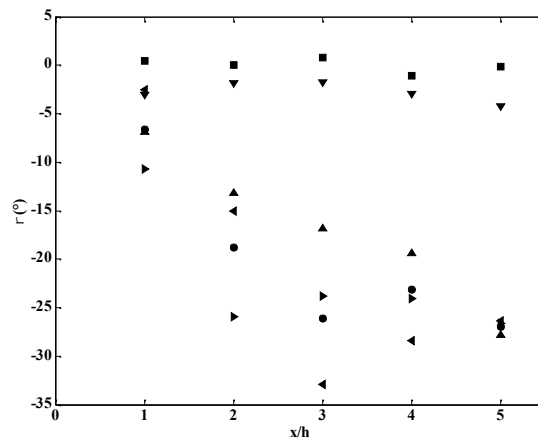


Figure II.11. Angle d'inclinaison des profils moyens de la vitesse $C_{\mu}=0\%$ (■) 8%(▼) 24%(▲) 36% (●) 52% (◄) 62%(►)

Une technique de visualisation de l'écoulement a été élaborée pour confirmer certaines des valeurs α indiquées ci-dessus. La technique consiste à attacher des fils de laine au bord de fuite du modèle et photographier leurs déviations par rapport à l'axe de symétrie de modèle comme l'illustre la figure II-12 pour C_{μ} de 0%, 24% et 62%. Sous l'effet du contrôle asymétrique, une vectorisation du sillage est imposée. L'angle de vectorisation du proche sillage est estimé à (-6°) et (-10°) pour $C_{\mu}=24\%$ et 62%, respectivement. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs trouvées en utilisant l'équation II.4.

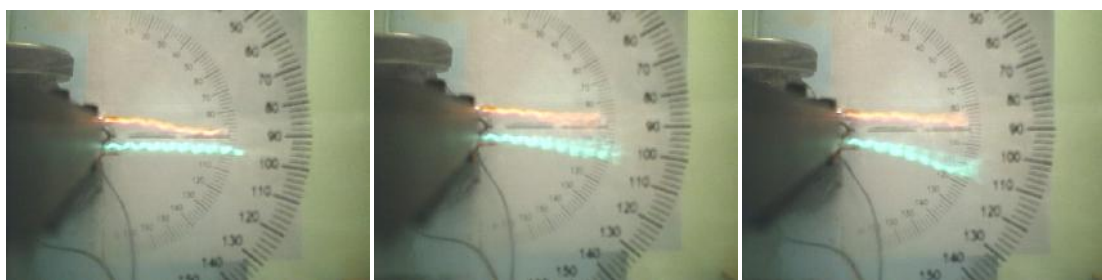


Figure II.12. Visualisation du sillage incliné par $C_{\mu}=0\%$, 24% et 62%.

II.4.3. Estimation de la portance et de la traînée

La force ascendante (portance) agissant sur le modèle en raison de la déviation du sillage a été estimée en utilisant le théorème de Kutta-Jukowski. Le théorème stipule que la force de portance par unité d'envergure, F_l , peut être calculée par la relation :

$$F_l = \rho U_\infty \Gamma \quad (II.4)$$

Où Γ est la circulation autour du profil. Elle peut être estimée par la contribution des structures cohérentes au niveau du bord de fuite via leur vorticité $\langle \Omega_z \rangle$.

Dans cette étude, Γ est calculée à l'aide de la relation

$$\Gamma = \iint_A \Omega_z dA = \sum_i \langle \Omega_z \rangle \Delta A_i \quad (II.5)$$

O  A est l'aire englobant l'aire de mesure et ΔA_i est l'aire correspondant à la taille d'une maille de mesure par PIV.

Le coefficient de force normale, C_N peut être estimé par la relation donnée par Hammond et Redekopp (1997) comme suit:

$$C_N = \frac{F_l \cdot w}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 h w} = \frac{2\Gamma}{U_\infty h} \quad (II.6)$$

Le coefficient de force normale C_N a été évalué pour différentes valeurs de C_μ et tracé dans la Figure II-13. Sur cette dernière, on remarque que le sillage naturel présente un coefficient C_N proche de zéro (-0.03). C_N augmente légèrement pour $C_\mu=8\%$ avant de varier significativement par un facteur six pour $C_\mu=24\%$. Une augmentation supplémentaire de C_μ semble ne pas beaucoup affecter le coefficient. L'augmentation brusque de C_N pour $C_\mu=24\%$ est l'indicateur d'un changement fondamental dans la dynamique du sillage. Sur la même Figure II.13, les valeurs du coefficient C'_N présentées dans le travail de Liu et Montfort (2007) et estimées en utilisant une théorie relative à une aile fine équipée d'un volet Gurney sont également tracées. On remarque que bien que les variations de C_N en fonction de C_μ représentées par les deux approches soient similaires, l'écart dans les valeurs de C_N est assez grand.

Les deux allures qualitativement similaires permettent de représenter la déviation du sillage constaté sous l'action du jet synthétique asymétrique par une configuration équivalente employant un volet Gurney, basée sur une géométrie dont la ligne de cambrure moyenne est composée d'une nappe de tourbillon principale le long de la corde du modèle et une courte nappe déviée le long de la ligne droite de longueur, l_G , reliant le bord de fuite et le point de stagnation du sillage dévié. L'écart constaté entre les valeurs issues des deux approches peut être attribué en partie à la très faible valeur de l_G/c d'environ 0,003 de ce travail. En effet, une analyse de sensibilité de la théorie aile mince a révélé que les erreurs peuvent être considérablement amplifiées lorsque l_G/c est faible. Dans la suite de cette étude, les valeurs C_N déterminées en utilisant la première approche seront utilisées car elles sont supposées être plus réalistes puisqu'elles sont déterminées à partir des mesures réelles.

L'estimation du coefficient de trainée, C_D , est élaborée en utilisant la méthode décrite par Naghib-Lahouti et al. (2012). Cette méthode est sélectionnée suite à l'importante

ressemblance entre les modèles utilisés dans cette étude et la leur. Le coefficient de traînée est déterminé par la relation :

$$C_D = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) \frac{dy}{h} - 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overline{u^2}}{U_\infty^2} \frac{dy}{h} + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overline{v^2}}{U_\infty^2} \frac{dy}{h} + \frac{2\mu}{U_\infty^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x}\right) \frac{dy}{h} \quad (II.7)$$

Le premier terme est attribué à la traînée de l'écoulement moyen, les deuxième et troisièmes correspondent à la traînée due à la turbulence, et le dernier terme est un terme de traînée visqueuse négligeable par rapport aux autres termes.

Pour toutes les valeurs de C_μ , l'équation (II.7) est calculée à partir des profils de vitesse mesurés à la position de $x/h=5$. Les données du coefficient de traînée tracées sur la Figure II.13 montrent que le coefficient de traînée C_D est de 0,93 pour le sillage naturel et qu'il diminue régulièrement avec l'augmentation C_μ . Cependant, contrairement aux résultats trouvés dans la plupart des études stipulant que la traînée augmente lorsqu'on emploie un volet Gurney, le contrôle asymétrique utilisant un jet synthétique contraint C_D à diminuer et même devenir négatif pour C_μ supérieure à 34%. Le jet synthétique agit comme dispositif de production de poussée ou de propulsion tout en générant de la portance.

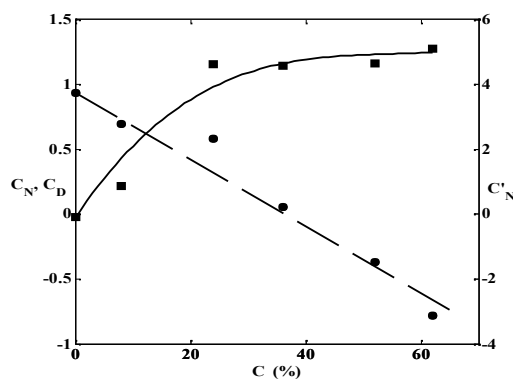


Figure II.13. Variation des coefficients de portance C_N (■) et de traînée C_D (●) en fonction de C_μ , associées au coefficient C'_N obtenu en utilisant la méthode décrite dans Liu and Montfort (2007) (—)

II.4.4. Mécanisme de contrôle

Les mécanismes qui conduisent à la déviation du sillage peuvent être découplés par l'étude des interactions entre le sillage et le jet synthétique. Les évolutions de cartographies des champs de vorticités déterminés à partir des moyennes de phase, $\frac{h\Omega_z}{U_\infty}$, sont présentées dans la Figure II.14 et ce pour $C_\mu=0\%$, 8% et 24%.

Pour le sillage naturel (Fig. II.14a), la vorticités est concentrée dans les couches de cisaillement. Elle est positive dans la couche supérieure et négative dans la couche inférieure. L'oscillation des couches de cisaillement fait naître un lâcher de vorticités vers l'aval du sillage. La vitesse de convection de ces poches tourbillonnaires est estimée à $0,6 U_\infty$ en accord avec les valeurs rapportées dans Taylor et al. (2011). Les cartographies des champs de vorticités associés aux moyennes de phases lorsque le jet synthétique est actionné avec $C_\mu=8\%$ sont données dans la figure II.14b. On note que la figure II.14b-i marque le début de la phase de soufflage et la figure II.14b-iv marque le début de la phase d'aspiration du cycle de contrôle. Pour cette valeur C_μ , on remarque une augmentation importante de l'intensité du tourbillon observé dans les

couches de cisaillement qui se séparent des bords de fuite, alors que les poches de vorticité qui s'échappent sont de plus petites tailles. De plus, l'enroulement et le détachement des couches de cisaillement se produisent plus près du bord de fuite comparé au cas du sillage naturel. Les poches de vorticité se divisent en petites structures tourbillonnaires aussitôt qu'elles se détachent puis elles sont convectées vers l'aval. On peut en conclure qu'à cette valeur de C_μ , l'excitation ne modifie pas fondamentalement la dynamique de sillage, que l'évolution des tourbillons est tout à fait comparable à celle observée dans le cas du sillage naturel et que le lâcher de poches de vorticité est quasi-rompu car l'intensité du tourbillon s'att ne rapidement et que la vitesse de convection se trouve réduite à $0,4 U_\infty$. Ceci est en accord avec le fait que pour $C_\mu=8\%$, l'inclinaison du sillage n'est pas significative (Fig. II.11).

Lorsque le coefficient C_μ passe à 24% (Fig. II.14c), le jet synthétique forme une paire de tourbillons contra-rotatifs pendant la phase de soufflage (Fig. II.14c i-iii). De toute évidence, la vorticité au voisinage de bord de fuite a augmenté significativement par rapport aux cas de C_μ de 0% et 8%. En raison de sa proximité de la couche de cisaillement supérieure et son intensité, la paire de tourbillons du jet synthétique entraîne le tourbillon de la couche de cisaillement supérieure pendant la phase de soufflage, générant ainsi une importante nappe de vorticité négative dans le sens horaire (Fig. II.14c-ii). En conséquence, la couche de cisaillement supérieure n'a pas connu l'enroulement observé pour $C_\mu =0\%$ et 8%. On note également que pendant la phase de soufflage, le tourbillon dans la couche de cisaillement inférieure reste confiné au bord de fuite. Au début de la phase d'aspiration (Fig. II.14c, iv), le tourbillon se scinde en deux: un petit tourbillon est entraîné vers le jet synthétique et un grand tourbillon convecté vers l'aval. Le mouvement de ce dernier persiste en aval sans être affecté par la phase d'aspiration. Il est intéressant de noter que pendant la phase d'aspiration (Fig. II.14c iv-vi), le tourbillon de la couche de cisaillement supérieure a été confiné dans une région très étroite au voisinage de la sortie du jet synthétique, tandis que la poche de vorticité de la couche de cisaillement inférieure se scinde en petits fragments sous l'effet de l'aspiration avec des intensités réduites avant d'être convectés vers l'aval.

II.5. DISCUSSION

Les résultats précédents ont révélé un certain nombre d'observations sur l'impact de l'actionneur jet synthétique sur la déviation du sillage. Les données de la figure II.11 suggèrent que toute inclinaison significative du sillage ne peut être obtenue que si le coefficient d'ajout de quantité de mouvement C_μ dépasse un certain seuil. Pour cette étude, où $Re_h = 7200$ et la fréquence d'excitation $f_A =100$ Hz, le seuil est compris entre 10% et 20% (voir Fig. II.13).

Il est tout à fait évident sur la Figure II.14b que lorsque $C_\mu = 8\%$, la résistance de la paire de structures tourbillonnaires générées par le jet synthétique n'était pas assez importante pour supprimer complètement l'instabilité globale et la paire de tourbillons se trouve rapidement atténuée dans la zone de recirculation. D'autre part, le contrôle à $C_\mu=24\%$ (Fig. II.14c) a généré une forte paire de tourbillons qui a surmonté le mélange induit par les fortes turbulences dans la zone de recirculation. Au fur et à mesure que la paire de tourbillons progresse vers l'aval, elle entraîne la couche de cisaillement supérieure qui interagit avec l'enroulement et par

conséquent la formation de tourbillons est supprimée. Ces observations sont appuyées par l'analyse des spectres unidimensionnels de fréquence basée sur la fluctuation longitudinale pour le sillage naturel et sillage manipulé avec $C_{\mu}=24\%$. Les spectres (Fig. II.15) montrent qu'il n'y a pas de pics identifiables correspondant à la formation de tourbillons observés dans le cas naturel. De toute évidence, le pic à 100 Hz et ses harmoniques de la figure II.15 correspond à la fréquence d'excitation. Le fait que l'inclinaison du sillage n'est possible que lorsque la formation de tourbillons est complètement supprimée a été discuté en détail par Hammond et Redekopp (1997) qui ont effectué des simulations numériques sur différentes techniques d'aspiration à la base du modèle dans le but d'une inclinaison du sillage.

Afin d'identifier le rôle des phases de soufflage et d'aspiration dans l'inclinaison du sillage, le coefficient C_N est calculé à partir des moyennes de phase de la figure II.14c et retracé sur la figure II.16. Au cours de la phase de soufflage ($0^\circ \leq \phi < 180^\circ$), la valeur moyenne du C_N est d'environ 0,33. Cependant, les données semblent indiquer que la plupart de la portance est produite lors de la phase d'aspiration ($180^\circ \leq \phi < 360^\circ$) avec une moyenne de C_N d'environ 4,6. Ce dernier résultat est en accord avec les travaux de Hammond et Redekopp (1997) sur le rôle de l'aspiration à la base du modèle dans l'inclinaison du sillage. Toutefois, un examen attentif des cartographies de vortacité pour $C_{\mu}= 24\%$ suggère que la succession des phases du soufflage et d'aspiration joue un rôle important pour l'inclinaison du sillage: pendant la phase de soufflage, le flux expulsé interfère avec le développement de la couche supérieure de cisaillement entraînant l'atténuation de formation de tourbillon. Sous ces conditions, au cours de la phase d'aspiration, de faibles débits d'aspiration sont nécessaires pour assurer l'inclinaison du sillage, probablement très inférieurs aux débits d'aspiration nécessaires dans une approche reposant totalement sur une aspiration effectuée à la base du modèle. Enfin, il est intéressant de remarquer que les angles d'inclinaison du sillage et le coefficient de portance C_N semblaient converger vers une valeur constante lorsque C_{μ} dépasse 24%. Cela peut être dû au fait que lorsque l'on augmente C_{μ} , les contraintes turbulentes normales et de cisaillement augmentent. Ces derniers sont responsables du transport de la quantité de mouvement dans le sens transversal, ce qui réduit les gradients de la vitesse moyenne et augmente la largeur du sillage au même temps qu'il réduit la vortacité moyenne. Ainsi, plus C_{μ} est grande, plus la vortacité agit sur une étendue plus large, mais avec une intensité réduite, d'où une circulation presque constante.

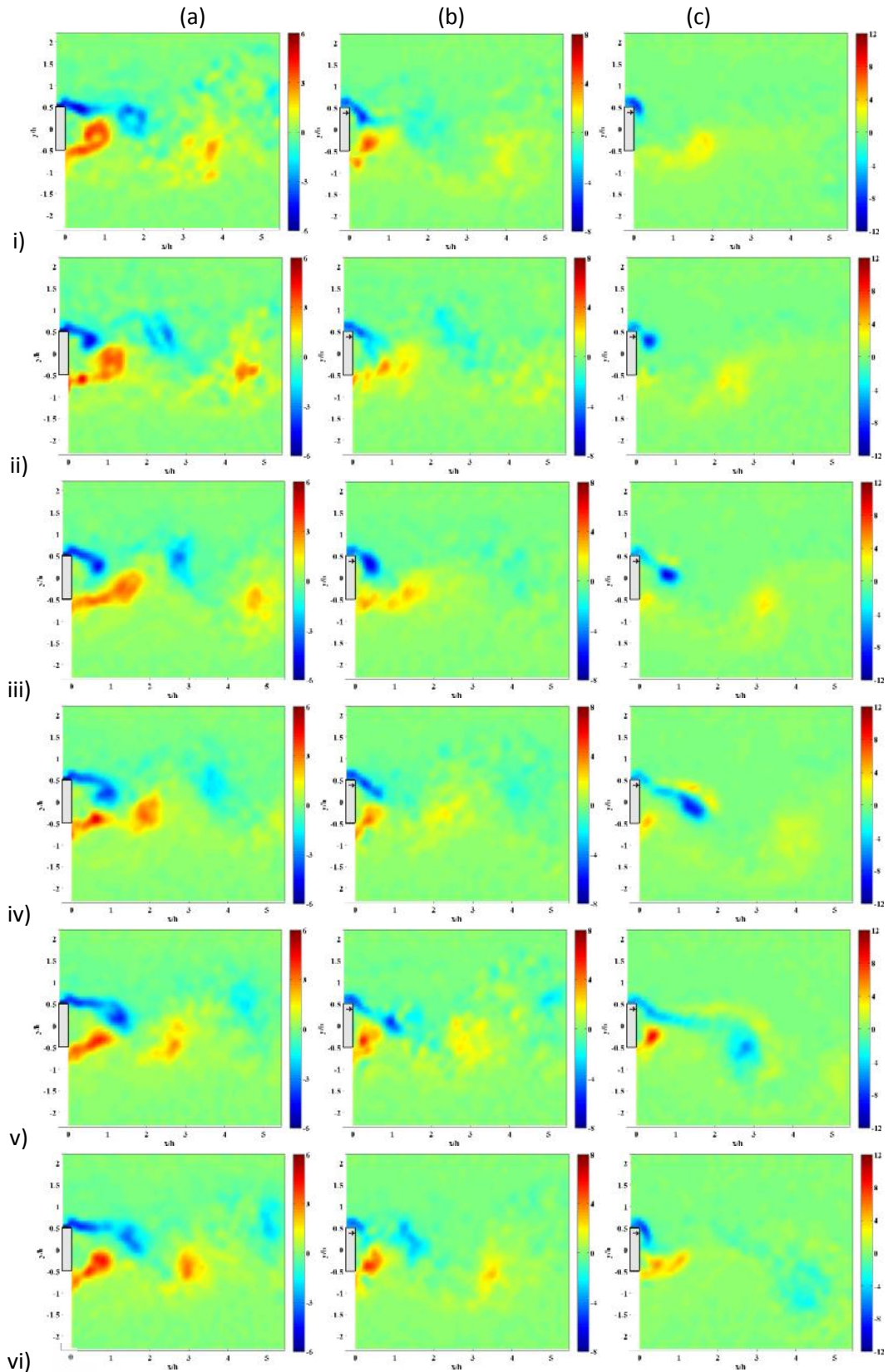


Figure II.14. Cartographies des champs de vorticité associés aux moyennes de phase de l'écoulement, $\frac{h\Omega_z}{U_\infty}$, pour $C_\mu=0\%$ (a), 8% (b) et 24% (c)

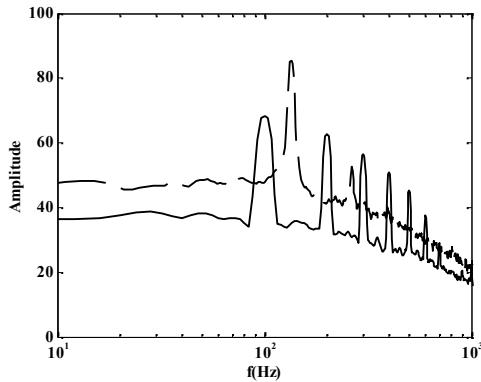


Figure II.15. Spectres unidimensionnels de fréquence basée sur les fluctuations longitudinales mesurées à $x/h=2$ et $y/h=0.5$ dans le sillage naturel (.....) et sillage manipulé avec $C_{\mu}=24\%$ (—).

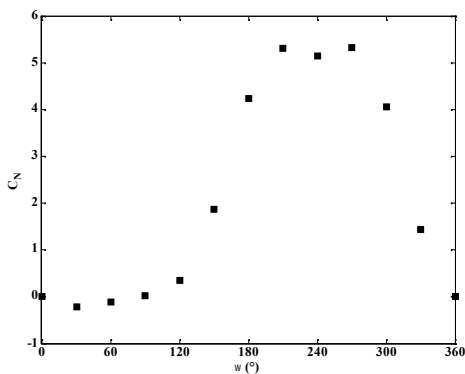


Figure II.16. Evolution du coefficient C_N sur un cycle d'excitation pour $C_{\mu}=24\%$.

Pour évaluer l'efficacité de l'action asymétrique du jet synthétique dans l'amélioration de la portance, on introduit le taux d'accroissement de la portance, LAR pour « Lift Augmentation ratio », défini comme suit:

$$LAR = \frac{C_{N,C_{\mu} \neq 0} - C_{N,C_{\mu} = 0}}{C_{\mu}} \quad (II.8)$$

Le rapport est représenté sur la Figure II.17. Ses valeurs de ce taux diminuent de façon monotone de 4,8 pour $C_{\mu} = 24\%$ à 2.06 pour $C_{\mu} = 62\%$ et demeurent supérieures à 1 pour les grandes valeurs de C_{μ} étudiées.

Pour effectuer une comparaison qualitative, on considère un « volet jet » équivalent, ayant une vitesse du jet V_j égale à la vitesse moyenne de la phase de soufflage du jet synthétique, et un angle de déviation du jet, δ , égal à l'angle de déviation du point de stagnation dans le sillage. Strand (1956) a proposé une expression de la portance totale engendrée par un volet jet :

$$C_N = 2\pi\alpha + (\pi\sqrt{C_{j,\mu}} + C_{j,\mu})(\delta + \alpha) \quad (II.9)$$

où $C_{j,\mu}$ est le coefficient d'ajout de quantité de mouvement équivalent au jet basé sur la corde du modèle, α dans l'équation (II.9) est l'angle d'attaque, égal à zéro dans cette étude. Pour un volet jet équivalent à notre cas, l'expression du taux d'accroissement de la portance se réduit à:

$$LAR_j = \left(\sqrt{\frac{c\pi^2}{hC_{\mu}}} + 1 \right) \delta \quad (II.10)$$

L'estimation des angles de déviation du point de stagnation, δ , donne $\delta = 4.1^\circ, 8.0^\circ, 8.7^\circ, 9.7^\circ$ et 10.0° quand $C_{\mu} = 8\%, 24\%, 36\%, 52\%$ et 62% respectivement. L'équation (II.10) est tracée dans la figure II-17. Les résultats suggèrent pour toutes les valeurs de C_{μ} , que pour une excitation asymétrique par jets synthétiques le taux LAR serait 50% inférieur à celui d'un volet jet équivalent.

En termes de perspectives, une amélioration plus importante de la portance et du taux LAR pour des jets synthétiques asymétriques pourrait être obtenue grâce à une combinaison avec un volet Gurney.

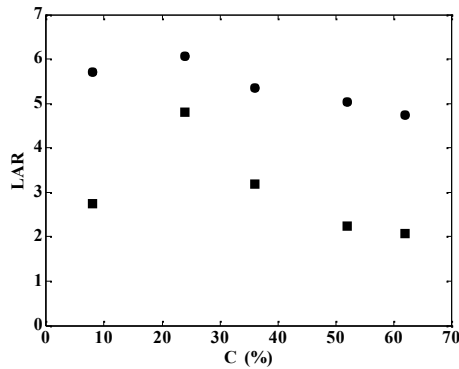


Figure II.17. Variations du taux d'accroissement de la portance (LAR) en fonction de C_{μ} pour un contrôle par jet synthétique (■) et un contrôle par volet jet équivalent (●).

II.6. CONCLUSION

Dans ce travail une nouvelle approche basée sur le contrôle asymétrique d'un sillage a été étudié. Les paramètres de contrôle nécessaires pour réaliser l'inclinaison d'un sillage sont étudiés. Les résultats suggèrent que pour une importante inclinaison du sillage, la formation de tourbillons doit être supprimée en premier. Dans les conditions d'écoulement cité ci-dessus, des valeurs C_{μ} de l'ordre de 10% à 20% sont nécessaires. L'angle d'inclinaison du sillage semblait varier asymptotique vers une valeur constante d'environ 30° à des distances en aval $x/h > 4$ et ce pour des valeurs de C_{μ} entre 24% et 64%. En conséquence, le coefficient de la force normale calculé à partir de la circulation au bord de fuite a atteint une valeur presque constante, indépendante de C_{μ} quand celui-ci dépasse les 24%. Les moyennes de phase des champs de vorticités et la force normale de portance ont montré que la plupart de l'effet d'inclinaison du sillage se produit au cours de la phase d'aspiration du contrôle, tandis que la phase de soufflage est assurée la suppression de la formation de tourbillons suite à l'interaction de la paire de structures du jet synthétique avec l'enroulement de la couche de cisaillement supérieure qui se développe dans le proche sillage.

BIBLIOGRAPHIE

- | | |
|------------------------|--|
| Buonanno et al. (2009) | Aerodynamic circulation control for flapless flight control of unmanned air vehicle, PhD Thesis, Cranfield University. |
| Chevray et al. (1969) | Turbulence measurements in the wake of a thin flat plate, AIAA J., 7: 1641. |

- Chow et al. (2006) Unsteady computational investigations of deploying load control microtabs. *Journal of Aircraft* 43: 1458-1469.
- Delnero et al. (2011) Aspects of the influence of an oscillating mini-flap upon the near wake of an airfoil NACA 4412. *Journal of Physics: Conference Series* 296: 012007.
- Hammond et Redekopp (1997) Global dynamics and aerodynamic flow vectoring of wakes, *J. Fluid Mech.*, 338: 231-248.
- Jeffrey (1996) Aerodynamics of the Gurney Flap. AIAA 96-2418.
- Kweder et al. (2010) Applications of Circulation Control, Yesterday and Today. *International Journal of Engineering* 4:411.
- Lee et Kuo (2009) PIV investigation of flow field behind perforated Gurney flaps. *Exp. Fluids* 46: 1005-1019
- Lee et Su (2011) PIV study of near-field tip vortex behind perforated Gurney flaps. *Exp. Fluids*. 50: 351-361.
- Lieback 1978) Design of Subsonic Airfoils for high Lift. *Journal of Aircraft* 15: 547-561.
- Liu et al. (2007) Lift enhancement by static extended trailing edge. *Journal of aircraft* 44:1939-1947.
- Liu et Montefort (2007) Thin-Airfoil Theoretical Interpretation for Gurney Flap Lift Enhancement. *Journal of aircraft* 44:667-671.
- Loth (2006) Advantages of combining BLC suction with control high-lift generation. In: Joslin D., Jones G.S. (editors): *Application of circulation control technology*, Progress in Astronautics and Aeronautics, 214, AIAA, 3-21.
- Naghib-Lahouti et al. (2012) Secondary wake instabilities of a blunt trailing edge profiled body as a basis for flow control. *Exp. DOI* 10.1007/s00343-012-1273-9.
- Novack et al. (1987) Experimental investigation of the circulation wall jet on circulation control airfoil. AIAA paper 87-0155.
- Meyer et al. (2006) Drag reduction on Gurney flap by three-dimensional modifications. *Journal of Aircraft* 45: 132-140.
- Pack et Seifert (1999) Periodic excitation for jet vectoring and enhanced spreading. AIAA Paper No. 99-0672.
- Parekh et al. (1996) Innovative jet flow control- Mixing enhancement experiments. AIAA Paper, 96-0308.
- Pastoor et al. (2008) Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *J. Fluid Mech.* 608:161-196.
- Perrin et al. (2007) Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD. *Exp. Fluids* 43: 341-355.
- Radespiel et al. (2009) Flow analysis of augmented lift systems. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 102:168-189
- Spence (1956) The lift coefficient of a thin, jet-flapped wing. *Proc. Roy. Soc. A*, 238: 4-6.
- Tang et Dowell (2011) Aerodynamic loading for an airfoil with an oscillating Gurney flap. *Journal of Aircraft* 44: 1245-1257.
- Taylor et al. (2011) Features of the turbulent flow around symmetric elongated bluff bodies, *J. Fluids Struct.*, 27: 250-265.

Tennekes et Lumley (1992)	A first course in turbulence, MIT press.
Traub et Agarwal (2008)	Aerodynamic Characteristics of a Gurney/Jet Flap at Low Reynolds Numbers. Journal of Aircraft 45: 424-429
Wang et al. (2008)	Gurney flap—Lift enhancement, mechanisms and applications. Progress in Aerospace Sciences 44: 22-47.
Williams et al. (1963)	The Aerodynamics of Jet Flaps.HM Stationery Office, London.
Wynnanski et al. (1986)	On the large-scale structures in two-dimensional small deficit, turbulent wakes, J. Fluid Mech., 168:31–71.
Zaparka (1935)	Aircraft and Control Thereof. U.S. Patent 19: 412.

CHAPITRE III

REDUCTION DE LA TRAINÉE PAR CONTROLE SYMETRIQUE DU SILLAGE

Les écoulements autour des obstacles ont été largement étudiés dans la littérature en raison de leur importance fondamentale dans la compréhension de la formation des sillages et les instabilités de type Bénard-Karman essentiellement. Depuis quelques dizaines d'années, le contrôle ou la réduction de ce phénomène est un objectif primordial pour l'industrie aéronautique. Diverses approches ont été utilisées pour contrôler ou réduire l'émission de ces tourbillons de Bénard-Karman : l'introduction d'un deuxième obstacle dans le sillage, la modification de la pression en amont du cylindre par un système d'aspiration, la vibration libre longitudinale ou transversale du cylindre, etc. Les retombées des travaux portent par exemple sur la portance, la stabilité, la traînée, la pollution ou les bruits. Il est aussi question de réduire la consommation, ce qui se traduit par une économie d'énergie et par la diminution des émissions de gaz.

Dans ce chapitre, on décrit le procédé qui consiste à utiliser des actionneurs de type jet synthétique pour contrôler ce phénomène de lâcher tourbillonnaire qui affecte fortement la traînée de pression et les oscillations périodiques des forces aérodynamiques.

III.1. INTRODUCTION

D'après Zdravkovich (1997), les écoulements autour des obstacles (cylindre par exemple) sont dominés par des instabilités de haute fréquence de type « convectives » qui dominent la couche de cisaillement à la séparation et des instabilités de fréquences inférieures de type « absolues » régissant la formation de tourbillons dans le proche sillage. Ces instabilités rendent les écoulements autour des obstacles de référence (cylindre, carré, sphère,...) très attractifs pour les études de contrôle d'écoulement afin de développer des stratégies de suppression de la formation des tourbillons. Diverses techniques passives et actives de contrôle, en particulier pour un sillage de cylindre, ont été mises au point et étudiées expérimentalement et numériquement en vue de l'amélioration aérodynamique et surtout la réduction de traînée de pression. Ces techniques visent, en général, soit la suppression de la formation de tourbillons, soit la prévention de l'interaction entre les couches de cisaillement et le découplage des tourbillons inférieur et supérieur de sorte que l'enroulement des tourbillons commence plus loin en aval. Une revue complète de ces études peut être trouvée dans Gad-el-Hak et al. (1998) et Choi et al. (2008).

De nombreuses techniques de contrôle passif ont été appliquées au cylindre en vue de la suppression de formation de tourbillons. Bearman et Owen (1998) utilisent différentes formes placées à la surface au niveau de la séparation des couches limites. Sreenivasan et Strykowski (1990), Sakamoto et Haniu (1994) et Dalton et al. (2001) ont placé un petit cylindre afin d'interférer avec la couche de cisaillement dans le sillage d'un grand cylindre. La principale

conclusion est que, en plus de la diminution de la traînée moyenne, les oscillations de traînée et de portance sont réduites par la présence du cylindre secondaire. Bearman (1965) et Yao et Sandham (2002) ont utilisé une lame séparatrice placée sur l'axe de symétrie d'un cylindre et ont constaté que le couplage des couches de cisaillement opposées est inhibé et par conséquent la traînée est réduite.

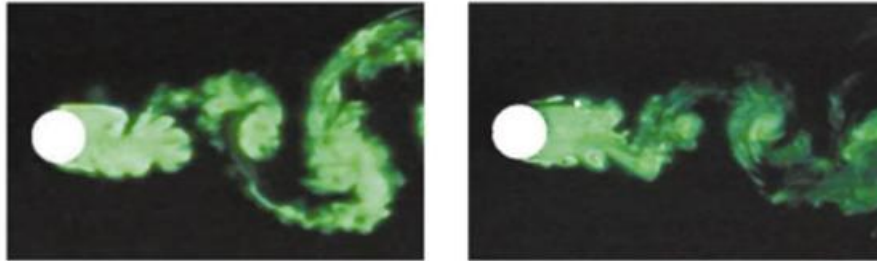


Figure III.1. Visualisations du sillage naturel d'un cylindre ($Re=3000$) et du sillage contrôlé par un petit cylindre (Dalton et al., 2001)

Ces techniques de contrôle d'écoulement ont été également élargies pour inclure les sillages des corps profilés ayant un bord de fuite qui présente une arrête vive (culot). Dans ce cas, la forme angulaire impose une séparation des couches limites sur l'arrête, et le bord de fuite comportant un culot qui produit un sillage important. De toute évidence, les techniques de contrôle seraient très bénéfiques pour les configurations dites à dos plat (flatback en anglais) ou pour des applications aérodynamiques de bord de fuite tels que les pales d'éoliennes, profils aérodynamiques supercritiques, etc. Ces profils présentent des caractéristiques attractives liées à la portance améliorée et l'intégrité structurale en raison de leur bord de fuite épais. Cependant, ils génèrent une traînée de pression plus élevée en raison de la faible pression dans leur proche sillage.

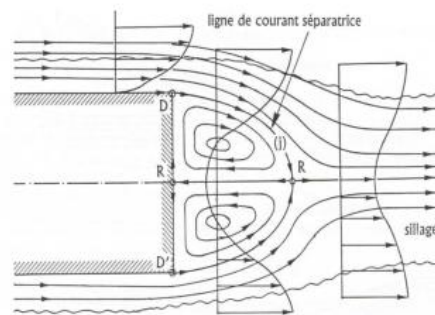


Figure III.2. Topologie de l'écoulement décollé sur un culot.

Les techniques de contrôle passif d'écoulement sur les corps profilés ont été le sujet de plusieurs études. En effet, Tanner (1972) a employé des segments en forme de M et des extensions de bords de fuite; Grinstein et al. (1991) ont placé une lame séparatrice dans l'axe de sillage; Tombazis et Bearman (1997) ont fixé un ensemble de surfaces ondulées au culot; Park et al. (2006) ont connecté des petites languettes au bord de fuite, etc. Dans ces études, des réductions significatives de la traînée ont été réalisées par la suppression de l'interaction entre les deux couches de cisaillement et/ou en affectant le tourbillon dans sa zone de

formation (Akansu, 2004). Des réductions de la traînée de forme ont également été réalisées en modifiant la dynamique de l'écoulement dans le proche sillage des corps profilés soit par aspiration (Sharma et Sahoo, 1998) soit par soufflage (Wu et al, 2008; Cimbala et Park, 1990) au bord de fuite. Cimbala et Park (1990) ont montré qu'une injection proportionnée à partir d'une fente placée au milieu de la base et qui s'étend sur toute l'envergure du bord de fuite d'une plaque plane permet d'aboutir à un état de sillage sans déficit de vitesse ou «Momentumless wake » suite à la suppression de formation de tourbillons. Dans une étude ultérieure, Park et Cimbala (1991) ont montré que la dynamique de sillage sans déficit dépend fortement de la configuration d'injection. Ils ont observé que le soufflage par deux fentes, positionnées symétriquement autour du centre de la base, fournissent des résultats très différents de celui accompli par une fente de soufflage unique. Ces moyens passifs sont fiables en raison de la simplicité et de la rentabilité. Toutefois, lors de l'utilisation en dehors des conditions nominales de conception, ces systèmes statiques peuvent induire des effets négatifs.

Les techniques de contrôle actif peuvent également améliorer les performances en adaptant la gamme d'action aux conditions de fonctionnement. Le contrôle actif de sillage des obstacles a été rapporté dans un certain nombre de documents proposant une variété de techniques de contrôle actif, on cite : les oscillations du corps, le forçage électromagnétique, l'actionneur plasma, les jets pulsés, les jets synthétiques, etc. Cependant, les techniques de contrôle actif destinées à réduire la traînée des modèles allongés sont rares dans la littérature et elles n'ont été abordées que récemment. Henning et al. (2007) et Pastoor et al. (2008) ont utilisé un actionneur de type jet synthétique pour contrôler le sillage d'un profil à arêtes vives à travers de minces fentes disposées aux deux bords de fuite. Ils indiquent que l'action du jet synthétique augmente l'amplitude des perturbations dans la couche de cisaillement et rectifie le processus d'enroulement. En outre, les actionneurs commandent la phase des tourbillons et la synchronisation des couches de cisaillement supérieure et inférieure peut être accomplie lorsque les deux actionneurs sont en phase. Dans ce cas, lorsque le contrôle a été appliqué de manière symétrique, la suppression de l'effet des allées tourbillonnaire a été obtenue pour une fréquence de contrôle dans la plage d'environ 0,28 à 1,15 fois la fréquence des instabilités naturelles du sillage, ce qui conduit à la récupération de pression. Le contrôle symétrique en phase semble être le plus efficace (jusqu'à une augmentation de 40% de la pression au niveau de la base du profil) pour une fréquence d'excitation d'environ 0,65 fois la fréquence de l'instabilité du sillage. Toutefois, l'application des excitations en opposition de phase provoque une augmentation significative de la traînée. Par la suite, le lâcher naturel alternatif est amplifié et donc la récupération en pression diminue.

L'objectif du présent travail est d'étudier le mécanisme physique qui permet d'accomplir l'état du sillage à zéro déficit « momentumless wake » en utilisant un système de contrôle actif basé sur une action périodique en boucle ouverte utilisant la technologie d'actionneurs à jet synthétique. Une étude expérimentale sur un écoulement de sillage d'une plaque plane a été menée dans le but de tester différentes stratégies de contrôle par jets synthétiques des structures générés dans un sillage. Un post-traitement basé sur la décomposition en modes propres orthogonaux (POD) est développé pour mettre en évidence ces structures et l'impact de la stratégie employée pour contrôler leur dynamique. L'objectif ultime est d'arriver à

conjuguer les divers effets et analyser les mécanismes d'action mis en jeu lors des différentes stratégies de contrôle.

III.2. DISPOSTIF EXPERIMENTAL

Un arrangement original de deux actionneurs à jet synthétique couplés à deux paires de configuration de fentes placées symétriquement le long de l'envergure du culot a été implémenté afin d'obtenir la caractéristique aérodynamique du sillage avec et sans activation du contrôle à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du profil de 7200, ce qui est comparable à celui de Cimbalá et Park (1990,1991). La figure III.3 illustre le dispositif expérimental et schématise les deux paires de configuration de fentes qui assurent une excitation périphérique ou centrale du sillage en mode symétrique ou antisymétrique selon le déphasage appliqué entre les deux actionneurs. Un total de quatre configurations d'excitation simultanée est possible comme l'indique le tableau III.1. L'écoulement naturel est identique à celui étudié dans le chapitre II. L'excitation est fixée sur une amplitude de $4 V_{RMS}$ et la fréquence sur $f_A=100$ Hz. Le coefficient d'addition de quantité de mouvement de chaque actionneur est de 24%. Un analyseur de spectre et la vélocimétrie par images de particules (PIV) en mode tirs aléatoires ou synchronisés sont utilisés dans cette étude.

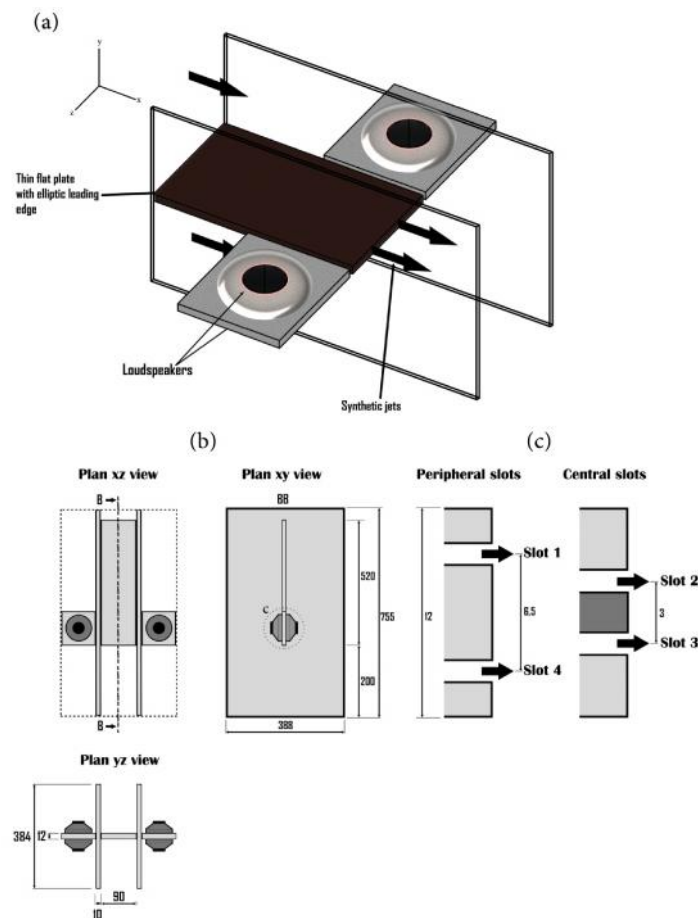


Figure III.3. Dispositif expérimental (a) Définition de la maquette (b) différentes vues (dimensions en mm) (c) configurations d'excitation (périphérique et centrale).

Lorsque le contrôle est appliqué, les spectres des fluctuations de la vitesse longitudinale dans le sillage, mesurés à $x/h=y/h=2$ (Fig. III.4) présentent un pic fondamental qui correspond à la fréquence d'excitation. On observe également une réduction de l'amplitude du spectre de 15dB et on remarque la génération d'harmoniques supérieures et l'absence de sous-harmoniques dans le spectre expliquée par Smith et Glezer (1998) par une caractéristique notable du jet synthétique qui est l'absence des interactions entre les paires de tourbillons qui forment le jet. Le contrôle est sensé influencer le champ de vitesse instantanée par la formation de nouvelles structures synchronisées à la fréquence des actionneurs et qui sont supposées interagir avec les couches de cisaillement du sillage.

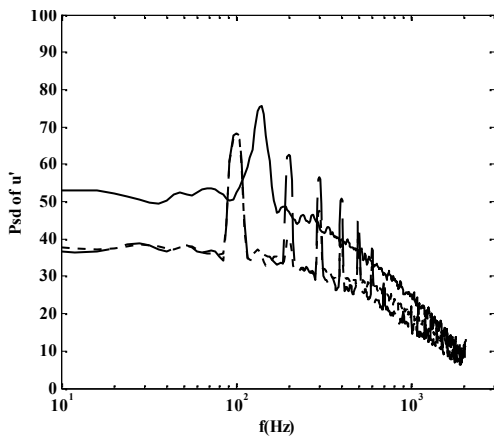


Figure III.4. Spectres des fluctuations de la vitesse longitudinale mesurés à $x/h=2$ et $y=h/2$ pour les configurations (C0) —, (C2) ----, (C4)






Configuration	Slot	1	2	3	4	Schéma
	désignation					
Sillage naturel	C0	OFF	OFF	OFF	OFF	
Sillage excité de façon périphérique et symétrique ($\varphi=0^\circ$)	C1	ON	OFF	OFF	ON ($\varphi=0^\circ$)	
Sillage excité de façon centrale et symétrique ($\varphi=0^\circ$)	C2	OFF	ON	ON ($\varphi=0^\circ$)	OFF	
Sillage excité de façon périphérique et antisymétrique ($\varphi=180^\circ$)	C3	ON	OFF	OFF	ON ($\varphi=180^\circ$)	
Sillage excité de façon périphérique et antisymétrique ($\varphi=180^\circ$)	C4	OFF	ON	ON ($\varphi=180^\circ$)	OFF	

Tableau III.1. Différentes configurations de contrôle du sillage

III.3. DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT CONTROLE

Les profils adimensionnels de la composante longitudinale de la vitesse moyenne U/U_e à différentes positions derrière le culot de $x/h=1$ à 5 sont présentés sur la Fig. III.5a. Pour le sillage naturel (C0), les profils ont été déjà discutés dans le chapitre II et on ne les présente de nouveau que pour des raisons de comparaison. Lorsqu'un contrôle simultané est appliqué sous les conditions de la configuration (C1), l'écoulement moyen présente une diminution importante du déficit de vitesse et même à partir de $x/h=3$, le profil peut être considéré comme uniforme. Pour la configuration centrale (C2), la compensation du déficit de vitesse est atteinte plus en aval à environ $x/h=5$. Lorsque les actionneurs sont en opposition de phase, les profils de la vitesse débitante moyenne présentent sous les conditions de la configuration (C3) un comportement de type "jet faible" au niveau l'axe ($y=0$) et ce à partir de $x/h=2$, ce qui démontre l'efficacité du contrôle à combler du déficit de vitesse. Cependant, cet effet se trouve très atténué lorsque les actionneurs sont placés près de l'axe du sillage dans les conditions de la configuration (C4). Cette dernière configuration semble être la moins efficace parmi les différentes stratégies de contrôle testées dans cette étude.

Le tableau III.2 résume les valeurs de l'épaisseur de quantité de mouvement θ/h calculées selon la relation II. 2. Ces valeurs confirment que la configuration d'action périphérique avec des excitations en opposition de phase (C3) est la stratégie la plus efficace pour un maximum de réduction de la traînée du sillage en comblant le déficit de quantité de mouvement et le faisant tendre θ vers zéro. Pour les configurations d'action en phase (C1) et (C2), l'épaisseur de quantité de mouvement θ diminue respectivement de 65% et de 48%. Toutefois, pour les configurations en opposition de phase (C3) et (C4), les évolutions de θ en aval du culot sont dans deux sens opposés. La configuration périphérique (C3) présente une diminution rapide dans la quasi-totalité du proche sillage pour atteindre zéro à $x/h=5$. Un état de faible sillage (Momentumless wake) est donc accompli. En revanche, pour la configuration (C4), le contrôle provoque une augmentation significative de l'épaisseur θ . Au lieu de diminuer le sillage agrandit. Ceci peut être un signe d'une éventuelle augmentation de la traînée.

Les iso-contours des contraintes de Reynolds longitudinale \overline{uu}/U_∞^2 , transversale \overline{vv}/U_∞^2 et croisée \overline{uv}/U_∞^2 ainsi que la variation longitudinale de leurs profils transversaux normalisés en fonction des coordonnées adimensionnelles x/l sont présentées dans la Figure III.5 (b-g). La cartographie de la composante longitudinale (Fig. III.5b), les profils d'autosimilarité associés dans le cas du sillage naturel (C0) sont déjà discutés dans le paragraphe II.3 du second chapitre. L'échelle de longueur caractéristique du sillage l est aussi introduite. Seule l'action du contrôle est discutée dans ce qui suit. Avec des excitations périphériques en phase (C1), la distribution de la contrainte longitudinale de Reynolds (Fig. III.5C1b) présente une région réduite de fluctuations avec un pic à $x/h=1,52$ et $y=0$. L'intensité de la turbulence axiale qui lui correspond est de 45%. L'augmentation de l'intensité de la turbulence est due à l'ajout de façon axiale de la quantité de mouvement et aussi et l'entraînement induit de l'écoulement

externe vers l'axe. La composante transversale (Fig. III.5C1c) présente également une région réduite de fortes fluctuations liées à un déplacement de la zone la plus intense vers la zone de recirculation. Contrairement à la contrainte longitudinale, la valeur maximale de la contrainte transversale chute de 28%. Les positions des extrema sont situées dans la zone de recirculation.

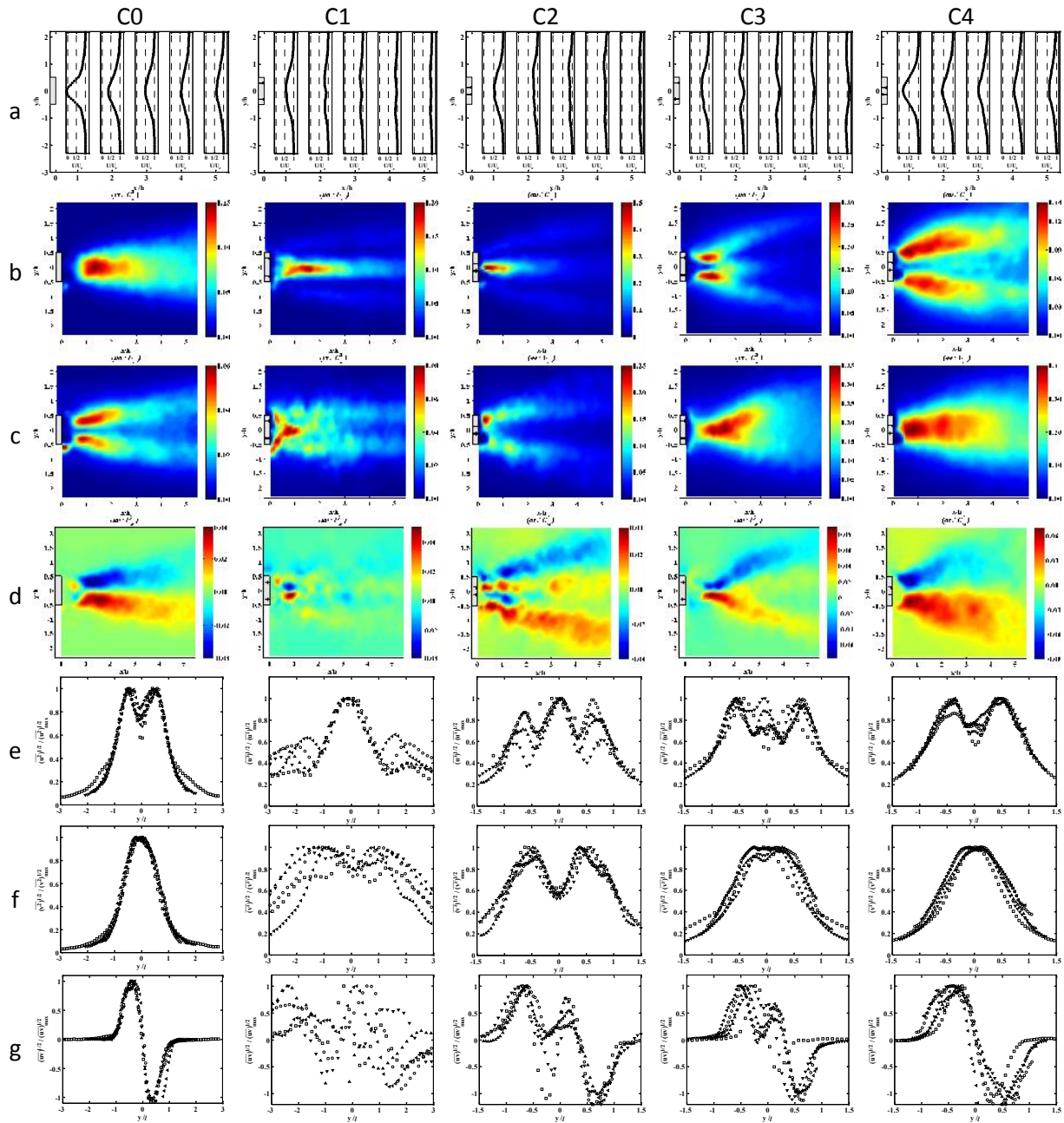


Figure III.5. Caractéristiques du sillage sous les différentes conditions initiales : profils de la vitesse longitudinale (a) ; cartographies (b-d) et profils auto-similaires pour $x/h=1$ (\square), 2 (∇), 3 (\triangle), 4 (\circ) et 5 (\triangleleft) (e-f) des différentes contraintes de Reynolds

De la même manière, les iso-valeurs de la contrainte croisée (Fig. III.5C1d) présentent une réduction de la taille des régions des fluctuations et leur déplacement vers la base du modèle. Les emplacements des extrema sont également situés dans la zone de recirculation et les

valeurs correspondantes semblent inchangées. La longueur caractéristique varie comme $l \sim x^{0.3}$ contre une loi en $l \sim x^{0.5}$ dans le cas naturel, ce qui exprime un rétrécissement latéral de la taille de la région des fluctuations et de son extinction progressive avec l'augmentation de x/h . Ces observations sont confirmées par les profils adimensionnels tracés dans la figure III.5C1(e-g). La paire de pics des fluctuations longitudinales observée dans le cas du sillage naturel (Fig. III.5C0a) est convertie en un seul pic central avec deux pics latéraux (Fig. III.5C1e) ce qui indique une probable génération de structures cohérentes. La composante transversale (Fig. III.5C1f) perd son pic initial symétrique et présente un profil à peu près uniforme de $(-2 < y/l < 2)$ ce qui démontre une redistribution de l'énergie sous le forçage. De la même manière, les contraintes croisées de Reynolds (Fig. III.5C1g) sont totalement redistribuées. Pour configuration centrale de contrôle simultané en phase (C2), il est clair que les jets synthétiques amènent de la perturbation dans la région du proche sillage, comme l'illustre la distribution de la contrainte longitudinale (Fig. III.5C2b). L'intensité de la turbulence axiale dans cette région est supérieure à 70%. La distribution est marquée par deux régions étroites symétriques et divergentes qui peuvent être attribuées à une interaction entre les deux écoulements générés par les deux actionneurs. L'ajout de quantité de mouvement dans la région centrale du modèle est observé dans les profils tracés sur la figure III.5C2(e-g) à la région médiane $(-1/2 < y/l < 1/2)$. Cet effet est très clair dans la figure III.5C2f, où deux pics se dressent en conformité avec les régions divergentes observées dans la carte des iso-valeurs. L'évolution de l'échelle de longueur est comparable à celle de la configuration (C1).

x/h \ Configurations	1	2	3	4	5
C0	0.40	0.52	0.51	0.50	0.49
C1	0.50	0.35	0.26	0.21	0.18
C2	0.52	0.41	0.34	0.29	0.26
C3	0.52	0.29	0.11	0.03	- 0.04
C4	0.48	0.56	0.57	0.60	0.58

Tableau III.2. Epaisseurs de quantité de mouvement θ/h à différentes positions derrière le culot

Lorsque les actionneurs sont en opposition de phase (C3 et C4), les distributions dans les cartographies des contraintes de Reynolds sont semblables à celles tracées pour le sillage naturel (C0) mais avec des fluctuations plus intenses. L'intensité de la turbulence maximale dépasse les 55% dans le cas (C3) et environ 37% pour le cas (C4). L'échelle de longueur respectivement varie proportionnellement à la loi $x^{0.75}$ et $x^{0.7}$ pour les configurations (C3) et (C4) ce qui exprime une forte extension latérale de la région des fluctuations. L'examen des profils des différentes contraintes de Reynolds (Fig. III.5C3 (e-g) et Fig. III.5C4 (e-g)), permet de noter la forte similarité avec ceux obtenus dans le cas naturel (fig. III.5C0(e-g)), à l'exception du développement d'un pic central pour la configuration (C3), qui peut être attribuée au comportement de type « jet » observé dans les profils moyens de la vitesse axiale (Fig. III.5C3a). Toutes les observations citées ci-dessus montrent la redistribution de l'énergie apportée par le contrôle aux différentes composantes des contraintes de Reynolds.

L'évolution des cartographies des champs de vorticités associés aux moyennes de phases pour les différentes configurations étudiées sont données dans la figure III.16 pour $\phi=20^\circ$, 120° , 200° et 320° .

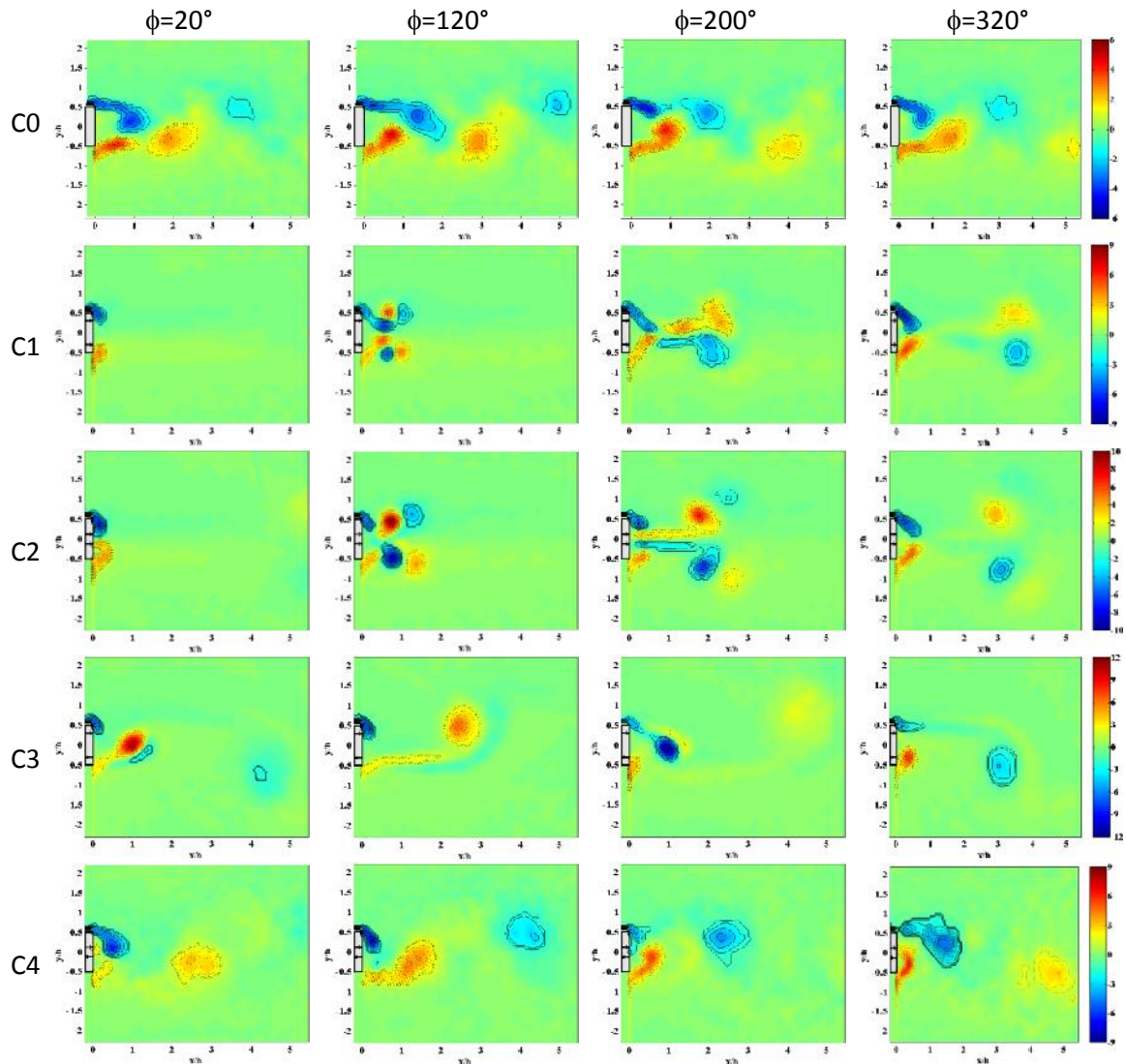


Figure III.6. Cartographies des champs de vorticité associés aux moyennes de phase de l'écoulement

Le sillage naturel a été déjà décrit dans le paragraphe II.4.4. Pour les configurations où les actionneurs sont en phase (C1 et C2), deux paires de tourbillons sont libérées à la base de la plaque. Pour la configuration C1, on remarque que les structures issues des actionneurs n'interagissent pas entre eux. Cependant, seules les structures extérieures (par rapport à l'axe de chaque fente) interfèrent avec la couche de cisaillement avoisinante et par conséquent le lâcher tourbillonnaire est supprimé. D'autre part, les structures intérieures ne sont pas affectées par la phase d'aspiration du cycle d'excitation et persistent en aval. Cet arrangement de structures fait augmenter le transfert de quantité de mouvement des régions non visqueuses vers le centre du sillage. Pour la configuration centrale, on remarque l'interaction des deux jets synthétiques à la sortie des fentes et la formation d'un seul jet central. La paire des structures résultante de l'interaction interagit dans un second lieu avec les couches de cisaillement et contribue à l'entraînement de l'écoulement principal vers l'axe du sillage.

Lorsque les actionneurs opèrent en opposition de phase, les effets sur la dynamique de sillage sont différents car les paires de structures des jets synthétiques suivent des chemins alternés. Pour la configuration C3, on observe un découplage des couches de cisaillement et la suppression du lâché naturel sous l'effet de ce forcing synchronisé agissant en alternance. La résistance de la paire de structures générée par le jet synthétique est considérablement amplifiée en raison de son interaction avec la couche de cisaillement avoisinante. Ce dernier effet se trouve limité dans le cas de la configuration C4 ce qui explique la faiblesse constatée ci-dessus de l'action du contrôle dans ce cas. En effet, l'interaction des structures des jets synthétiques avec les couches de cisaillement contribue à l'amélioration du transfert de la quantité de mouvement des régions extérieures vers le sillage.

Dans la suite, seules les configurations (C1 et C3) dont les actionneurs sont placés aux extrémités de la base de la plaque sont étudiées et ce à cause de l'efficacité constatée dans le comble du déficit de vitesse moyenne dans le sillage et la probable répercussion positive sur la réduction de la traînée.

III.4. REDUCTION DE LA TRAINEE

L'estimation de la traînée est réalisée par la méthode décrite dans le paragraphe II.4.3. La traînée totale donnée par la relation II.7 est décomposée en une contribution moyenne, une contribution turbulente et une composante visqueuse qui est négligeable par rapport aux autres termes, comme suit :

$$C_D = \left[2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty} \right) \frac{dy}{h} \right] + \left[-2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overline{u^2}}{U_\infty^2} \frac{dy}{h} + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overline{v^2}}{U_\infty^2} \frac{dy}{h} \right] + \left[\frac{2\mu}{U_\infty^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \frac{dy}{h} \right]$$

$$\approx C_{D,moy} + C_{D,turb} \quad (III.1)$$

Le coefficient de traînée totale est estimé à 0,93 pour le sillage naturel (C0), 0,13 pour le contrôle synchronisé (C1), et 0,08 pour le contrôle alterné, comme le récapitule le tableau III.2.

	C_D	$C_{D,moy}$	$C_{D,turb}$
Sillage naturel (C0)	0.93	0.78	0.15
Contrôle synchronisé (C1)	0.13	0.18	-0.05
Contrôle alterné (C3)	0.08	-0.19	0.27

Tableau III.2. Traînée totale et ses différentes contributions pour les configurations C0, C1 et C3

Il apparaît que l'action du contrôle en opposition de phase est plus efficace dans la réduction de la traînée totale. Ce résultat est en accord avec les résultats de Henning et Pastoor (2008). Cependant, chaque stratégie de contrôle (synchrone ou alterné) a engendré des effets différents sur les deux principales contributions moyenne et turbulente, $C_{D,moy}$ et $C_{D,turb}$. Ces contributions sont évaluées dans le cas du contrôle synchronisé (C1) à 0.18 et -0.05 et dans le cas du contrôle alterné (C3) respectivement à -0.19 et 0.27. En effet, sous l'action du contrôle synchronisé, le mouvement des structures tourbillonnaires reste axial avec un important entraînement établi sur une courte distance en aval de la plaque résultant en un profil de vitesse moyenne à peu près uniforme dans le sillage (Fig. III.5aC1). Ceci qui explique la diminution considérable de 76% de $C_{D,moy}$ rapportés dans le tableau III.2. En outre, la plupart

de la production de turbulence est limitée à des régions étroites près du bord de fuite (figures III.5bC1 et III.5cC1) sans être maintenue en aval entraînant ainsi une diminution de la contribution $C_{D,turb}$. Dans le cas du contrôle alterné, les structures tourbillonnaires présentent des trajectoires inclinées vers l'axe du sillage avec deux structures croisant cet axe par cycle (voir figure III.6C3). Cela s'est traduit par un profil de vitesse moyenne illustré dans la figure III.5aC3, ressemblant à celui d'un « jet faible ». Cet ajout de quantité de mouvement conduit au changement dans le signe du coefficient de traînée. Cependant, comme le montrent les figures III.6C3, la nature oscillante du mouvement tourbillonnaire augmente la turbulence dans le sillage de sorte que les fluctuations transversales dominent en amplitude tout en agissant sur une large zone du sillage et engendrent par conséquent, l'augmentation de la contribution $C_{D,turb}$ de la traînée totale.

III.5. RECONSTRUCTION D'UN MODELE D'ORDRE REDUIT

La décomposition en modes propres orthogonaux (POD) basée sur la méthode des « snapshots » introduite par Sirovich (1987), permet de projeter chaque réalisation du champ de vitesse sur une base modale. Cette décomposition permet l'extraction des modes qui dominent l'écoulement en termes d'énergie cinétique. Ces modes devraient donc intuitivement être suffisants pour caractériser la dynamique globale de l'écoulement. A l'inverse de la transformation de Fourier, cette base optimale dépend de l'écoulement considéré car elle est obtenue à partir des vecteurs propres du tenseur des corrélations. Les modes propres, classés selon leur poids énergétique, peuvent être employés pour analyser la dynamique d'un écoulement. Les structures physiques sont aussi une combinaison linéaire de ces modes. La principale difficulté réside alors dans l'interprétation du rôle joué par chaque mode. Le lecteur est dirigé vers la revue exhaustive publiée Berkooz et al. (1993) pour plus de détails sur les définitions, propriétés et diverses applications de la POD.

Plusieurs études ont été consacrées à la POD et ses applications. Les différents travaux ont montré qu'une troncature de la base modale à un petit nombre de modes est possible, car la grande partie de l'énergie d'un écoulement y est contenue. La troncature de la décomposition à ces premiers modes comprime énormément la taille des informations issues de l'expérimentation, aux dépens d'une perte faible mais significative de l'énergie cinétique prise en compte. Dans le cas où on étudie un phénomène marqué par de grosses structures tourbillonnaires (cas intéressant pour la POD), les premiers modes extraits du calcul de POD peuvent être fort énergétiques, tandis que le reste de l'énergie se trouve réparti sur une multitude de modes : les premiers modes correspondent alors à la partie déterministe du signal, et le résidu à la turbulence.

Dans cette étude, la décomposition est appliquée aux composantes de la vitesse sur le plan de mesure. Le tenseur des corrélations est calculé à partir des fluctuations de la vitesse instantanée. La méthode des snapshots est utilisée. Cette méthode se base sur l'estimation de la moyenne statistique par la moyenne temporelle via l'hypothèse d'ergodicité. Il est à noter au passage que le tenseur des corrélations doubles peut être aussi écrit comme la somme des contributions de chaque mode, sans introduire de corrélations croisées. Les différentes composantes de l'écoulement à décomposer ne seront pas corrélées.

Mathématiquement, la POD projette chaque réalisation ou snapshot, dont on a soustrait la moyenne d'ensemble du champ de vitesse, sur une base modale suivant la relation :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^N a_n(t) \cdot \vec{\Phi}_n(\vec{x}) \quad (\text{III.2})$$

Dans la suite, les valeurs propres λ_n associées aux modes $\vec{\Phi}_n(\vec{x})$ sont rangées dans l'ordre décroissant. Chaque valeur propre λ_n représente la contribution du mode $\vec{\Phi}_n(\vec{x})$ à l'énergie totale de l'écoulement fluctuant.

La procédure POD est d'abord utilisée pour identifier les contributions les plus énergétiques et exposer l'effet du contrôle sur la distribution spatiale des modes correspondants. Dans un second lieu, les informations issues de l'analyse POD sont utilisées pour remédier au problème du manque de résolution temporelle des mesures PIV en alignant *a posteriori* ces mesures. Une technique basée sur la détermination de la phase en utilisant les coefficients a_1 et a_2 associés aux deux premiers modes est utilisée pour déterminer la phase de chaque réalisation. Cette phase est donnée par la relation (Perrin et al, 2007):

$$\beta_{\text{POD}} = \arctan\left(\frac{\sqrt{2\lambda_1} a_1}{\sqrt{2\lambda_2} a_2}\right) \quad (\text{III.3})$$

où λ_1 et λ_2 sont les valeurs propres correspondantes.

Pour le sillage naturel, l'évolution de la fraction d'énergie contenue dans les premiers modes POD est tracée sur une échelle logarithmique de la figure III.7a. Cette dernière montre que les quatre premières valeurs propres ont des énergies du même ordre de grandeur, ce qui est normal car ils sont à associer afin de régir la convection. Ces deux modes contiennent 67% de l'énergie fluctuante. L'énergie contenue dans chacun des modes restants est inférieure à 2%, tandis que dans les modes d'ordre supérieur à 7 est inférieure à 1%. A partir du mode 7, le pourcentage d'énergie décroît significativement quand l'ordre augmente.

La sensibilité de l'analyse POD au nombre de réalisations disponibles représentée sur la figure III.7b. Les résultats obtenus pour les huit premières valeurs propres confirment que le poids des modes les plus énergétiques qui peut être identifié par le poids de la valeur propre associée à chacun de ces modes ne change pas de façon significative pour un nombre supérieur de réalisations à 170. Cela indique que le nombre de réalisations retenu dans cette étude ($N = 200$) est suffisant pour fournir des résultats statistiquement convergents pour au moins les premiers modes POD.

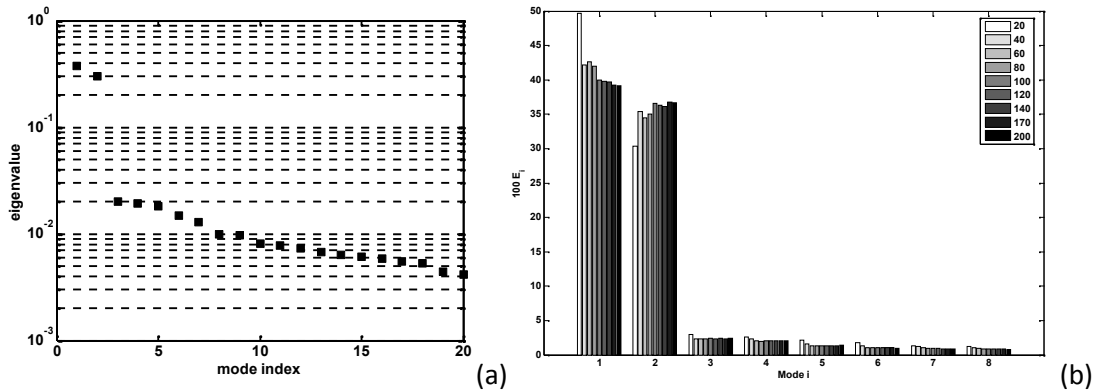


Figure III.7. Analyse POD du sillage naturel : (a) Spectre des valeurs propres λ_i : Troncature des valeurs propres pour $n=20$ (b) sensibilité de l'énergie contenue dans les huit premiers modes au nombre de la réalisation

Nous présentons, sur la figure III.8, les quatre premiers modes spatiaux issus de l'analyse POD. Il apparaît très clairement que les modes sont deux à deux complémentaires. Les deux premiers modes $\{\Phi_1, \Phi_2\}$ possèdent une structure spatiale axi-antisymétrique : les structures tourbillonnaires associées au mode 2 sont décalées spatialement d'un quart de longueur d'onde sur l'axe de symétrie par rapport à celles du mode d'ordre 1. Une certaine forme d'organisation de ces structures est visible. Ils représentent le mode de convection des structures cohérentes qui se forment dans le sillage de la plaque plane. On observe l'alternance de l'apparition sur l'axe médian de structures contrarotatives. C'est pourquoi les valeurs propres correspondantes sont pratiquement du même ordre de grandeur. Les modes 3 et 4 $\{\Phi_3, \Phi_4\}$, quant à eux, sont axisymétriques. Une forme d'évolution par convection d'un mode à un autre est visible : les modes 3 et 4 doivent donc aussi être associés.

La figure III.9 démontre clairement que les modes fluctuants d'ordre 1 et 2 sont fortement liés, ainsi que les modes 3 et 4. Le lieu des coefficients des deux premiers modes paraît être modélisé de façon remarquable par un cercle. La fréquence à laquelle les coefficients décrivent physiquement le cercle est imposée par la périodicité des structures de l'allée tourbillonnaire de fréquence fondamentale f_0 . L'association de ces deux premiers modes permet donc de décrire une allée tourbillonnaire convectée, composée de tourbillons alternés mais tous centrés sur l'axe. De la même façon, les coefficients des modes 3 et 4 peuvent être décrits par des fonctions trigonométriques complémentaires (cosinus – sinus) à la fréquence $2 f_0$. La faible valeur propre de ce mode (seulement 4% de l'énergie fluctuante, soit seulement 0.5% de l'énergie globale de l'écoulement en prenant en compte l'énergie du champ moyen), explique pourquoi le nuage de points autour du cercle trigonométrique se trouve un peu dispersé : le calcul de ce mode est nécessairement entaché d'une erreur non négligeable liée à l'importance du bruit de fond. L'association de ces deux modes modélise une double allée de tourbillons convectés. En s'ajoutant aux deux premiers modes, elle permet de désaxer les structures de l'allée tourbillonnaire principale fournie par les deux premiers modes, et de rendre ainsi compte de l'alternance haut-bas des tourbillons contrarotatifs.

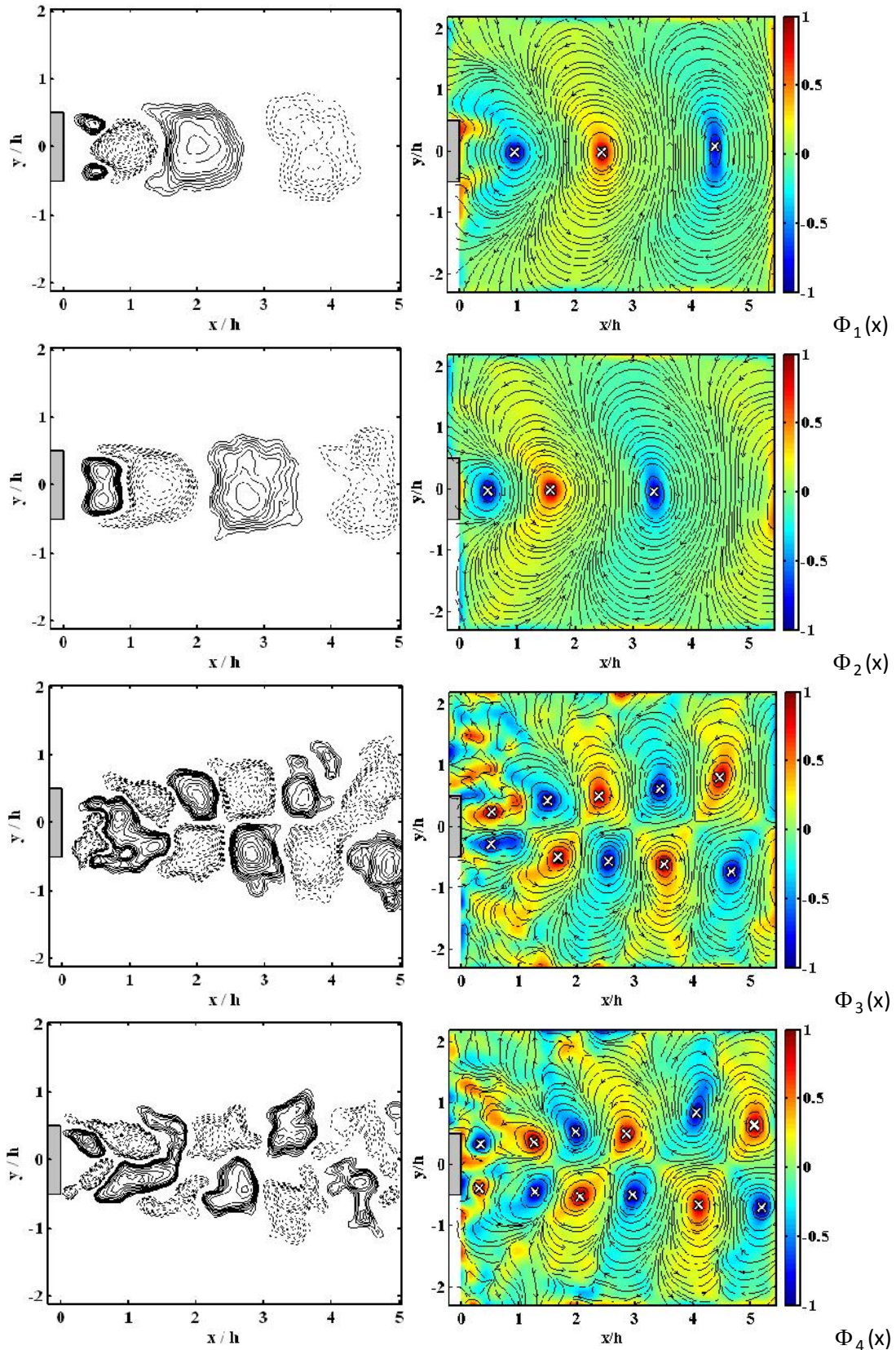


Figure III.8. Topologies des quatre premiers modes issus de l'analyse POD du sillage naturel : cartographies de la vorticité (gauche) lignes de courant associées aux cartographies du critère d'identification des structures cohérentes I^2 introduit par Graftieaux et al. (2001) (droite).

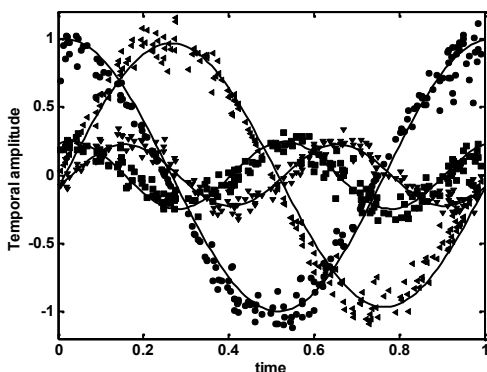


Figure III.9. Modélisation des quatre premiers coefficients issus de l'analyse POD du sillage naturel : • mode 1; ▼ mode 2; ■ mode 3; ▶ mode 4

De la même façon, la décomposition POD a été appliquée dans le cas du contrôle synchronisé. Le spectre des valeurs propres de la figure Fig. III.10a révèle l'association des modes POD en paires. La première paire de modes ne contient que 40% de l'énergie cinétique totale. La seconde paire de modes contribue avec 14% de l'énergie totale. En comparaison avec les résultats obtenus dans le cas du sillage naturels, les poids énergétiques des quatre premiers modes diminuent, mais l'énergie totale reste à peu près constante. Ceci implique que l'énergie est redistribuée entre les modes d'ordre supérieur. Les évolutions le long d'une période des quatre premiers coefficients POD et les courbes de lissages associées sont présentés sur la Fig. III.10b. Les évolutions temporelles des coefficients $a_1(t)$ et $a_2(t)$ sont approximativement sinusoïdales de fréquence égale à la fréquence d'excitation. Les coefficients $a_3(t)$ et $a_4(t)$ présentent moins de régularité dans leurs évolutions, mais leur fréquence est le double de celle des coefficients $a_1(t)$ et $a_2(t)$. L'allure sinusoïdale des coefficients associés aux modes de basse énergie est fortement dégradée.

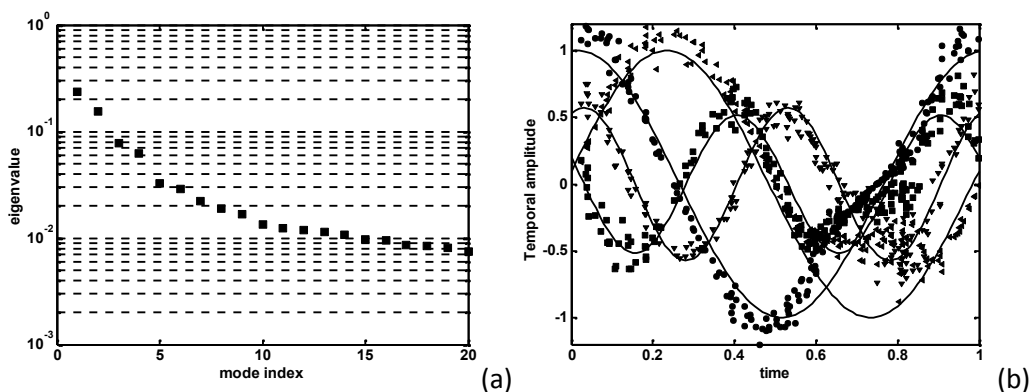


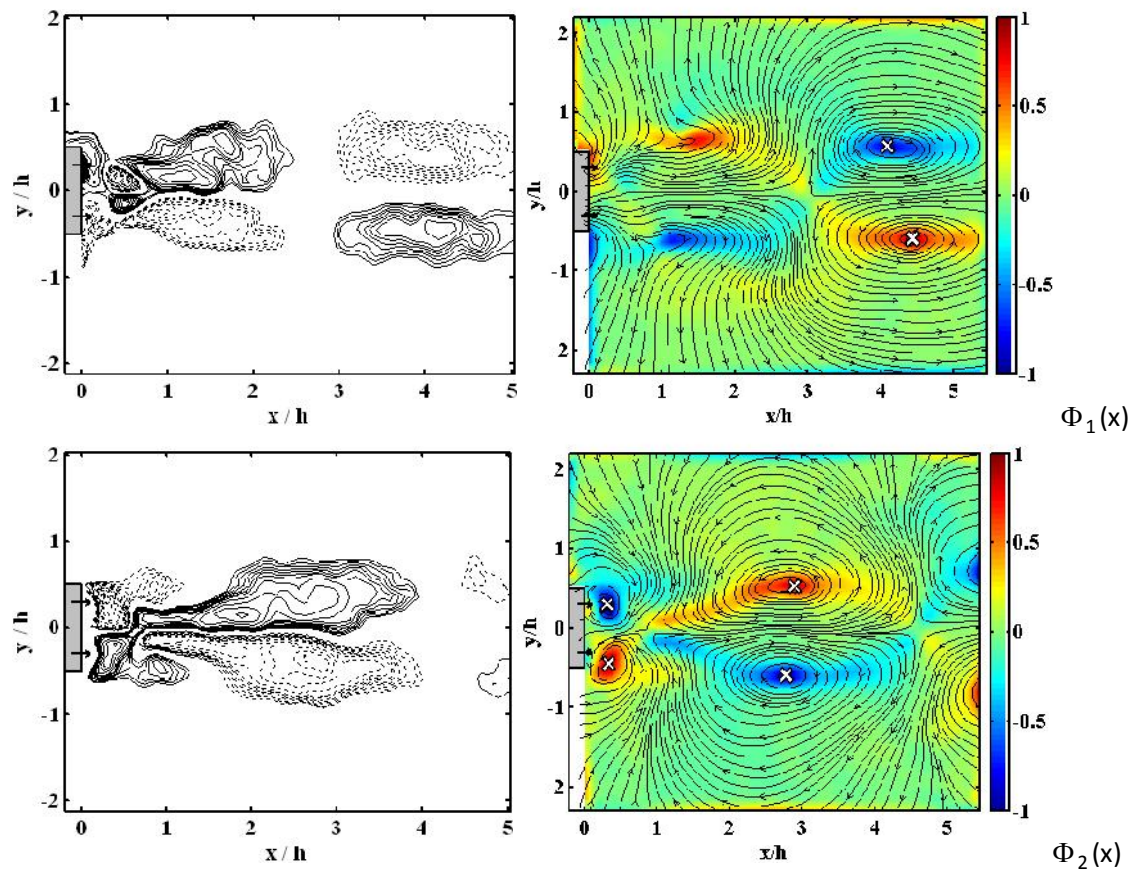
Figure III.10. Analyse POD des mesures du sillage sous contrôlé synchronisé (a) Spectre des valeurs propres λ_i (b) Modélisation des quatre premiers coefficients issus de l'analyse POD : • mode 1; ▼ mode 2; ■ mode 3; ▶ mode 4

Les topologies des quatre premiers modes POD sous l'action du contrôle synchronisé sont représentées dans la figure III.11. Les deux premiers modes $\{\Phi_1, \Phi_2\}$ changent radicalement par rapport au cas naturel. La forme de cette paire de modes est convertie en deux rangées parallèles de structures de signe alternées qui sont antisymétriques par rapport à la ligne médiane. La seconde paire de modes $\{\Phi_3, \Phi_4\}$ présente une forme similaire à celle du cas normal avec une différence dans la longueur d'onde due à la variation de la fréquence. Ces

résultats sont cohérents avec le Feng et al. (2011) où les structures jet synthétique ont dominé l'allée de Karman d'origine.

Dans le cas du contrôle alterné, l'évolution de la fraction d'énergie contenue dans les premiers modes POD est tracée sur une échelle logarithmique de la figure III.12a. La première paire de modes contient 65% de l'énergie cinétique totale. La paire suivante de modes contribue à 12% de l'énergie totale. L'énergie totale cumulée pour cette configuration est deux fois l'énergie du sillage naturel. Les deux premiers modes récupèrent l'énergie des modes d'ordre supérieur par rapport au cas naturel. Les coefficients des quatre premiers modes (Fig. III.12b) varient de façon périodique à une fréquence égale à celle de l'excitation. L'allure sinusoïdale est plus régulière dans ce cas que les cas précédents.

Les structures spatiales des quatre premiers modes sont montrées dans la figure III.13. Les modes peuvent être regroupés en paires puisque l'énergie associée à chaque mode impair est très proche à celle associée au mode suivant. Ces modes présentent le même alignement des structures que les modes issus du cas naturel. Seule la longueur d'onde a changé en raison du changement dans la fréquence dominante.



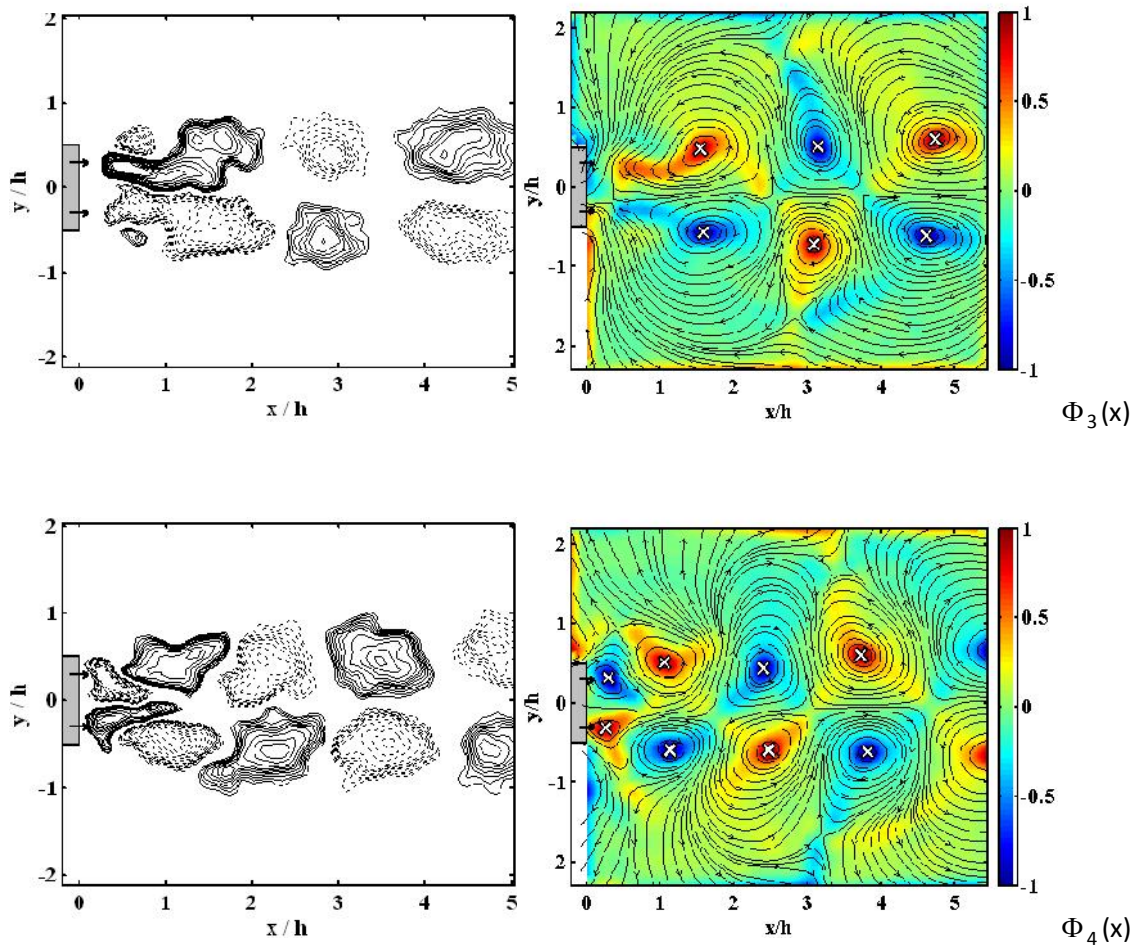


Figure III.11. Topologies des quatre premiers modes issus de l'analyse POD du sillage sous contrôle synchronisé : cartographies de la vorticité (gauche) lignes de courant associées aux cartographies du critère d'identification des structures cohérentes Γ_2 (droite).

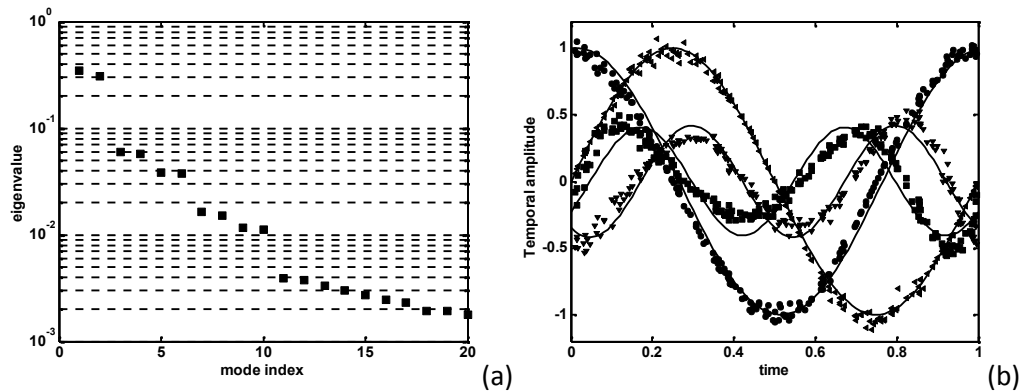


Figure III.12. Analyse POD du sillage sous contrôlé alterné (a) Spectre des valeurs propres λ_i (b)Modélisation des quatre premiers coefficients issus de l'analyse POD : • mode 1; ▼ mode 2; ■ mode 3; ► mode 4

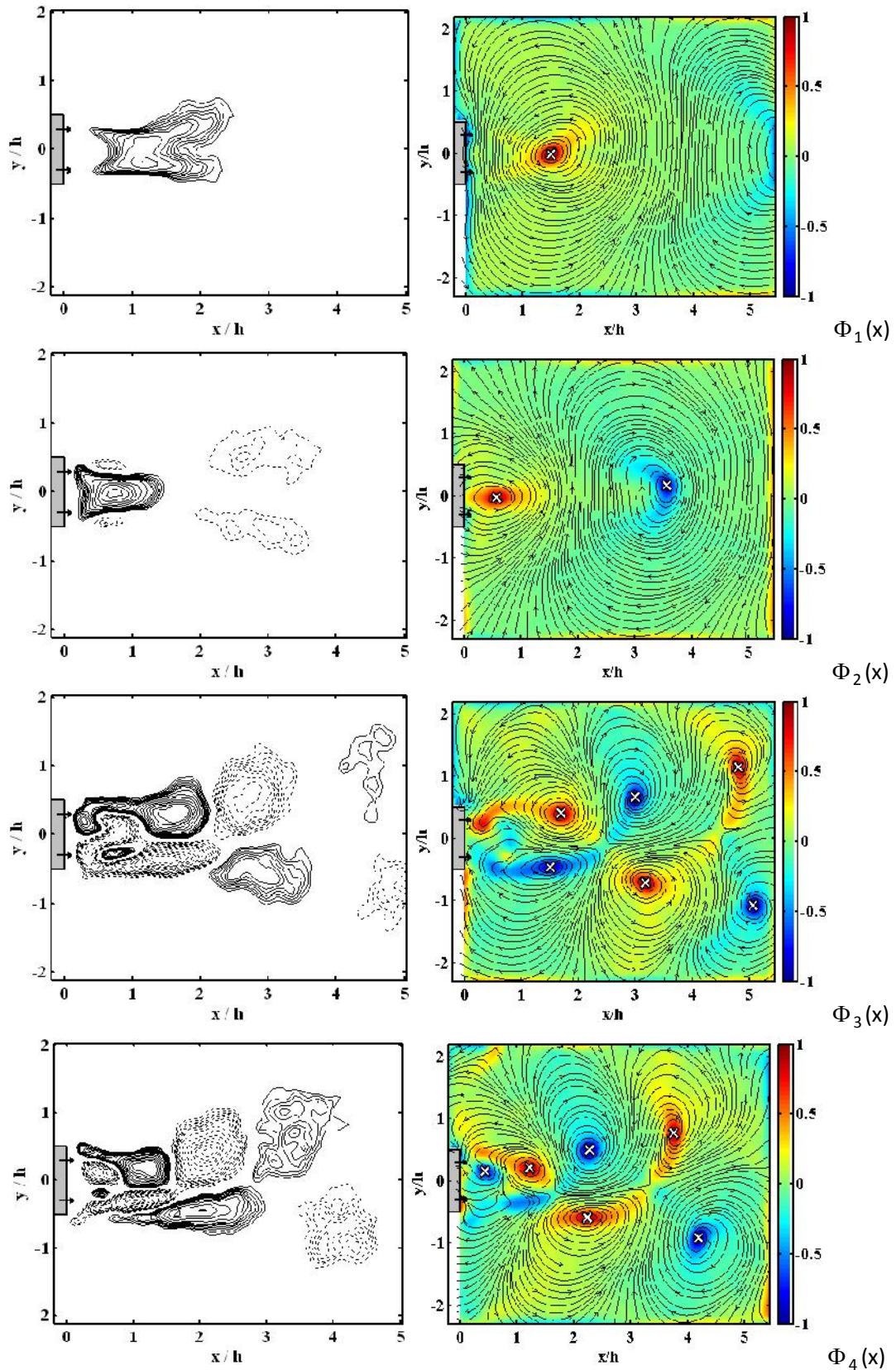


Figure III.13. Topologies des quatre premiers modes issus de l'analyse POD du sillage sous contrôle alterné : cartographies de la vorticité (gauche) lignes de courant associées aux cartographies du critère d'identification des structures cohérentes Γ_2 (droite).

II.6. CONCLUSION

Ce chapitre était consacré à l'étude de différentes stratégies d'implémentation d'une paire d'actionneurs à base de jet synthétique pour la réduction de la traînée. Les principales conclusions de cette étude étaient que le contrôle change la topologie moyenne d'écoulement, réduit la taille de la zone de recirculation, augmente la turbulence et surtout impose sa dynamique sur le sillage.

L'efficacité du contrôle dépend à la fois de la position de la paire des actionneurs et de la stratégie d'excitation appliquée. Le forçage est plus efficace dès que les actionneurs se rapprochent des couches de cisaillement. Dans ce cas, le contrôle génère un important entrainement du flux extérieur vers l'axe du sillage, ce qui conduit à une nette réduction de la traînée.

Le mécanisme d'action a été mis en évidence en utilisant les moyennes de phase et la topologie des modes POD les plus énergétiques du sillage forcé. On a constaté que ce mécanisme dépend de la phase entre les excitations des actionneurs. Dans le cas d'excitations en phase, une parfaite synchronisation des couches de cisaillement supérieure et inférieure est observée ce qui conduit à une réduction des deux composantes de la traînée. Les excitations en opposition de phase sont jugées plus efficaces avec une importante réduction de la composante moyenne de la traînée. Un sillage non déficitaire est obtenu avec un coefficient d'ajout de quantité de mouvement de l'ordre de 24%.

BIBLIOGRAPHIE

- | | |
|--------------------------|--|
| Akansu et al. (2004) | Flow around a rotatable circular cylinder– plate body at subcritical Reynolds numbers. AIAA J. 42: 1073-1080. |
| Bearman (1965) | Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. J. Fluid Mech. 21: 241-255. |
| Bearman et Owen (1998) | Reduction of bluff-body drag and suppression of vortex shedding by the introduction of wavy separation lines. J fluids and structures 12: 123-130. |
| Berkooz (1993) | The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows, Annual review of fluid mechanics 25 : 539-575. |
| Choi et al. (2008) | Control of flow over bluff body. Ann. Rev. Fluid Mech. 40: 113-139. |
| Cimbala et Park (1990) | An experimental investigation of turbulent structure in a two-dimensional momentumless wake. J. Fluid Mech., 213 : 479-509. |
| Dalton et al. (2001) | The suppression of lift on a circular cylinder due to vortex shedding at moderate Reynolds numbers. J. fluids and structures 15: 617-628. |
| Gad-el-Hak et al. (1998) | Flow Control: Fundamentals and Practices. New York: Springer-Verlag. |
| Graftieux et al. (2001) | Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Meas. Sci. and Technology 2: 1422. |
| Grinstein et al. (1991) | Passive pressure-drag control in a plane wake, AIAA Journal 29: 1436-1442. |

- Henning et al. (2007) Feedback control applied to the bluff body wake. In R. King, ed., *Active Flow Control*, vol. 95 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Springer.
- Park et al. (2006) Drag reduction in flow over a two-dimensional bluff body with a blunt trailing edge using a new passive device. *J. Fluid Mechanics* 563 : 389-414.
- Park et Cimbala (1991) The effect of jet injection geometry on two-dimensional momentumless wakes. *J. Fluid Mech.* 224 : 29-47.
- Pastoor et al. (2008) Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *J. Fluid Mech.* 608:161-196.
- Perrin et al. (2007) Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD. *Experiments in Fluids* 43 : 341-355.
- Sakamoto et Haniu (1994) Optimum suppression of fluid forces acting on a circular cylinder. *J. fluids engineering* 116: 221-227.
- Sharma et Sahoo (1998) Control of the periodic wake behind a plane blunt base, In *fluid mechanics and its applications*, 53, *Proceedings of IUTAM Symposium on Mechanics of Passive and Active Flow Control* (eds)GEA Meier and PR Viswanath (Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic), 267–272.
- Sirrovich (1987) Turbulence and dynamics of coherent structures Part I: Coherents structures, *Quarterly of applied mathematics* 45: 561-571.
- Smith et Glezer (1998) The formulation and evolution of synthetic jets. *Phys. Fluids* 10 : 2281-2297.
- Sreenivasan et Strykowski (1990) On the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds number. *J. Fluid. Mech* 218:71-108.
- Tombazis et Bearman (1997) A Study of Three-Dimensional Aspects of Vortex Shedding from a Bluff Body with a Mild Geometric Disturbance. *J. Fluid Mechanics* 330 : 85-112.
- Tanner (1972) A method of reducing the base drag of wings with blunt trailing edges. *Aeronautical Quarterly* 23: 15-23.
- Taylor et al. (2011) Features of the turbulent flow around symmetric elongated bluff bodies, *J. Fluids Struct.*, 27: 250-265.
- Wu et al. (2008) Experimental investigation on the momentumless wake using trailing edge blowing, *IMEchE 222 Part C: J. Mechanical Engineering Science*: 1478-1486.
- Yao et Sandham (2002) Direct numerical simulation of turbulent trailing-edge flow with base flow control. *AIAA J.* 40:1708-16.
- Zdravkovich (1997) *Flow around circular cylinder: Fundamentals*, Oxford University Press.

CHAPITRE IV

AMELIORATION PAR CONTROLE ACTIF DE L'EXPANSION ET DU MELANGE D'UN JET PLAN

Les écoulements de jets font l'objet de nombreuses recherches tant expérimentales que numériques et théoriques. En effet, les jets sont présents dans de nombreux problèmes industriels et notamment dans le secteur aéronautique, avec par exemple, les jets en sortie de réacteur d'avion. L'étude de leurs propriétés de stabilité, à travers les notions d'instabilité convective et absolue, a permis de mieux comprendre le comportement de ce type d'écoulements et par là-même, de tenter de contrôler le mélange ou le bruit rayonné par ces jets. Cet axe de recherche que constitue le contrôle, ouvre de nouvelles perspectives qu'il s'agit de définir et de valider. Les recherches sur le contrôle de jet s'orientent autour de deux axes principaux : la diminution de la turbulence générée par le jet ou au contraire son augmentation. Certaines études se sont portées essentiellement sur des tentatives de suppression de la turbulence, de suppression de la formation et de l'appariement des grosses structures formées dans la couche de mélange très utile dans des applications visant l'atténuation de la signature thermique des moteurs d'avion militaires (furtivité des avions) ou la réduction du bruit. D'autres, en revanche, ont cherché à améliorer le mélange du jet, c'est-à-dire à augmenter la turbulence pour obtenir, par exemple, une plus grande efficacité dans les systèmes de combustion (brûleurs) et réduire considérablement les émissions de polluants. Notre travail visant l'amélioration par contrôle actif de l'expansion et le mélange d'un jet est classé sous la seconde orientation car une augmentation de la turbulence ne peut que favoriser le mélange.

IV.1. INTRODUCTION

Les premières études visant l'augmentation de turbulence dans un jet rond reviennent à Crow et Champagne (1971). En excitant un jet rond avec des ondes acoustiques de différentes fréquences, ils mettent en évidence une fréquence de battement du jet. Cette fréquence est représentative de l'oscillation globale du jet autour de son axe. Cette fréquence f_0 , appelée fréquence privilégiée ou préférentielle correspond à un nombre de Strouhal : $St_D = f_0 U_0 / D$ de 0,3.

Cette fréquence désigne aussi dans la littérature le comportement de « colonne de jet » (jet column) de l'écoulement puisqu'il est alors étudié dans sa globalité. Ce résultat est retrouvé

par Moore (1977) et Samimy et al. (2007). D'un autre côté, Vlasov et Ginevskiy (1974) et Vlasov et al. (2002, 2003 et 2004), s'accordent à dire que le nombre de Strouhal d'excitation qui permet de supprimer la turbulence est $St = 3$, soit environ dix fois le nombre de Strouhal du mode préférentiel.

Divers dispositifs de contrôle actif ont été utilisés pour atteindre les caractéristiques souhaitées pour l'écoulement de base. Il s'agit notamment des volets électromagnétiques (Suzuki et al, 2004.), des actionneurs acoustiques (Cho et al, 1998; Parekh et al, 1998), des actionneurs piézo-électriques (Parekh et al, 1996), des actionneurs fluidiques (Raman, 1997), actionneurs plasma (Benard et al, 2007, 2008; Samimy et al, 2007) et des jets synthétiques. Pour ces derniers, Smith et Glezer (1997, 2002) ont mené une étude expérimentale sur les interactions entre un jet rectangulaire et un jet synthétique coaxial. Ils ont montré que le jet primaire a été dévié vers le jet synthétique. Ils ont indiqué que le mécanisme de manipulation du jet dépend fortement du débit volumique du jet dévié au cours de la phase d'aspiration du jet synthétique au cours de laquelle, une zone de recirculation et par conséquent une zone de basse pression est formée à proximité du jet synthétique. Ceci a abouti à l'inclinaison du jet vers le jet synthétique avec un angle qui dépend du débit du jet principal. Pack et Seifert (1999) ont mené une expérience dans laquelle une excitation périodique de forte amplitude a été appliquée à un jet rond turbulent qui était équipé à sa sortie d'un diffuseur à grand angle. Ils ont remarqué que lorsque l'excitation périodique est appliquée sur un petit secteur du jet turbulent ceci provoque un entraînement accru dans la région excitée de l'écoulement qui, à son tour, favorise le ré-attachement des couches de cisaillement à la paroi du diffuseur et donc l'inclinaison du jet. Samimy (2007) a expliqué pourquoi une importante diffusion de jet primaire peut être atteinte si l'une des conditions d'excitation appropriées est sélectionnée du fait que les jets sont naturellement instables et que toute perturbation externe sera amplifiée par les instabilités. Il a employé un activateur plasma pour contrôler un jet supersonique (Mach de 1,3) en l'excitant à différentes fréquences. Il a indiqué que même si le jet a répondu à une gamme de fréquences d'excitation, la plus grande amélioration de mélange a été atteinte lorsque le jet est excité à la fréquence du mode préférentiel du jet.

Par ailleurs, le contrôle actif de l'écoulement d'un jet équipé d'un court diffuseur, comme l'a suggéré Pack et Seifert (1999), s'est distingué par une meilleure diffusion suite au rattachement de la couche de cisaillement jet à la paroi du diffuseur. Plus récemment, Benard et al. (2007-2008) ont utilisé des actionneurs plasma pour manipuler un écoulement jet muni d'un diffuseur angle 22° . Ils ont signalé que pour un faible nombre de Reynolds (environ 30000, basé sur le diamètre du jet), les excitations instationnaires sont plus efficaces que l'excitation constante dans l'amélioration de la diffusion du jet en particulier lorsque la fréquence d'excitation s'identifie à celle du mode naturel du jet.

Des améliorations supplémentaires en diffusion et mélanges ont été obtenues lorsque le jet est contraint d'osciller par rapport à son axe de symétrie. Différents actionneurs, généralement exploités en opposition de phase, ont été utilisés : par exemple les actionneurs fluidiques à base de petits jets oscillants appelés « jet Flip-Flop » (Raman, 1997), des actionneurs piézo-électriques (Parekh et al, 1996.), auto-excitation du jet (Mi et al, 2001.), volets électromagnétique (Suzuki et al, 2004). Dans ces études, le battement du jet principal permet de produire de grands tourbillons alternés (Parekh et al, 1996) et une intensité de

turbulence élevée qui se maintiennent en aval et engendrent l'amélioration du mélange et l'expansion du jet (Mi et al, 2001).

L'objectif de ce travail est donc de mener une étude expérimentale dans laquelle un jet turbulent rectangulaire équipé d'un diffuseur est soumis à l'action de deux jets synthétiques placés symétriquement par rapport à l'axe du jet principal. Dans la première partie de ce travail, les résultats obtenus pour le jet naturel et le jet excité dévié ont été déterminés et comparés aux résultats rapportés dans la littérature. Dans la deuxième partie, les jets synthétiques ont été excités de manière synchrone, et en mode alternés. Dans ce dernier cas, chaque jet synthétique a été utilisé pendant un certain nombre de cycles d'excitations avant de basculer sur l'actionneur opposé. Le rapport f_s/f_{al} , où f_s est la fréquence d'excitation et la fréquence f_{al} est celle de l'alternance a été optimisée en vue d'augmenter l'expansion du jet principal.

IV.2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Les expériences ont été effectuées dans la soufflerie de la figure IV.1. L'écoulement jet émanait d'une buse rectangulaire de section transversale de $3 \times 12 \text{ cm}^2$. Le rapport d'aspect est de 4 dont la valeur est comparable à celle égale à 6 utilisée par Smith et Glezer (2002) et 3 utilisée par Raman (1997) dans des études de contrôle de jet. La vitesse moyenne à la sortie du jet est $U_0 = 18 \text{ m/s}$ et un nombre de Reynolds $Re_h = 36000$ (ou de manière équivalente un $Re_{Dh}=58000$ où D_h est le diamètre hydraulique du jet). A ce nombre de Reynolds, le jet peut être qualifié comme pleinement turbulent. En effet, Dimotakis (2000) a conclu que un jet rond devient pleinement turbulent à partir de $Re_{Dh} \geq 10^4$, et Smith et Glezer (2002) ont montré que leur jet rectangulaire est devenu pleinement turbulent quand $Re_h \geq 6000$. La fréquence du mode préférentiel est $f_0=112 \text{ Hz}$ Le nombre de Strouhal du jet $St_{jet} = f_0 \cdot D_h / U_0$ est d'environ 0,3 en parfait accord avec la littérature (Crow et Champagne, 1971; Ho et Huerre, 1984; Samimy et al, 2007). Le mode préférentiel est le mode pour lequel la fréquence fondamentale de formation de gros tourbillons initiaux présente une amplitude maximale.

Deux jets synthétiques ont été placés symétriquement à la sortie du jet principal comme indiqué dans la figure IV.1. Chaque jet synthétique a une section transversale rectangulaire d'épaisseur de 0,8 mm et une envergure de 95 mm. Chaque actionneur est alimenté par un haut-parleur opérant à une fréquence de 100 Hz, très proche de la fréquence du mode préféré du jet et à amplitude qui peut atteindre jusqu'à $12 V_{rms}$. La fréquence de fonctionnement choisie et la valeur maximale de l'amplitude d'excitation fournissent à la sortie de chaque fente une succession de phase de soufflage et d'aspiration de débit moyen nul et une valeur maximale de la vitesse d'éjection de 32 m/s, ce qui correspond, à un coefficient d'ajout de quantité de mouvement C_μ d'environ 3,3%. Pour améliorer davantage l'efficacité des jets synthétiques dans l'amélioration de la diffusion du jet principal, un diffuseur à fort angle d'ouverture (demi-angle de 45°) est fixé à la sortie du jet. Les paramètres géométriques du diffuseur sont compatibles avec ceux suggérés par Pack et Seifert (1999) pour augmenter la diffusion d'un jet.

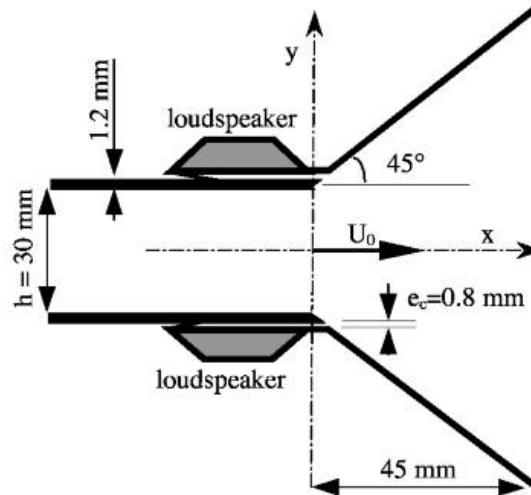


Figure IV.1. Dispositif expérimental utilisé.

Des mesures de vitesse instantanées ont été effectuées par le biais de la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). La lumière diffusée par les particules d'ensemencement est enregistrée avec une caméra CCD de résolution 1280 x 1018 pixels. Des paires d'images brutes, prises à 20 microsecondes intervalles de temps, sont traitées par la technique de corrélation croisée en utilisant des fenêtres d'interrogation 32x 32 pixels avec un recouvrement de 50%, ce qui permet une résolution spatiale améliorée de la mesure PIV de $1,9 \times 1,9 \text{ mm}^2$. La vitesse du jet primaire étant de 18 m/s, ce qui correspond à un déplacement moyen de l'ordre de 4 pixels avec une erreur de $\pm 0,1$ pixel (ou 0,297 m/s). Pour visualiser la dynamique du jet excité, des moyennes de phase synchronisées avec le signal d'excitation sont également enregistrées. Les moyennes statistiques sont obtenues à partir de 200 champs instantanés alors que les moyennes de phase sont calculées à partir de 100 réalisations pour chaque phase. Pour obtenir une moyenne statistique significative dans le cas de l'excitation alternée, un ensemble de 1000 champs de vitesse instantanée est enregistré.

Les récentes études expérimentales sur le contrôle d'écoulement de type jet en présence de diffuseur à fort angle d'ouverture réalisées par Samimy (2007) et Benard et ses co-équipiers (2007-2008) ont été consacrées à l'étude de l'influence des paramètres physiques tels que le nombre de Reynolds, la fréquence d'excitation et la géométrie du diffuseur. Leurs recommandations pour ces paramètres qui assurent une meilleure inclinaison et expansion du jet principal ont été prises en compte dans ce travail.

IV.3. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT SANS ET AVEC CONTROLE

Les premières visualisations concourent à la compréhension de la dynamique des structures tourbillonnaires de l'écoulement avec et sans forçage. Les variations transversales de la vitesse longitudinale moyenne sont représentées sur la figure IV.2a. Les profils montrent clairement que la vitesse du jet est restée à peu près constante dans la zone de mélange et que la vitesse moyenne n'a pas encore atteint un profil auto-similaire (Fig. IV.2b). La largeur de jet estimée

par la distance entre les positions de 50% de la vitesse maximale U_{max} est représentée sur la Fig. IV.2c. Les données suggèrent que la largeur du jet augmente linéairement avec la distance en aval. La pente de la droite d'expansion est de 0,066, ce qui est comparable au taux d'expansion de 0,068 estimé à partir des données de Benard et al. (2007).

La figure IV.2d montre les variations transversales de l'énergie cinétique turbulente $k^{1/2}/U_0$, où k est l'énergie cinétique turbulente exprimée par

$$k = \frac{(\overline{u^2} + \overline{v^2})}{2} \quad (IV.1)$$

où u et v sont les fluctuations longitudinale et transversale calculées en utilisant la décomposition de Reynolds classique. L'erreur associée à l'évaluation de k est d'environ $\pm 7\%$. L'énergie cinétique turbulente normalisée affiche une distribution symétrique par rapport l'axe du jet avec des pics qui sont restés à peu près inchangés pour les positions $x/h > 1,5$.

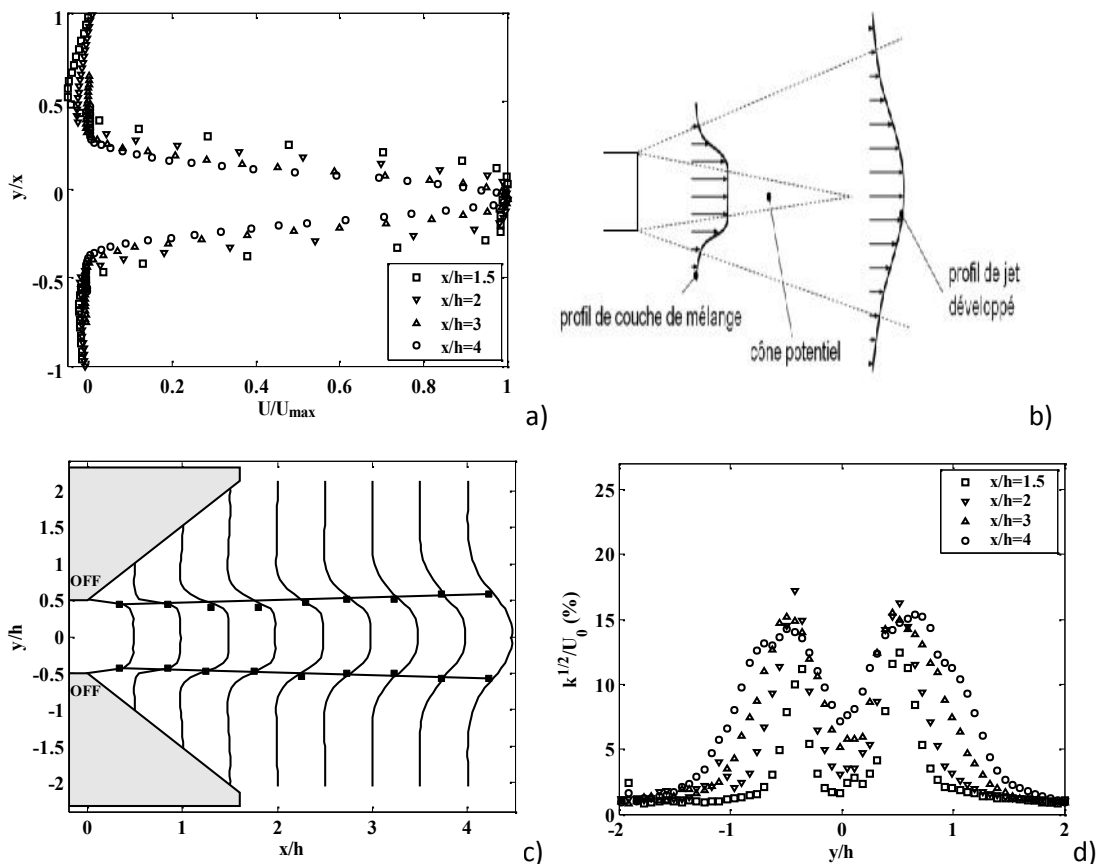


Figure IV.2. Jet naturel (a) profils transversaux de la vitesse longitudinale (b) Description de l'écoulement d'un jet (c) expansion du jet () positions où La vitesse est égale à $\frac{1}{2} U_{max}$ (d) variations des profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente $k^{1/2}/U_0$

L'épaisseur de quantité de mouvement du jet, θ calculé comme suit:

$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{U(y)}{U_c} \left(1 - \frac{U(y)}{U_c} \right) dy \quad (IV.2)$$

Cette épaisseur est tracée sur la Fig. IV.3 à différentes positions par rapport de la buse. On constate que θ n'a augmenté que légèrement à l'intérieur du diffuseur, mais elle a augmenté

à un rythme beaucoup plus rapide en aval. Sa valeur initiale, estimée à $x/h = 0,1$, est d'environ $h/34$ [$D_h/55$] comparable aux valeurs de $D_h/55$ et $D_h/50$ rapportés dans Raman (1997) et Deo et al. (2008), respectivement, pour jets turbulents rectangulaires sans diffuseur.

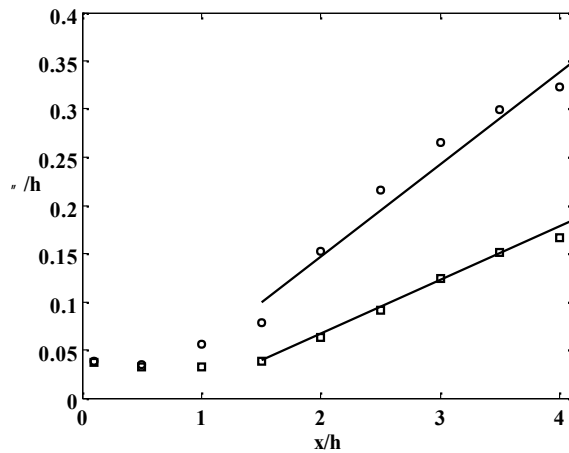


Figure IV.3. Variation de l'épaisseur de quantité de mouvement du jet () jet non excité () jet sous excitations synchrones.

L'inclinaison du jet est obtenue en actionnant le jet synthétique du bas. La figure IV.4a montre les profils de flux croisés de la vitesse longitudinale à différentes positions en aval. Contrairement au jet naturel, les données semblent suggérer que le jet synthétique force les valeurs de la vitesse maximale du jet principal à diminuer jusqu'à une distance d'environ $x/h=3$, position à partir de laquelle, le jet principal semble avoir atteint un état d'autosimilarité. La largeur du jet principal est significativement affectée par l'action du jet synthétique comme le montre la figure IV.4b. On remarque que le jet principal est dévié (vectorisé) vers le côté où se trouve le jet synthétique et que l'expansion de la couche de cisaillement de ce côté est plus rapide, en fonction de la distance x , comparé au côté non contrôlé. Le jet s'élargit plus rapidement que le jet naturel par exemple à $x/h = 2$ et 4 , la largeur de jet vectorisé est de 21% et 48% plus grande que celle du jet non excité. La figure IV.4c présente les variations des profils de l'énergie cinétique turbulente lorsque le jet synthétique inférieur est actionné. Le contrôle unilatéral engendre trois effets distincts: (i) une activité accrue de turbulence à proximité du jet synthétique qui laisse penser à un résultat des structures introduites par le jet synthétique, (ii) une importante augmentation de l'énergie cinétique sur l'axe du jet principal et enfin, (iii) la formation d'une zone à forte énergie cinétique turbulente située sur le côté non excité avec un pic presque symétrique à celui qui s'est développé du côté contrôlé.

L'angle d'inclinaison du jet, δ , est estimée en utilisant les techniques décrites dans Pack et Seifert, (2001) comme

$$\delta_i = \tan^{-1} \left[\frac{V_i}{U_i} \right] \text{ and } \delta = \frac{\sum \delta_i U_i^2}{\sum U_i^2} \quad (\text{IV.3})$$

où δ_i , V_i et U_i sont respectivement l'angle d'inclinaison et les composantes de la vitesse moyenne à une position transverse donnée $y = i$, et δ est l'angle moyenné d'inclinaison d'un profil transversal du jet à une position aval x donnée. La figure IV.4d représente les valeurs calculées de δ pour les deux cas du contrôle unilatéral assurés séparément par l'actionneur du

haut et celui du bas. L'angle d'inclinaison augmente très rapidement, sa valeur est presque doublée à travers le diffuseur, mais semble avoir atteint une valeur constante à l'extérieur du diffuseur d'environ 9.3° contre environ 10.6° lorsque l'actionneur supérieur est excité. Cette différence peut être attribuée à des imperfections dans le dispositif expérimental. L'angle d'inclinaison obtenue dans cette étude est tout à fait comparable à la valeur de 12° rapportée par Smith et Glezer (2002) pour une configuration similaire du jet, mais sans diffuseur, et les valeurs de 7° et 13° trouvées par Pack et Seifert (1999) et Bénard et al. (2007) à la sortie de leurs diffuseurs respectivement. Cependant, dans les deux dernières études, les angles d'inclinaison diminuent en aval du diffuseur.

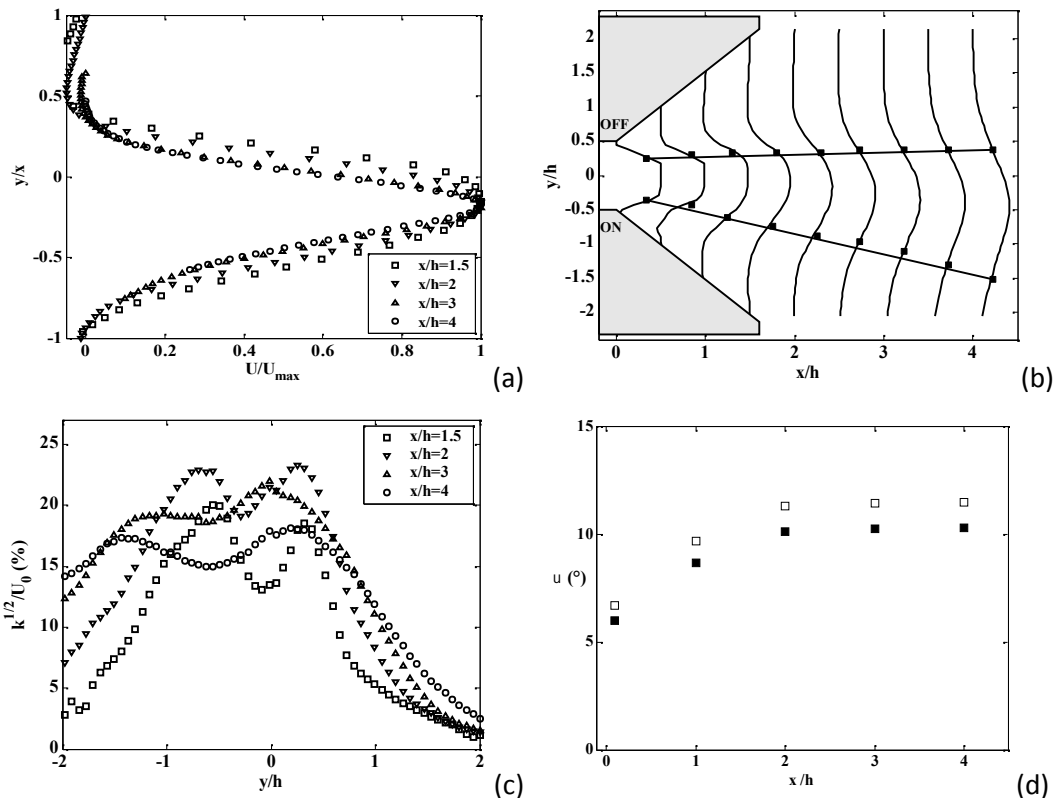


Figure IV.4. Jet incliné (a) profils transversaux de la vitesse longitudinale (b) expansion du jet () positions où la vitesse est égale à $\frac{1}{2} U_{max}$ (c) Variations transversales de l'énergie cinétique turbulente $k^{1/2}/U_0$ (d) inclinaison du jet () contrôle haut () contrôle bas.

L'amélioration de la diffusion et du mélange du jet principal est atteinte lorsque les deux jets synthétiques sont actionnés de manière synchrone à la même fréquence. La figure IV.5 montre les caractéristiques de l'écoulement sous ces conditions. Les profils transversaux moyens de la vitesse longitudinale (Fig. IV.5a) montrent clairement un important élargissement du jet. En se basant sur la figure IV.5b, on estime la largeur du jet aux positions $x/h = 2$ et 4 , 33% et 80% respectivement supérieure à la largeur du jet non perturbé, et 10% et 26% respectivement plus grande que la largeur du jet vectorisé. L'augmentation de la largeur du jet s'est accompagnée d'une atténuation de la vitesse moyenne au centre du jet comme le montre la figure IV.5c. Sans contrôle, la vitesse moyenne au centre du jet reste pratiquement inchangée, mais lorsque le contrôle (bas ou double) est activé, la vitesse moyenne au centre du jet principal diminue de façon monotone. L'action du contrôle réduit la longueur du cône potentiel du jet principal et l'autosimilarité des profils transversaux est rapidement atteinte.

L'action synchrone des jets synthétiques entraîne également une augmentation des pics de l'énergie cinétique turbulente dans la couche de cisaillement du jet principal comme l'indique la figure IV.5d. À $x/h = 1,5$, l'énergie cinétique turbulente a augmenté d'environ 52%. Les pics de cette grandeur s'éloignent de l'axe du jet lorsqu'on s'éloigne de la buse. Ceci suggère que l'action synchrone élargie la couche de cisaillement du jet, ce qui explique l'augmentation de la pente de la variation de l'épaisseur de la quantité de mouvement observée pour ce cas sur la figure IV.3. L'expansion du jet est nettement améliorée sous l'action du contrôle bilatéral. En parallèle, l'énergie cinétique turbulente sur l'axe du jet est beaucoup plus grande sous l'effet du contrôle que le cas non excité et sa variation transversale sur une distance séparant les deux pics à $x/h=4$, n'est que de 16% ce qui appuie le constat que le contrôle améliore significativement le mélange.

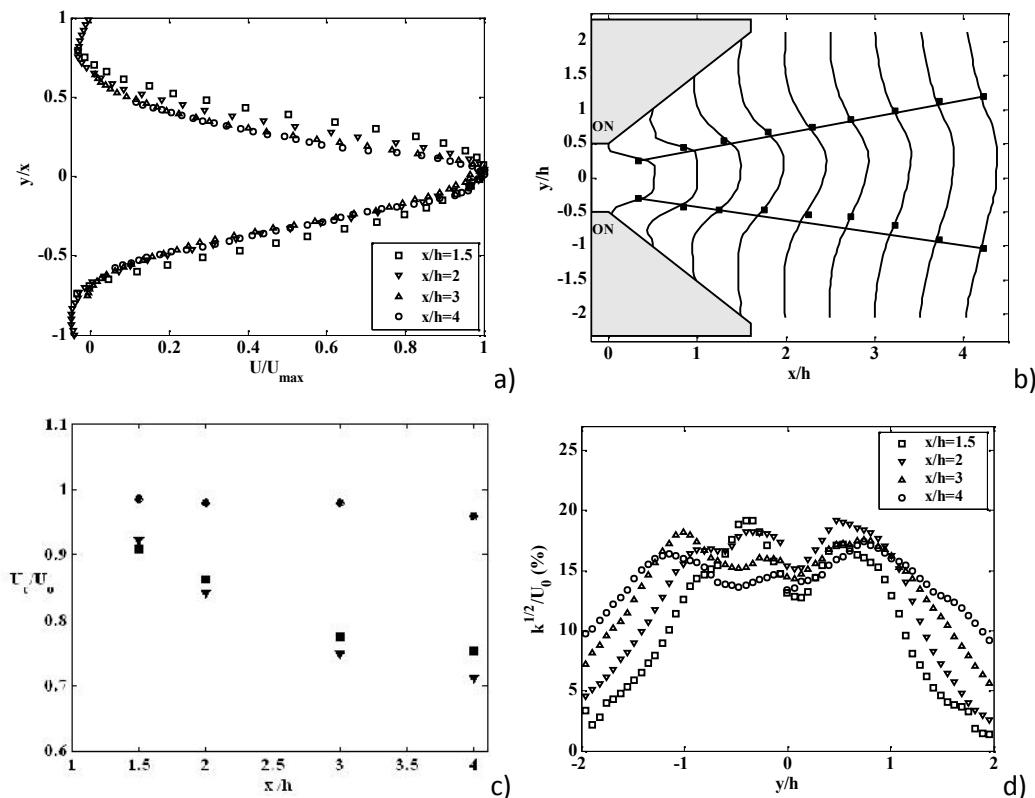


Figure IV.5. Jet doublement excité (a) profils transversaux de la vitesse longitudinale (b) expansion du jet () positions où La vitesse est égale à $\frac{1}{2} U_{max}$ (c) variation de la vitesse moyenne au centre du jet () sans contrôle () contrôle bas () contrôle double (d) variations des profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente $k^{1/2}/U_0$

Par ailleurs, des taux élevés d'expansion de jet ont été obtenus lorsque l'excitation de contrôle était modulée en fréquence, on cite comme exemples les travaux de Mi et al. (2001), Parekh et al. (1996) et Samimy et al. (2007), pour n'en citer que quelques-uns. Ces derniers auteurs ont utilisé des actionneurs plasma situés autour de la sortie du jet et fonctionnant selon diverses stratégies de contrôle, y compris les modes symétrique, hélicoïdal et de battement qui ont été testés. Leurs résultats ont montré que le mode de battement est le plus efficace dans l'expansion du jet. Une amélioration du taux d'expansion est aussi obtenue lorsque des excitations axiales et hélicoïdales (orbitales) sont exercées simultanément sur le jet principal (Reynolds et al, 2003; Suzuki et al, 2004). La nature de l'écoulement du jet contrôlé dans ces

études dépend uniquement du rapport entre les fréquences d'excitations axiale et hélicoïdale f_a/f_h . Lorsque $f_a/f_h = 2$ le jet principal bifurque avec 2 pics distincts dans la vitesse moyenne, et pour des valeurs de 3 ou 4 le jet principal se divise en 3 ou 4 écoulements tourbillonnaires distincts (Reynolds et al, 2003).

Pour ces raisons et dans l'objectif d'améliorer d'avantage l'expansion du jet étudié vers la limite obtenue sous une excitation unilatérale, nous avons introduit un mode d'excitation sous forme de battement périodique en faisant fonctionner les jets synthétiques alternativement pour un certain nombre de cycles avant de basculer au jet synthétique se trouvant sur le côté opposé comme le montre la figure IV.6a. Le rapport f_s/f_{al} est le paramètre de contrôle dans ce cas où f_s est la fréquence de jet synthétique, et f_{al} est la fréquence d'alternation. Les figures IV.6b et IV.6c représentent les profils de la vitesse moyenne pour $f_s/f_{al} = 4$ et 40. Deux observations intéressantes peuvent être soulignées. D'abord, quand $f_s/f_{al}=40$ (Fig. IV.6c), le jet principal s'approche beaucoup des parois du diffuseur et, en moyenne, y reste plus longtemps que dans la région centrale. Le débit moyen à la sortie du diffuseur bifurque en deux directions distinctes presque parallèles aux parois du diffuseur et la vitesse longitudinale moyenne affiche deux pics situés symétriquement par rapport à l'axe $y=0$. Deuxièmement, lorsque f_s/f_{al} est égale à 4 (Fig. IV.6a), l'oscillation du jet principal aboutit à un jet à expansion améliorée par rapport à celui observé sous les conditions des excitations simultanées.

La figure IV.6c montre le taux de décroissance de la vitesse moyenne, U_c/U_0 du jet principal lorsque f_s/f_{al} croît. Il est clair que le mouvement de battement provoque une augmentation du taux de décroissance moyenne de la vitesse médiane par rapport à l'action synchrone et que pour $f_s/f_{al}=10$, le taux de décroissance est le plus important. Les figures IV.6d et IV.6f montrent les variations des profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente pour $f_s/f_{al} = 4$ et 10. En comparant les valeurs de l'énergie cinétique turbulente de cette figure et celles rapportées dans la Fig. IV.5d (le cas d'action synchrone), il est bien évident que le mouvement de battement du jet principal fait augmenter l'énergie cinétique turbulente et cette augmentation persiste en aval. Ceci peut s'expliquer par le fait que les structures de grande échelle et la turbulence localisée induite par les jets synthétiques à l'intérieur des couches de cisaillement du jet principal sont convectées le long de l'axe à mesure qu'il oscille, engendrant ainsi l'augmentation de l'intensité de turbulence et le mélange se trouve alors amélioré. Les mesures semblent suggérer que la nature du jet oscillant pour $f_s/f_{al} = 10$ est plus efficace dans la redistribution et l'homogénéisation de l'énergie cinétique turbulente que le cas $f_s/f_{al}=4$. Ceci suggère que dans les conditions de l'étude le rapport f_s/f_{al} optimal pour améliorer le mélange et l'expansion du jet étudié est de 10.

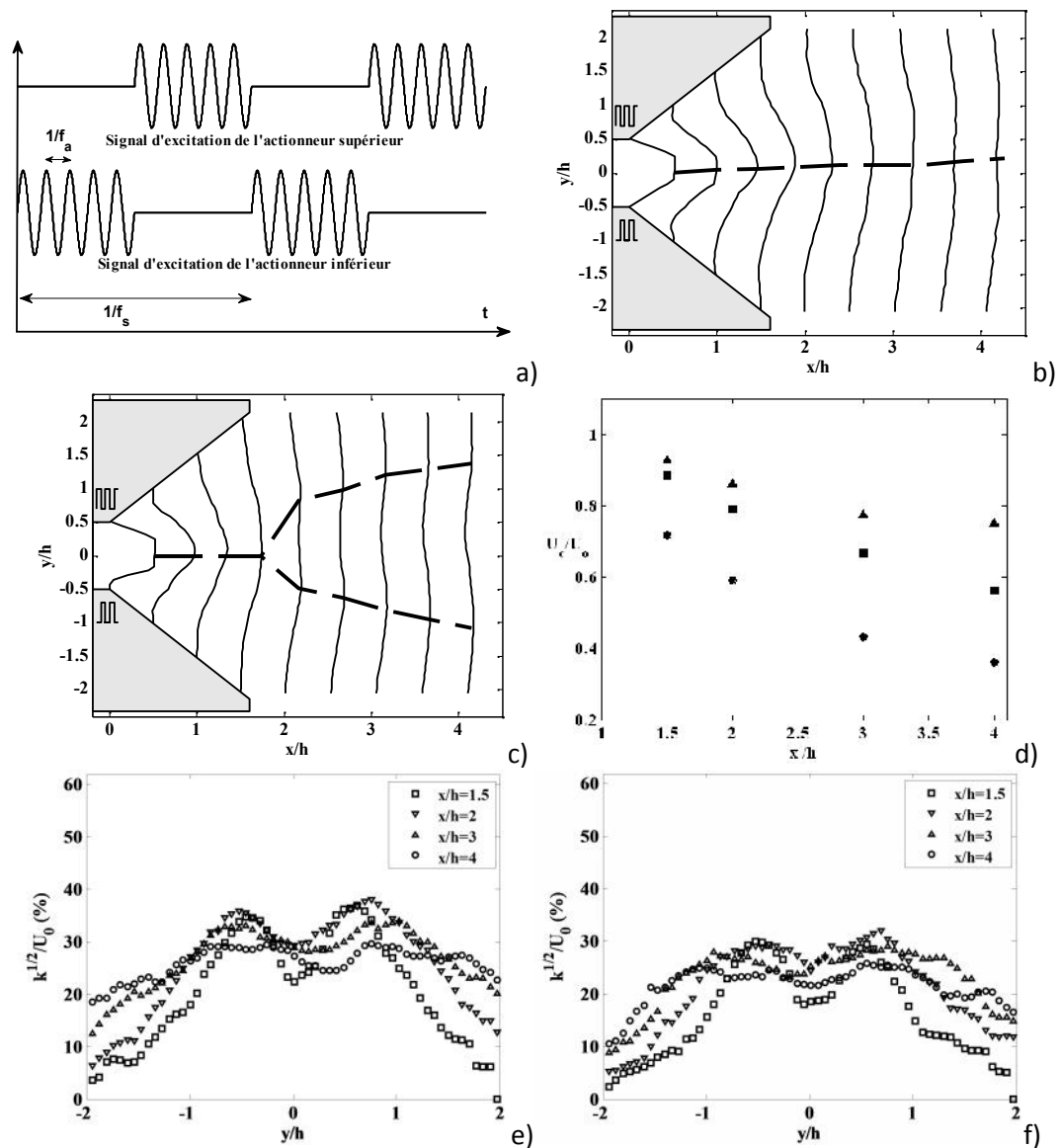


Figure IV.6. Jet sous excitations alternées (a) schéma de principe de l'excitation alternée, (b) profils de la vitesse moyenne pour $f_s/f_{al} = 4$, (c) même profils que b, pour $f_s/f_{al} = 40$, (d) variation de la vitesse sur l'axe pour le cas du contrôle synchronisé (▲), pour $f_s/f_{al} = 4$ (●) et pour $f_s/f_{al} = 10$ (■), (e) variations des profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente $k^{1/2}/U_0$ pour $f_s/f_{al} = 4$ et (f) même variations que e, pour $f_s/f_{al} = 10$.

V.4. CONCLUSION

Ce chapitre était consacré à la manipulation d'un jet plan par un ou deux actionneur de type jets synthétiques. Dans la première partie, on a réussi à imposer une déviation au jet principal en utilisant un contrôle asymétrique. Dans cette configuration, l'inclinaison du jet induit la naissance d'un tourbillon du côté non contrôlé ce qui engendre un important entrainement du jet et favorise le mélange. Une importante expansion du jet a été observée lorsque les deux côtés du jet plan sont soumises à l'action des jets synthétiques. La largeur du jet augmente d'environ 80% sous l'action du contrôle, mais sans réussir à atteindre les limites d'élargissement correspondant aux déviations relevées dans le cas du jet incliné sous l'action

du contrôle unilatéral. Une amélioration supplémentaire de l'expansion est possible si le contrôle simultané du jet principal est appliqué de manière alternée lui permettant d'atteindre ses positions extrêmes. Dans les conditions de cette étude, un rapport de fréquences de 10 entre l'excitation et le basculement permet d'obtenir une expansion optimale. En dessous de ce seuil, le jet oscille autour de son axe. Au-delà de ce seuil, l'écoulement moyen présente deux flux séparés.

BIBLIOGRAPHIE

- Benard et al. (2007a) Control of an axisymmetric subsonic air jet by plasma actuator. *Experiments in Fluids* 43 : 603–616
- Benard et al. (2007b) Quasi-steady and unsteady actuation by surface non-thermal plasma discharge for control of a turbulent round air jet. *J. of Turbulence* 8:1-24.
- Benard et al. (2008a) Flow Control by Dielectric Barrier Discharge Actuators: Jet Mixing Enhancement. *AIAA Journal* 46 :2293-2305.
- Benard et al. (2008b) Control of diffuser jet flow: Turbulent kinetic energy and jet spreading enhancements assisted by a non-thermal plasma discharge. *Experiments in Fluids* 45 : 333-355.
- Benard et al. (2008c) Detachment and attachment of an axisymmetric non-reactive jet with turbulent shear layer: Control by plasma actuator. *Experimental Thermal and Fluid Science* 32 : 1193-1203.
- Cho et al. (1998) Vortex Pairing in an Axisymmetric Jet Using Two-Frequency Acoustic Forcing at Low to Moderate Strouhal Number. *Experiments in Fluids* 25 : 305-315.
- Crow et Champagne (1971) Orderly structure in jet turbulence. *J. Fluid Mech.* 48 : 547-591.
- Dimotakis (2000) The mixing transition in turbulence. *J. Fluid Mech.* 409 : 69-97.
- Deo et al. (2008) The influence of Reynolds number on a plane jet, *Phys. Fluids* 20 : 1-15.
- Glezer et Amitay (2002) Synthetic jets. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 34 : 503-29.
- Ho et Huerre (1984) Perturbed free shear layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 16 : 365-424.
- Parekh et al. (1996) Innovative Jet Control: Mixing enhancement experiments. *AIAA* 96-0308.
- Parekh et al. (1998) Bifurcating jets at high, Reynolds numbers. *Rep. TF-35, Stanford Univ.*
- Pack et Seifert (1999) Periodic Excitation for Jet Vectoring and Enhanced Spreading. *AIAA* 99-0672.
- Pack et Seifert (2001) Periodic excitation for jet vectoring and enhanced spreading. *J. Aircraft* 38 : 486-495.
- Mi et al. (2001) Mixing characteristics of a jet from a self-exciting nozzle. *Flow Turb. Comb.* 67: 1-23.
- Moore (1977) The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise. *J Fluids Mech.* 80 :321-367
- Raman (1997) Using Controlled Unsteady Fluid Mass Addition to Enhance Jet Mixing. *AIAA Journal* 35.
- Reynolds et al(2003) Bifurcating and blooming jets. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 35 : 295–315.

- Samimy et al. (2007a) Active control of high-speed and high Reynolds number jets using plasma actuators. *J Fluids Mech.* 578 : 305–330.
- Samimy et al. (2007b) Active Control of a Mach 0.9 Jet for Noise Mitigation Using Plasma Actuators. *AIAA Journal* 45 : 890-901.
- Smith et Glezer (1997) Vectoring and small-scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuators. *AIAA* 97-213.
- Smith et Glezer (2002) Jet vectoring using synthetic jets. *J. Fluid Mech.* 458 : 1–34.
- Suzuki et al. (2004) Active control of an axisymmetric jet with distributed electromagnetic flap actuators. *Experiments in Fluids* 36: 498–509
- Suzuki (2006) Effects of a synthetic jet on a separated flow over a hump. *J. Fluid Mech.* 547 : 331-359.
- Vlasov & Ginevskiy (1974) Generation and suppression turbulence in an axisymmetric turbulent jet in the presence of an acoustic influence. *NASA TT-F15* : 721
- Vlasov et al. (2003) Acoustic excitation of noncircular turbulent jets. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 76 : 271–273.
- Vlasov et al. (2004) Possibility of acoustic control of excited turbulent jets. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 77 : 289–292.
- Vlasov et al. (2007) Study of two-frequency excitation of turbulent jets by fundamental and subharmonics tones. *Fluid Dynamics* 37 : 505–507.

CHAPITRE V

AMELIORATION DU REFROIDISSEMENT D'UN COMPOSANT ELECTRONIQUE PAR CONTROLE D'ECOULEMENT

Les transferts thermiques jouent un rôle important dans la conception des composants électroniques. Dans ce cas, la tendance à la miniaturisation entraîne une amélioration évidente de la performance des circuits, mais, d'un autre côté, la quantité de chaleur dissipée par unité de surface extérieure subie une augmentation importante. Un contrôle thermique adéquat s'avère donc nécessaire afin d'éviter d'éventuels problèmes de surchauffe pouvant endommager les dispositifs électroniques. Les systèmes conventionnels de refroidissement des composants électroniques pour évacuer la chaleur dégagée ont atteint leurs limites. Les thermiciens se sont alors dirigés vers des techniques de contrôle de ces flux afin d'améliorer davantage la convection.

Dans notre étude, nous nous proposons de réaliser une simulation numérique CFD en 2D portant sur un composant électronique de refroidissement par une convection forcée. Différentes techniques de contrôle d'écoulement en vue d'une amélioration de la convection sont testées. Les techniques examinées sont soit passives, en insérant des obstacles de guidage de l'écoulement, soit actives en utilisant la technique du jet synthétique.

V.1. AMÉLIORATION DES TRANSFERTS THERMIQUES PAR CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT

Afin d'améliorer le refroidissement des composants électroniques, les chercheurs se sont aperçus que la manipulation de l'écoulement utilisé pour le refroidissement s'impose. Des techniques de contrôle d'écoulements (libre ou à proximité d'une paroi), à l'aide de dispositifs (passifs ou actifs) pour y produire des changements favorables, ont été développées. Ces changements sont, par exemple au niveau de la couche limite, le retardement ou l'avancement de la transition laminaire/turbulent, le contrôle de la turbulence ou la prévention du décollement.

Des techniques passives consistent à utiliser des éléments passifs comme les radiateurs et les déflecteurs. Les radiateurs sont de simples dissipateurs fixés sur les composants électroniques afin d'augmenter la surface de contact avec l'air ambiant. Ce système était le premier système à être utilisé au début de l'ère des microprocesseurs. Par ailleurs, Les déflecteurs jouent un rôle de guidage de l'écoulement d'air dans les boîtiers contenant des composants. Ils guident le flux d'air circulant dans le boîtier dans les zones les plus critiques sur les cartes. En guise d'exemple, Rebay et al. (2009) ont présenté une étude expérimentale sur l'influence d'un déflecteur transversal de forme parallélépipédique sur le coefficient d'échange convectif à la surface d'un bloc en céramique chauffant monté sur une plaque plate. L'objectif était

d'optimiser le coefficient d'échange thermique en variant l'angle d'inclinaison du déflecteur. Ce dernier est incliné et par conséquent, il guide le flux d'air à la surface supérieure du bloc.

Contrairement au contrôle passif, une technique active nécessite un apport d'énergie. Parmi les différentes techniques actives, le jet synthétique a démontré une efficacité prometteuse. En effet, cet actionneur a démontré des performances intéressantes dans le domaine du contrôle actif de l'écoulement d'air servant comme flux de refroidissement d'un composant dégageant de la chaleur. Par exemple, Cambell et al. (1998) ont montré que les jets d'air synthétiques sont efficaces dans le refroidissement des puces. Ils ont constaté qu'en moyenne, une réduction de 20 à 30% en température de la puce a été possible avec des jets synthétiques par rapport à des méthodes conventionnelles de refroidissement par convection. Pavlova et Amitay (2006) ont mené des études expérimentales sur des jets synthétiques pour une quantité de chaleur constante à évacuer.

Le refroidissement de la surface d'échange et les performances de la technique par rapport à un jet continu ayant une vitesse moyenne non nulle. Ils ont conclu que pour le même Nombre de Reynolds, les jets synthétiques sont trois fois plus efficaces que le refroidissement par des jets continus. Plus tard, Jingzhou et al. (2007) ont étudié l'écoulement et les caractéristiques de transfert de chaleur d'un jet synthétique entraîné par un actionneur piézo-électrique en utilisant la vélocimétrie laser, l'anémométrie à fil chaud et une caméra infrarouge.

Utturkar et al. (2008) ont effectué à la fois des expériences et des simulations numériques sur le transfert de chaleur en présence de jets synthétiques en se concentrant sur l'effet de l'emplacement et l'orientation des jets. Ils ont comparé les résultats expérimentaux avec ceux issus des simulations numériques réalisées par le code CFD FLUENT.

Afin d'élargir l'étude paramétrique, Arik (2008) a effectué des expériences avec des jets synthétiques qui fonctionnent à haute fréquence (4.5 Hz), et a conclu que 4 à 10 fois d'amélioration du transfert de chaleur est possible avec des jets synthétiques par rapport à une convection naturelle. Chandratilleke et al. (2011) ont étudié expérimentalement (Figure V.1), l'apport du jet synthétique dans le refroidissement d'une surface chauffée. L'étude identifie une influence significative de l'actionneur sur le taux de refroidissement.

Dans ce travail, nous présentons une simulation du refroidissement d'un composant électronique par convection forcée en 2D en utilisant le logiciel CFD Fluent. On commence par exposer la configuration de base de notre étude. Ensuite, nous introduisons la géométrie, le maillage et les conditions aux limites de ce problème afin d'analyser et interpréter les résultats obtenus.

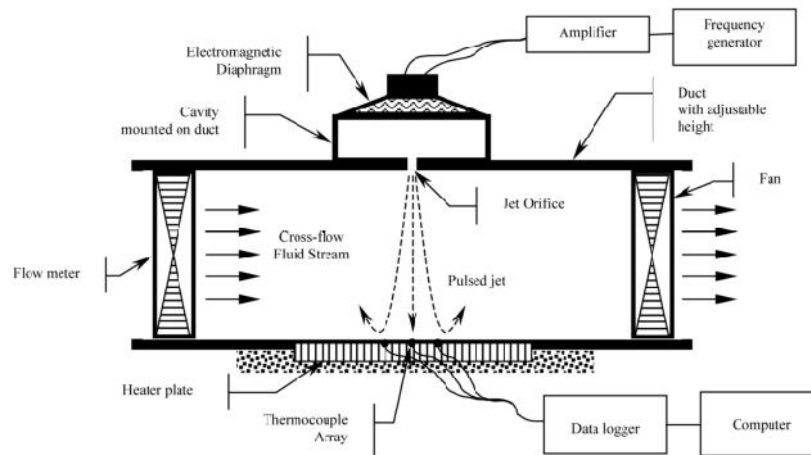


Figure V.1. Schéma de la configuration étudiée par Chandratilleke et al. (2011)

V.2. CONFIGURATION DE BASE

Nous avons choisi d'étudier comme configuration de base pour ce travail, celle proposée par Aradag et al. (2009). Il s'agit d'une configuration très simple (Figure V.2). Elle consiste en un seul composant électronique (source de chaleur) monté dans un canal de longueur 16.5cm et de hauteur $L=4$ cm. A l'entrée du canal, l'air forcé pénètre avec une vitesse initiale U pour refroidir par convection forcée le composant électronique. Ce dernier est placé sur la paroi inférieure du canal. Il possède une longueur 2cm et une hauteur $H=0.8$ cm. La distance entre l'entrée et le composant électronique est de 4.5cm. La sortie se trouve 10cm derrière le composant et la température à l'entrée est fixée à 25°C.

L'intérêt de cette configuration est double, d'une part elle sera utilisée comme configuration de référence et d'autre part Aradag et al. ont proposé des techniques de contrôle passif qu'on souhaite reproduire et confronter aux résultats que nous obtiendrons sous l'action d'un actionneur de type jet synthétique.

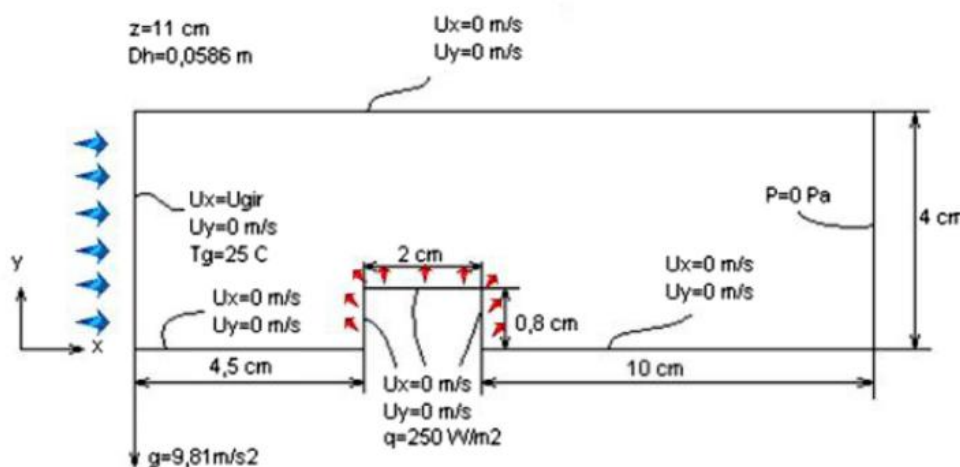


Figure V.2. Configuration de base d'après Aradag et al. (2009)

V.3. IMPLEMENTATION DE LA CONFIGURATION DE BASE

L'implémentation de la configuration étudiée a été effectuée moyennant certaines considérations. Afin de simplifier notre problème, on a supposé que l'écoulement est laminaire et 2D et que le fluide est incompressible.

Le fluide utilisé dans notre cas est l'air. Ses propriétés physiques sont dressées dans le tableau V.1. La figure V.2 donne également les conditions aux limites retenues pour ce problème.

Propriétés	Unité	Valeur
Densité	Kg/m^3	1.2045
Viscosité	Kg/m.s	$1.82 \cdot 10^{-4}$
Capacité Calorifique	J/Kg.K	1006.43
Conductivité Thermique	W/m.K	0.0242
Température à l'entrée	$^{\circ}\text{C}$	25

Tableau V.1. Propriétés physiques du fluide.

Une pression effective de référence a été imposée à la sortie du canal. Le flux dégagé par le composant électronique est de 250W/m^2 sur les faces exposées à l'écoulement. Le maillage utilisé est composé de 12422 nœuds.

L'implémentation CFD de la configuration de base a permis de dégager les différentes caractéristiques de la configuration de base. En effet, la figure V.3 donne les lignes de courant pour un nombre de Reynolds $Re=740$. Sur ces lignes, nous pouvons observer l'effet engendré par le composant. Les lignes contournent l'obstacle puis se séparent à limite de sa surface horizontale pour donner naissance à une large zone de recirculation. Cette zone de recirculation voit sa taille augmenter en fonction du nombre de Reynolds. Il s'agit d'une caractéristique déjà connue pour les écoulements laminaires derrière une marche descendante où la longueur de la zone de recirculation varie linéairement en fonction du nombre de Reynolds. Le transport de quantité de mouvement est purement diffusif dans ce cas. La figure V.4a donne la variation de la taille de la zone de recirculation X_R / H en fonction du nombre de Reynolds. Nous constatons la variation quasi-linéaire de l'allure de cette courbe. La formation de cette zone de recirculation affecte directement le refroidissement de la paroi latérale droite (non exposée à l'écoulement) du composant électronique. Nous concentrons dans la suite de ce travail nos efforts sur les possibilités d'amélioration du refroidissement de cette face.

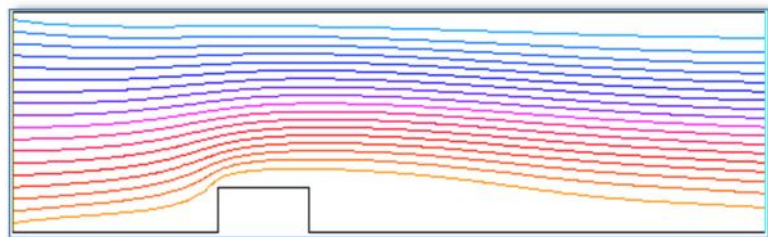


Figure V.3. Lignes de courant pour $Re = 740$.

L'effet de variation de nombre de Reynolds sur la variation du coefficient de transfert convectif le long la hauteur de cette face, est donné sur la figure V.4b. A partir de cette figure, nous pouvons dégager les constatations suivantes :

- Pour un Re donné, la partie inférieure de la paroi ($0 \leq y/H \leq 0.1$) est très mal refroidie à cause du non brassage de cette zone par le flux de recirculation. Le coefficient d'échange est quasi-constant le long de la zone $0.1 \leq y/H \leq 0.8$. Il subit ensuite une rapide augmentation dès qu'on se rapproche du coin supérieur de la paroi sous l'effet de l'écoulement moyen qui se trouve à proximité.
- Si le nombre augmente, une translation de la variation de h en fonction y/H est obtenue. Cette translation vers le haut est de 6 % pour Re=1100 et 17% pour Re=1500 en comparaison avec la référence Re=740. Cette augmentation se justifie par l'amélioration du brassage du flux de recirculation. La vitesse locale à proximité de la paroi à refroidir augmente.

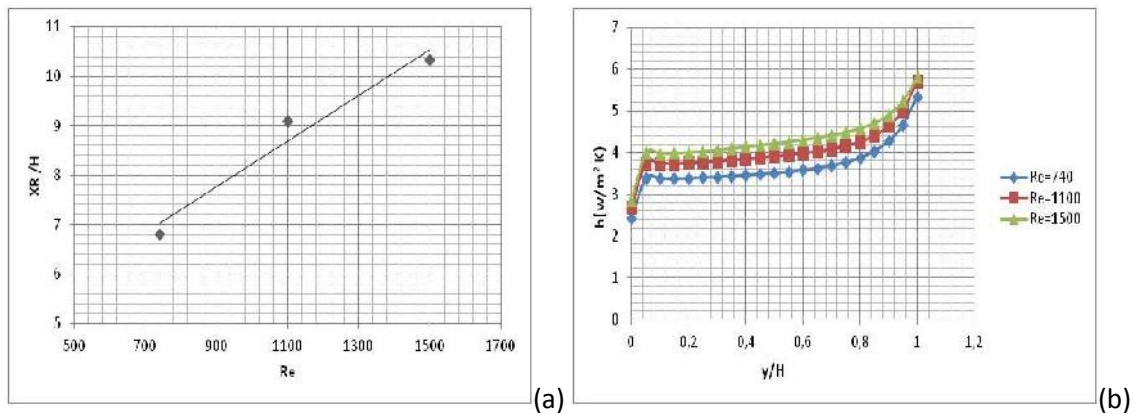


Figure V.4. (a) Variation de la taille de la zone de recirculation X_R (b) Variation du coefficient de transfert thermique de la paroi latérale droite du circuit électronique en fonction du nombre de Reynolds.

V.4. CONTROLE PASSIF PAR ADJONCTION D'UN OBSTACLE DANS L'ECOULEMENT

Nous présentons dans la suite, l'influence de l'implantation d'organe de contrôle passif utilisé comme un obstacle carré ou un déflecteur sur l'écoulement. Chaque type de contrôle est testé pour deux positions situées en aval et alignées sur le composant. Les performances de chacune des techniques du contrôle passif sont analysées. Ces techniques ont été déjà testées par Aradag et al. (2009).

La figure V.5 illustre l'influence de la position d'un obstacle carré inséré dans le canal et les déviations conséquentes des lignes de courant en direction du composant. Deux positions différentes sont testées P1 ($x/H=6.875$; $y/H=3.75$) et P2 ($x/H=3$; $y/H=3.75$). Nous constatons que l'obstacle contribue à l'augmentation du coefficient de blocage de l'écoulement déjà engendré par le composant lorsqu'il est placé de façon alignée au composant étudié. La vitesse au-dessus de l'obstacle augmente ainsi que la vitesse au niveau de la frontière de la zone de recirculation. La taille de la zone de recirculation est estimée à $X_R = 6.054 H$ et à $X_R = 8.787 H$ pour les deux positions P1 et P2 respectivement et ce pour $Re=740$.

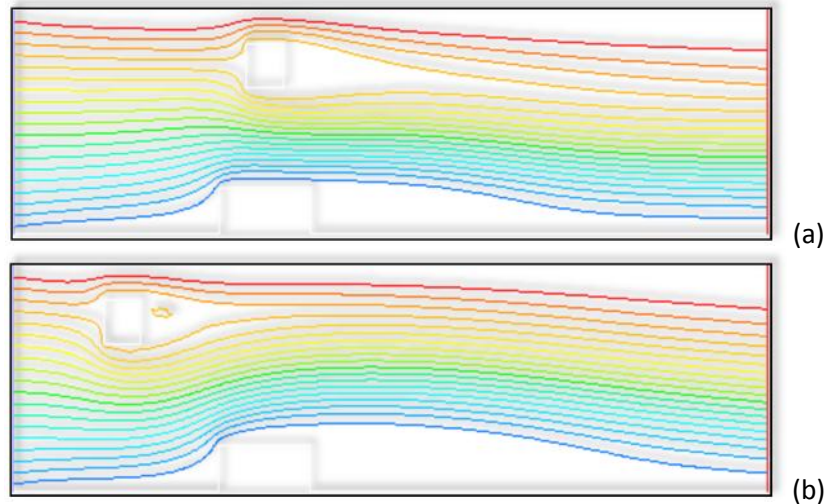


Figure V.5. Influence de la position d'un obstacle de section carrée inséré dans le canal à la position P1 ($x/H=6.875$, $y/H=3.75$) (a) puis à la position P2 ($x/H=3$, $y/H=3.75$) (b) et ce pour $Re=740$.

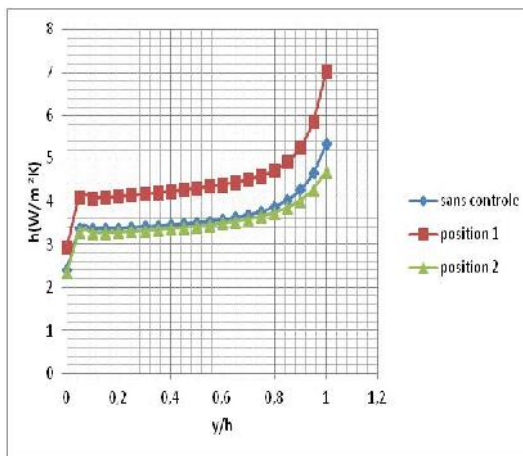


Figure V.7. Le coefficient de transfert thermique de la paroi latérale droite du circuit électronique à $Re=740$ pour les deux positions de l'obstacle P1 et P2.

Les impacts, sur le coefficient du transfert thermique, de l'insertion d'un obstacle dans le canal ainsi que sa position sont donnés sur la figure V.6. L'allure de la variation du coefficient d'échange le long de la paroi à refroidir confirme les constatations relevées sur les lignes de courant. L'adjonction d'un obstacle à la position P1 ($x/H=6.875$; $y/H=3.75$) favorise le transfert convectif en améliorant la valeur du coefficient d'échange d'environ 25% suite à la déviation de l'écoulement vers l'obstacle et l'augmentation de la vitesse au niveau de la périphérie de la zone de recirculation. Cependant, l'adjonction de cet obstacle à la position 2 semble être inefficace.

Le tableau V.2 dresse un état récapitulatif des coefficients de transferts moyens $h_{moy} = \frac{1}{H} \int_0^H h(y) dy$ obtenus lorsqu'un obstacle est introduit dans l'écoulement. L'analyse de ce tableau montre que le coefficient d'échange thermique moyen augmente plus pour la position 1 de l'obstacle rectangulaire aligné au composant électronique. Nous constatons l'amélioration du transfert thermique ainsi que le refroidissement pour cette position. La position 2 devient intéressante lorsque le nombre de Reynolds devient important.

	Re=740	Re=1100	Re=1500
Sans contrôle	$h_{moy} = 3.671$ $Nu = 4.614$	$h_{moy} = 4.049$ $Nu = 5.533$	$h_{moy} = 4.324$ $Nu = 5.350$
Position 1	$h_{moy} = 3.671$ $h_{moy} = 4.515$	$h_{moy} = 4.049$ $h_{moy} = 5.042$	$h_{moy} = 4.324$ $h_{moy} = 5.290$
Position 2	$h_{moy} = 3.671$ $h_{moy} = 4.515$ $h_{moy} = 3.531$	$h_{moy} = 4.049$ $h_{moy} = 5.042$ $h_{moy} = 4.257$	$h_{moy} = 4.324$ $h_{moy} = 5.290$ $h_{moy} = 4.936$

Tableau V.2. Etat récapitulatif des coefficients de transferts moyens en présence et sans contrôle par adjonction d'un obstacle rectangulaire.

L'insertion d'un obstacle dans le canal peut s'avérer techniquement compliquée. Nous testons ci-après l'adjonction d'un déflecteur placé sur la paroi supérieure du canal. Ce système de contrôle est plus facile à intégrer dans la configuration de base. Deux positions du déflecteur sont considérées.

La figure V.7 illustre les lignes de courant à Re=740 après adjonction d'un déflecteur à deux positions différentes P1(x/H=2,y/H=4) et P2 (x/H=5.5,y/H=4). De la même manière que l'organe de contrôle passif précédent, le déflecteur contribue à l'augmentation du blocage de l'écoulement lorsqu'il est placé d'une façon alignée au composant électronique. Les résultats des deux positions (a) et (b) sont différents en termes de la vitesse et de la taille de la zone de recirculation. La vitesse au-dessus de l'obstacle augmente ainsi que la vitesse au niveau de la frontière de la zone de recirculation. Par contre, la taille de la zone de recirculation est plus importante pour la position P2.

L'allure du coefficient d'échange confirme nos constatations sur les lignes de courant. L'adjonction d'un déflecteur à la position P1(x/H=2 ; y/H=4) permet d'améliorer le transfert convectif d'environ 30% suite à la déviation de l'écoulement vers l'obstacle et l'augmentation de la vitesse au niveau de la périphérie de la zone de recirculation. La forme du déflecteur assure un meilleur guidage de l'écoulement, comparé au cas de l'obstacle carré, et son orientation vers la direction du composant.

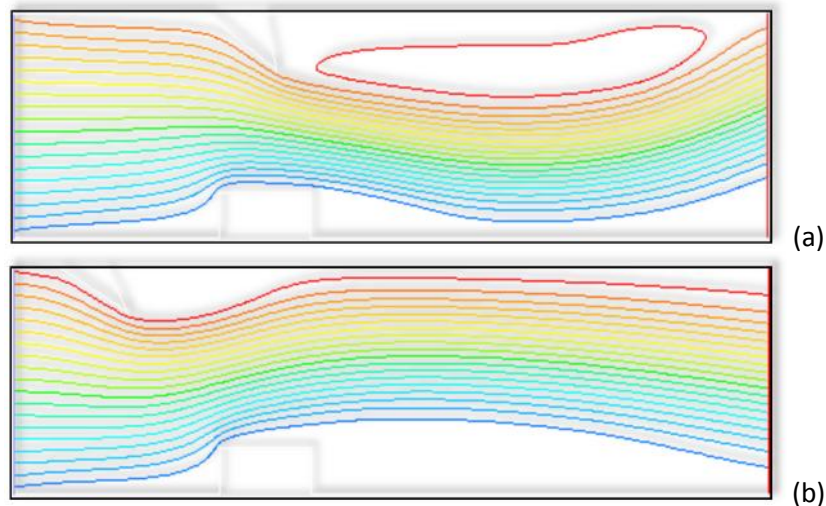


Figure V.7. Lignes de courant dans le canal à Re =740 après l'adjonction d'un déflecteur positionné à P1(x/H=2, y/H= 4) (a) puis à P2(x/H=5.5, y/H=4) (b)

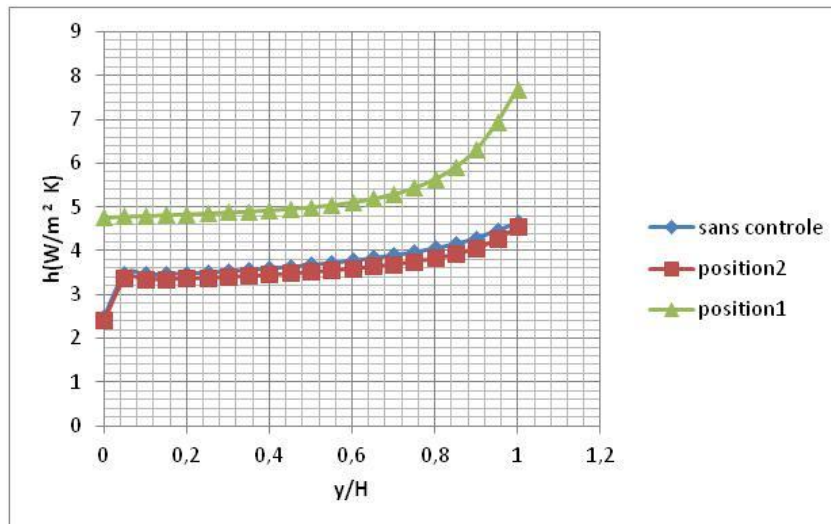


Figure V.8. Le coefficient de transfert thermique de la paroi latérale droite du circuit électronique à $Re=740$ pour les deux positions de l'obstacle : position 1 alignée avec l'obstacle et position 2 en amont de l'obstacle.

Le tableau V.3, présente comme le cas précédent la variation du coefficient d'échange moyen en présence d'un déflecteur et ce pour différents nombres de Reynolds. Nous constatons que le coefficient d'échange moyen présente une augmentation plus significative lorsque le déflecteur est placé de façon alignée au composant électronique.

	Re=740	Re=1100	Re=1500
Sans contrôle	$h_{moy} = 3.671$	$h_{moy} = 4.049$	$h_{moy} = 4.324$
Position 1	$h_{moy} = 4.962$	$h_{moy} = 5.621$	$h_{moy} = 6.165$
Position 2	$h_{moy} = 3.598$	$h_{moy} = 4.270$	$h_{moy} = 4.987$

Tableau V.3. Etat récapitulatif des coefficients de transferts moyens sans et avec contrôle par adjonction d'un déflecteur.

L'ordre de grandeur des coefficients de transfert rapportés les deux tableaux récapitulatifs (V.2 et V.3) est en bon accord avec les résultats d'Aradag et al. (2009). Les techniques passives de contrôle d'écoulements testées n'apportent pas les résultats escomptés en terme d'amélioration significative des échanges.

V.5. CONTROLE ACTIF PAR JET SYNTHETIQUE PLACE SUR LA PAROI OPPOSEE AU COMPOSANT

Dans la perspective d'engendrer une nette amélioration des échanges convectifs permettant d'assurer un meilleur refroidissement d'un composant électronique, nous avons implémenté un actionneur de type jet synthétique sur la configuration de base introduite dans le paragraphe V.2. Cet actionneur est placé en face du composant électronique à refroidir (voir figure V.9). Le centre de la fente d'injection de quantité de mouvement est aligné au milieu du composant à refroidir.

Dans une première étape, nous nous sommes intéressés à l'étude numérique d'un jet synthétique dans un environnement au repos. Les résultats ont été comparés à la littérature.

Pour plus de détails, le lecteur peut se référer aux travaux de Aloui et al. (2006, 2007) et ceux de Dghim et Ben Chiekh (2008, 2009).

Dans cette étude, l'actionneur a été modélisé par un piston rectangulaire qui possède les dimensions 10mm de largeur et de hauteur (suivant x et y) et 11 cm en envergure (suivant z). La cavité est en contact avec le canal contenant le composant via un orifice de dimensions dans le plan de normale z, égale à 1x1 mm². Le mouvement oscillatoire de la tête de piston a été modélisé en utilisant la fonction de maillage dynamique de fluent. Trois valeurs de la course du piston sont testées A=0.5mm, A=1 mm et A=2 mm. Le maillage utilisé pour résoudre ce problème est constitué de 20137 nœuds. La figure V.9 donne une idée sur la résolution du maillage généré. Le modèle laminaire est utilisé pour les simulations numériques instationnaires. Le nombre d'itérations est de l'ordre d'une centaine pour chaque pas de temps.

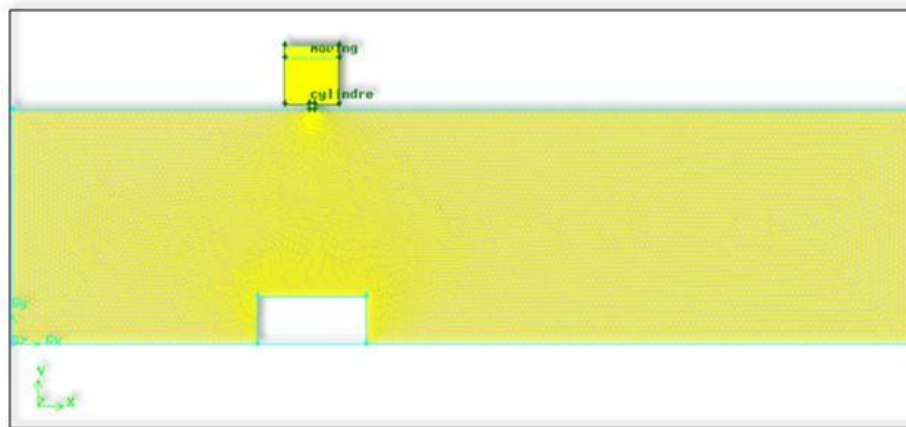


Figure V.9. Maillage de la configuration en présence de l'actionneur jet synthétique.

Dans notre étude, on a imposé au piston une fréquence d'oscillation de 500hz, ce qui donne une période T de 2ms. Toutes les caractéristiques du jet synthétique sont regroupées dans le tableau V.4. Les résultats présentés ci-après sont ceux du 20^{ème} cycle afin de s'assurer de la convergence vers une solution périodique.

Caractéristiques	A=0.5mm	A=1mm	A=2mm
Vitesse maximale à la sortie de l'orifice (m/s)	3.52	6.75	12.5
Vitesse U ₀ (m/s)	1.12	2.149	3.978
Nombre de Reynolds $Re_{u_0} = \frac{\rho U_0 d}{\mu}$	74.66	143.26	265.2
Nombre de Strouhal $St = \frac{f d}{U_0}$	0.125	0.23	0.446
$C_u = \frac{S_i}{S} \times \left[\frac{U_0}{U_{\infty}} \right]^2$	0.86	3.16	10.84

Tableau V.4. Les caractéristiques d'un jet synthétique.

La figure V.10 représente les champs de vecteurs de la vitesse instantanée au niveau de l'orifice pour les deux phases de soufflage et d'aspiration. Les résultats numériques obtenus reproduisent correctement les aspects caractéristiques des deux phases à savoir un soufflage sous forme de jet unidirectionnel et une aspiration omnidirectionnelle qui caractérise le comportement de type jet synthétique.

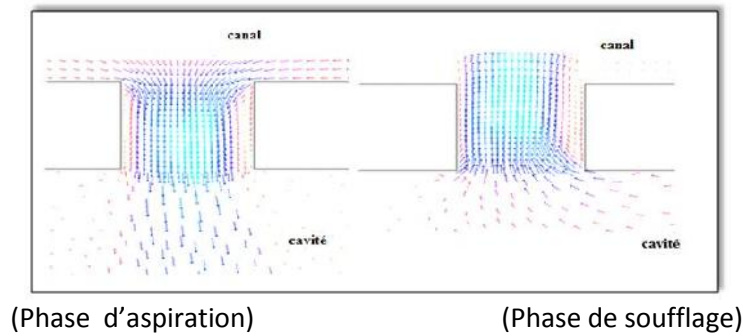


Figure V.10. Champ moyen de la vitesse au niveau de l'orifice.

Sur la figure V.11a, nous présentons la variation de coefficient d'échange moyen h_{moy} le long d'un cycle de l'actionneur pour $Re=740$ et pour différentes valeurs de la course du piston $A=0, 0.5, 1$ et $2mm$. Le coefficient moyen augmente de façon remarquable sous l'effet du contrôle. Les valeurs initiales de h_{moy} se trouvent multipliées par au minimum d'un facteur quatre. Le jet synthétique améliore de façon significative les transferts thermiques au niveau de la paroi non exposée à l'écoulement. Pour $Re=1100$, la figure V.11b qui représente l'effet de l'actionneur pour $A=2mm$, montre que l'actionneur est aussi efficace à des Re plus élevés. L'effet de l'actionneur semble insensible au nombre de Reynolds de l'écoulement. Plus de simulations (qui dépassent le cadre de cette étude) sont nécessaires pour confirmer ce résultat.

La figure V.12 montre les lignes de courant dans le domaine d'étude pour les différentes phases dans le cycle du jet synthétique. Nous constatons, d'après cette figure, la génération des structures tourbillonnaires et leur convection jusqu'à leur dissipation. Lors de la phase de soufflage le jet synthétique introduit des structures tourbillonnaires qui interagissent avec l'écoulement et le font dévier vers le composant.

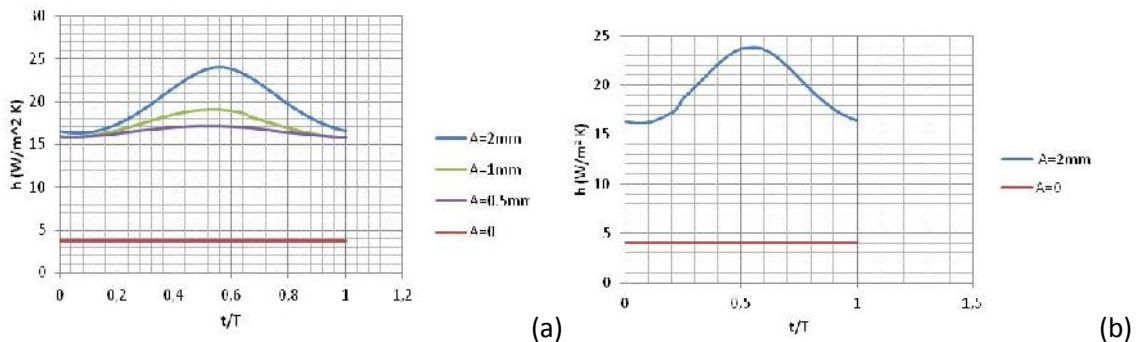


Figure V.11. Variations du coefficient d'échange convectif moyen au cours d'une période du cycle de contrôle pour $Re=740$ (a) et $Re=1100$ (b)

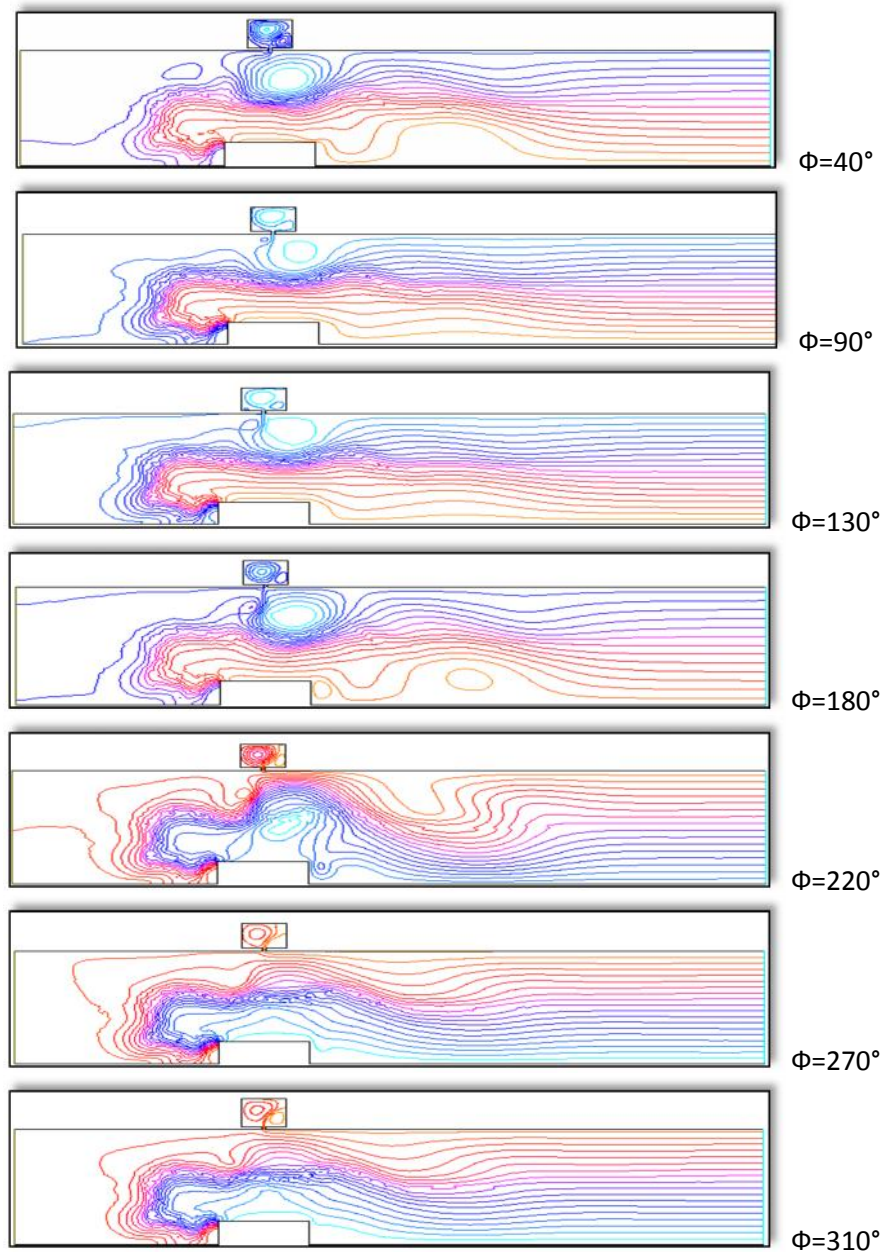


Figure V.12. Evolution temporelle des lignes de courant pour $Re=1100$ durant un cycle d'excitation.

V.6. CONCLUSION

L'objectif principal de cette étude était de caractériser numériquement, le refroidissement d'un composant électronique au sein d'un écoulement sans contrôle puis en présence d'un moyen de contrôle. Deux types de contrôle ont été testés. Le premier est passif utilisant un obstacle ou déflecteur et le second est actif utilisant un actionneur de type jet synthétique. Grâce à des simulations numériques, on a réussi à mettre en évidence la capacité de chaque configuration à contrôler l'écoulement et à améliorer les transferts thermiques. Le jet synthétique se distingue des autres configurations étudiées par une nette amélioration des

échanges. En effet, il est capable de multiplier par 4 à 6 le coefficient de transfert sans contrôle. Les résultats trouvés sont probants. Une étude paramétriques plus larges et un diagnostic plus complet de l'interaction entre les structures du jet synthétique et l'écoulement principal restent à développer.

L'actionneur jet synthétique a un grand avenir dans le domaine du refroidissement des composants électroniques. Des premiers modèles sont déjà commercialisés. Son principal atout est qu'il ne nécessite pas le déploiement de conduits supplémentaires de fluide.

BIBLIOGRAPHIE

- Aloui et al. (2006) Etude expérimentale d'un actionneur de type jet synthétique. 7èmes Journées Tunisiennes sur les Ecoulements et les Transferts, Monastir, Mars 2006.
- Aloui et al. (2007) Analyse par PIV d'un actionneur de type jet synthétique. 18ème Congrès Français de Mécanique, Grenoble, France, Septembre 2007.
- Aradag et al. (2009) CFD Analysis of cooling of electronic equipment as an undergraduate Design Project. Computer Applications in Engineering Education 20 : 103-113.
- Arik (2008) Local Heat Transfer Coefficients of a High-Frequency Synthetic Jet during Impingement Cooling over Flat Surfaces. Heat Transfer Eng. 29 : 763-773.
- Cambell et al. (1998) Thermal Management of a Laptop Computer with Synthetic Air Microjets. Proc. IEEE InterSociety Conference on Thermal Phenomena : 43-50.
- Chandratilleke et al. (2011) Thermal Performance Evaluation of a Synthetic Jet Heat Sink for Electronic Cooling, IEEE 13th Electronics Packaging Technology Conference (EPTC), Singapore, 2011.
- Date of Conference: 7-9 Dec. 2011
- Dghim et Ben Chiekh (2009) CFD Modeling of a Synthetic Jet Actuator. International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy. Yasmine Hammamet, Mars 2009.
- JingZhou et al. (2007) Experimental Study on Flow and Heat Transfer Characteristics of Synthetic Jet Driven by Piezoelectric Actuator. Sci. China 50 : 221-229.
- Pavlova et Amitay (2006) Electronic Cooling Using Synthetic Jet Impingement. J. Heat Transfer 128 : 897-907.
- Rebay et al. (2009) Improvement of the pulsed photothermal technique for the measurement of the convective heat transfer coefficient. J. Thermal Science 19 : 357-363.
- Rizzetta et al. (1999) Numerical Investigation of Synthetic Jet Flow fields. AIAA J. 37 : 919-927.
- Utturkar et al. (2008) An Experimental and Computational Heat Transfer Study of Pulsating Jets. J. Heat Transfer 130 : 062201-11.

PARTIE II

THROMBOLYSE PAR ULTRASONS FOCALISES : DYNAMIQUE DE LA CAVITATION ULTRASONORE ET DES RESIDUS DE THROMBOLYSE

CHAPITRE I	Contexte scientifique.
CHAPITRE II	Caractérisation optique de la dynamique des nuages de bulles générées par les ultrasons et des particules libérées lors de la thrombolyse.
CHAPITRE III	Simulations numériques d'écoulements chargés de particules soumis à un champ ultrasonore.

CHAPITRE I

CONTEXTE SCIENTIFIQUE

Il s'agit ici d'étudier des aspects de la thrombolyse ultrasonore liés à la Mécanique des Fluides, à savoir la dynamique des nuages de cavitation et le comportement des particules libérées lors de la destruction d'un caillot sanguin par ultrason.

Il est possible de détruire les caillots sanguins à l'intérieur du corps en utilisant des ultrasons focalisés générés par un appareillage situé hors du corps : c'est ce qu'on appelle la thrombolyse ultrasonore extracorporelle. Cette technique, qui semblerait potentiellement peu invasive, présente en réalité des risques qui font qu'elle n'a pas encore été développée en clinique jusqu'à présent. En particulier, un contrôle fiable du mécanisme de lyse est nécessaire pour limiter le risque de lésion du vaisseau sanguin et des tissus environnant le caillot à détruire. Ce mécanisme apparaît lié à la cavitation générée par l'onde acoustique de forte intensité, qui est un phénomène non-linéaire difficile à maîtriser. C'est pourquoi la présente recherche s'intéresse à la dynamique des nuages de cavitation ultrasonore. L'autre problème majeur de la technique de thrombolyse ultrasonore extracorporelle serait le risque de libération, dans la circulation sanguine, de résidus de taille suffisante pour obstruer un vaisseau en aval de la zone de traitement. La présente recherche porte notamment sur l'étude du comportement de ces résidus au moment de leur libération. Des expérimentations sur un modèle d'écoulement et de caillot *in vitro* sont menées et appuyées par des simulations numériques. On se propose de détecter les particules relâchées, et de mesurer et prévoir leur écoulement en présence des ultrasons. Le problème est traité par voie expérimentale où une méthode optique est mise en œuvre pour évaluer la distribution de la taille de particules en sortie du champ acoustique focalisé et traité aussi par voie de simulation numérique afin de réaliser une étude paramétrique exhaustive.

Nos objectifs scientifiques ont trait aux deux principaux verrous de l'utilisation clinique de la thrombolyse ultrasonore, à savoir le risque de dommages collatéraux directs sur des tissus voisins et le risque d'embolie secondaire. Nous avons donc deux principaux objectifs :

- Mieux comprendre les mécanismes de la destruction ultrasonore d'un thrombus en présence d'écoulement, principalement dans le but d'augmenter l'efficacité du procédé. En particulier, la réduction de la puissance ultrasonore à fréquence fixée conduit à une réduction du dépôt thermique et donc une diminution des risques de dommages thermiques sur les parois des vaisseaux et les tissus voisins.
- Connaître les caractéristiques et le comportement des particules susceptibles d'être libérées dans la circulation lors d'une thrombolyse ultrasonore : à terme, on souhaite pouvoir optimiser le champ ultrasonore pour réduire le nombre et la taille des particules relâchées.

I.1. POSITION DU PROBLEME CLINIQUE

D'après un rapport récent de l'Organisation Mondiale de la Santé, les maladies cardio-vasculaires sont la première cause de mortalité au monde. Ceci explique l'orientation des progrès scientifiques et technologiques réalisés ces dernières années vers ce domaine afin de trouver les remèdes et diminuer le taux de décès.

On désigne par maladie cardio-vasculaire, l'ensemble des maladies du système circulatoire, qui affectent le cœur ou l'ensemble artériel et veineux. Parmi ces maladies les plus fréquentes, on cite l'athérosclérose qui provoque l'obstruction d'un vaisseau par un caillot sanguin, correspondant aux problèmes de thromboses aiguës et chroniques. Il s'agit d'une maladie caractérisée par l'accumulation locale de dépôts lipidiques, de cholestérol, de produits sanguins et de calcaire dans la tunique interne des vaisseaux, conduisant à une réduction de la lumière du vaisseau. Cette anomalie est la cause majeure d'accidents cardiaques par infarctus lorsque les artéoles qui irriguent le cœur, les artères coronaires, les artères pulmonaires, les artères carotide se retrouvent obturées.

Schématiquement, l'athérosclérose présente trois stades :

- la plaque d'athérome

Elle se constitue dans la paroi artérielle par accumulation de lipides, de tissu fibreux. Cette plaque fait saillie à l'intérieure de l'artère, engendrant des turbulences et un obstacle au flux sanguin, ce qui va encore favoriser son développement (figure I.1). En vieillissant cette plaque devient de plus en plus dure et se calcifie. Elle est alors paradoxalement moins dangereuse.

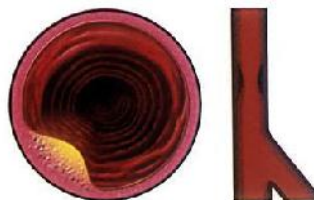


Figure I.1. La formation de la plaque d'athérome.

- la sténose

Le développement de la plaque d'athérome provoque une obstruction de plus en plus importante de la lumière artérielle : la sténose (figure I.2), engendrant des troubles dans le territoire en aval (angine de poitrine, crampes à la marche par exemple).



Figure I.2. La sténose.

- la thrombose

La sténose entraîne la formation d'un caillot obstruant complètement l'artère (figure I.3) et entraînant la mort des tissus en aval (infarctus du myocarde ou cérébral, atteinte d'un membre).

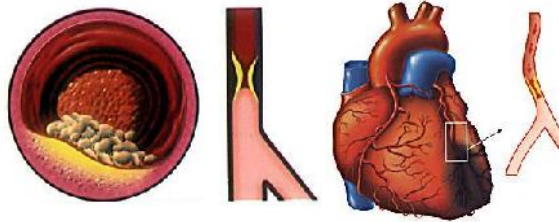


Figure I.3. La mort des tissus en aval de la sténose.

De plus cette plaque d'athérome est longtemps fragile en surface, des fragments peuvent s'en détacher et aller obstruer des artères plus petites (figure I.4): cerveau (hémiparésie), cœur (infarctus), poumons (embolie pulmonaire)



Figure I.4. Obstruction des artères par les déchets d'une ancienne sténose.

I.1.2. Traitements

En pratique, les traitements mis en œuvre sont médicamenteux et/ou chirurgicaux. Ils sont adaptés aux différentes pathologies et pour répondre aux phases aiguës ou chroniques. On évoquera seulement ici le principe des principaux traitements.

I.1.2.1. Traitement médicamenteux

Ce traitement est basé sur l'administration d'agents thrombolytiques ou des anticoagulants. Cependant les risques hémorragiques sont importants. D'autres procédures faisant appel à la chirurgie s'avèrent nécessaire dans ce cas.

I.1.2.2. Revascularisation chirurgicale

A la suite de l'obstruction d'une artère par l'apparition d'une sténose, une opération chirurgicale de revascularisation peut s'imposer afin d'éviter un autre accident (thrombose, crise cardiaque...). Deux méthodes chirurgicales dominant très largement dans ce processus de revascularisation: l'angioplastie et le pontage coronarien. Le nombre de sténoses, leur localisation, la probabilité de re-sténose et l'état physique général du patient sont les paramètres dictant le choix de l'une ou l'autre des méthodes. L'angioplastie a l'intérêt d'être une approche mini-invasive mais présente des résultats à long terme inférieurs au pontage coronarien.

I.1.2.3. L'angioplastie coronarienne transluminale

L'angioplastie coronarienne est une méthode de revascularisation au succès grandissant depuis une bonne décennie. L'angioplastie est une approche héritée directement de l'angiographie, où le cathéter est utilisé pour amener au point de sténose un outil pour déboucher l'artère. Le ballon est l'outil le plus utilisé. Dégonflé et monté sur un guide, il est amené au moyen du cathéter jusqu'au centre de l'occlusion. Sa dilatation par gonflage écrase alors la plaque d'athérome, permettant ainsi la réouverture de l'artère (figure I.5).

Cette méthode semi-invasive, appliquée seule, présente cependant des risques de re-sténose importants dans 30% à 50% des cas, la sténose réapparaît dans six mois. La pose d'un stent est ainsi devenue courante, permettant de réduire de 30% le risque de re-sténose.

Le stent est un petit ressort métallique posé sur le ballon qui, une fois dilaté, reste définitivement en position pour maintenir l'artère ouverte (figure I-6). L'adjonction d'un substrat actif d'héparine sur le stent diminue le risque de thrombose par réaction cellulaire avec ce corps étranger.

Il existe des outils autres que le ballon pour réaliser l'angioplastie. On citera l'artériectomie par ablation rotationnelle. Elle consiste à utiliser une fraise abrasive au bout du guide pour réduire la plaque en infimes particules qui seront évacués par le flux sanguin. A l'heure actuelle, cette méthode est souvent utilisée en combinaison avec un ballon mais les résultats à long-terme sont moins efficaces que l'angioplastie classique.

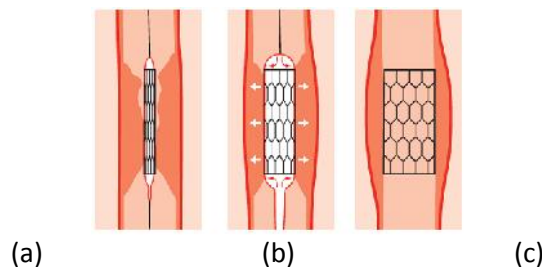


Figure I.5. Principe de l'angioplastie avec pose d'un stent : (a) Un ballon équipé d'un stent est amené au lieu de la sténose (b) Le gonflage du ballon écrase la plaque et rouvre l'artère (c) Le stent déplié reste en place pour éviter un resténose.

L'utilisation du ballon présente en particulier un risque d'occlusion aiguë de l'artère coronaire. Les résultats de larges études comparatives sur l'efficacité de l'angioplastie et du pontage coronarien semblent pencher en faveur du pontage coronarien qui présente un taux de mortalité à 5 ans inférieur de 2% et surtout une répétition plus faible du nombre de procédures de revascularisation. Le phénomène de re-sténose, bien qu'atténué grâce à la pose de stents, est une cause d'angioplasties répétées, ce qui en fait une limitation majeure.

I.1.2.4. Le pontage coronarien

Le pontage coronarien est désormais une technique fortement éprouvée. Le pontage coronarien avec utilisation d'une circulation extracorporelle (CEC) est actuellement la technique de référence pour la revascularisation chirurgicale. Le principe de cette méthode est présenté sur la figure I.6, il consiste en une greffe d'un vaisseau sanguin en aval du point d'occlusion de l'artère pour rétablir une irrigation sanguine normale du cœur. La réalisation de la suture, permettant la jonction et l'étanchéité entre le greffon et l'artère coronaire, est l'opération la plus délicate.

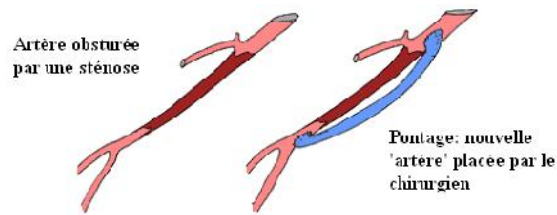


Figure I.6. Principe basique et schématisé du pontage coronarien.

Cependant, on peut distinguer trois types de complications liées au pontage coronarien :

- La médiastinite : c'est une infection bactériologique qui affecte le médiastin. Elle est associée à un taux de mortalité de 25%.
- Le dysfonctionnement d'organes tels que le rein : il est associé à une mortalité de 63% des patients lorsque la mise en place d'une dialyse est nécessaire.
- Les complications neurologiques : cet accident est associé à une embolie pouvant être provoquée par le clampage de l'aorte.

I.1.3. Orientation vers les ultrasons

L'analyse précédente montre que l'intervention chirurgicale par angioplastie ou pontage coronarien, pour la revascularisation des vaisseaux sanguins touchés par une sténose, possède des complications graves qui augmentent le taux de mortalité postopératoire chez les patients. Ceci explique l'orientation des chercheurs vers ce domaine ces dernières années afin d'inventer des nouvelles méthodes et moyens de traitements non invasive (sans recours à une circulation extracorporelle) et plus efficaces comme l'utilisation des ultrasons.

I.2. APPLICATIONS THERAPEUTIQUES DES ULTRASONS

I.2.1. Les ultrasons

Les ultrasons constituent une énergie mécanique qui se propage sous la forme d'une onde vibratoire transversale et longitudinale transmise aux particules de tissu (figure I.7), à une fréquence comprise entre 20 kHz et 10 MHz. La production des ultrasons se fait en utilisant l'inverse de l'effet piézo-électrique. Ce sont les courants de haute fréquence qui sont à la base des ultrasons. On fait traverser une lame de quartz, par un courant de haute fréquence soumis à des alternances de charges positives et négatives, le quartz se contracte et se détend, il crée des vibrations mécaniques et émet un faisceau ultrasonore synchrone.

Les ultrasons sont utilisés en médecine pour le diagnostic et la thérapeutique. Les ondes ultrasonores se propagent dans les tissus biologiques provoquant des effets mécaniques (modifications de pression, tension, contraintes de cisaillement, expansion, compression, accélération dans les milieux traversés). Dans un milieu absorbant, l'énergie mécanique est convertie en chaleur, engendrant des effets thermiques. Dans un milieu aqueux, les ultrasons peuvent provoquer le phénomène de cavitation.

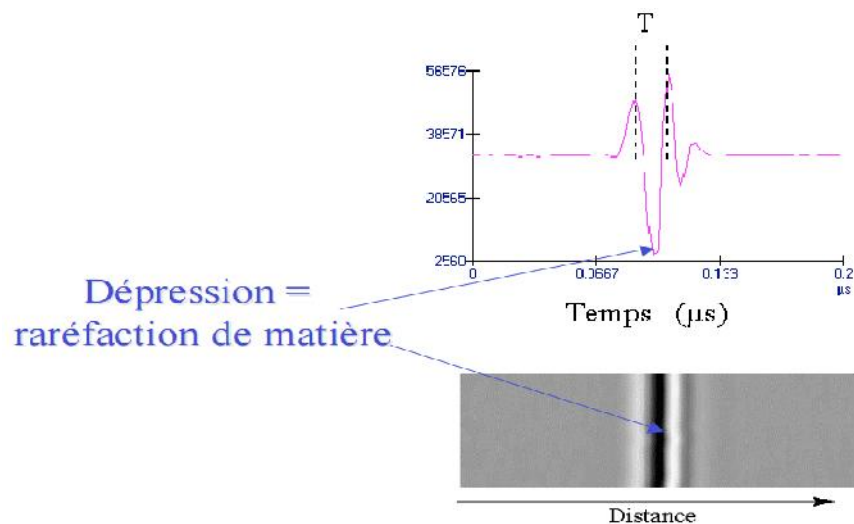


Figure 1.7. Variation de la pression acoustique produite par ultrason

L'apparition de la cavitation dans un milieu dépend d'un grand nombre de paramètres : puissance et fréquence des ultrasons, température, présence d'impuretés, de gaz dissous, viscosité du milieu et pression qui y règne. La durée de vie des cavités est courte et uniquement déterminée par la fréquence ultrasonore. La cavitation diminue lorsque la fréquence augmente.

Plusieurs phénomènes locaux peuvent être associés à la cavitation, tels que les micro-courants provoqués par les bulles oscillantes, l'effondrement des parois des bulles avec production de très fortes ondes de choc, et des élévations locales de température. D'autres phénomènes peuvent être présents, comme la résonance volumique des bulles de gaz, les forces de radiation associées aux bulles qui les font s'attirer par paires, provoquant leur coalescence. Les bulles oscillantes ont aussi un effet d'attraction sur d'autres particules et cellules, de telle sorte qu'elles sont attirées dans une région où elles peuvent être endommagées par les fortes contraintes de cisaillement.

1.2.1. Applications thérapeutiques actuelles des ultrasons

L'utilisation des ultrasons en thérapie est envisagée depuis plusieurs décennies. Les principales applications cliniques actuelles sont la destruction des calculs rénaux ou « lithotritie » (figure 1.8) et l'ablation de la prostate par le procédé d' « ablathermie ».

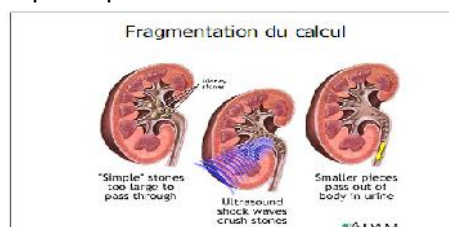


Figure 1.8. Fragmentation des calculs rénaux (Lithotripsie par onde de choc extracorporelle)

Selon les applications envisagées, les mécanismes d'action des ultrasons sont différents : l'onde de choc ultrasonore permet de taper sur les calculs en lithotritie, tandis que la dissipation thermique de l'onde ultrasonore permet de brûler les tissus mous en ablathermie ;

parallèlement, l'implosion des bulles liée aux fortes dépressions ultrasonores présente un caractère fortement corrosif et intervient tant en lithotritie qu'en ablathermie. En clinique, les ultrasons présentent l'avantage de permettre souvent une « chirurgie extracorporelle » : par l'utilisation d'ondes focalisées, il va être possible d'agir à distance à travers les tissus mous, l'action destructrice n'intervenant que dans la zone focale de l'onde.

Parmi les applications thérapeutiques envisagées aux ultrasons, on relève la thrombolyse, c'est-à-dire la destruction in situ d'un caillot sanguin formé dans un vaisseau ou thrombus (figure I.9). Cette application répond à une demande clinique, car les agents pharmacologiques thrombolytiques utilisés couramment présentent des effets secondaires significatifs (on peut noter par exemple des risques d'hémorragie). Des essais par sonde ultrasonore miniature introduites dans le vaisseau ont montré l'action destructrice des ultrasons sur le thrombus, mais cette méthode s'avère invasive et présente des risques de perforation.

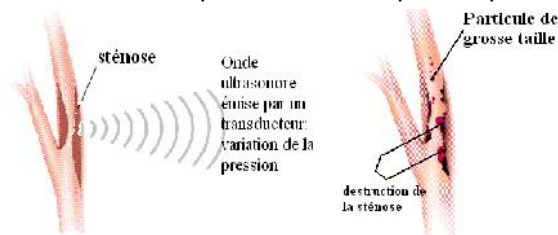


Figure I.9. Principe de destruction de la sténose par des ultrasons et problème de libération de particules de grosses tailles.

I.2.2. Ultrasons focalisés extracorporels pour la thrombolyse

Des travaux sur modèle de caillot sanguin ont montré qu'il serait possible de détruire des caillots par voie extracorporelle en utilisant des ultrasons focalisés. Le premier problème de cette technique et soulevé par ces travaux est le risque de lésion des parois vasculaires et même des tissus environnant. Le principal mécanisme avancé pour l'action des ultrasons sur un caillot sanguin est l'action mécanique d'implosion des microbulles de cavitation sous l'effet de l'onde de forte intensité. Dans la mesure où cette action mécanique reste focalisée, les lésions tissulaires non-désirées sont liées à l'effet thermique des ultrasons. La solution de ce problème passerait donc par une meilleure séparation des effets mécaniques et thermiques des ultrasons. Différents travaux de recherche sont en cours sur le sujet, proposant notamment l'utilisation de signaux pulsés.

L'autre problème majeur de la thrombolyse est le risque de libération dans la circulation sanguine de résidus de taille suffisante pour obstruer un vaisseau en aval de la zone de traitement ou risque d'embolie (figure I.10). A notre connaissance, peu de travaux en thrombolyse ultrasonore portent actuellement sur ce sujet, pourtant essentiel à l'application clinique de cette méthode thérapeutique. Par ailleurs, il faut signaler que de nombreuses études mettent en avant une possible synergie entre ultrasons et agents thrombolytiques, dont les mécanismes restent parfaitement incompris. De notre point de vue, l'explication réside vraisemblablement dans les phénomènes fluidiques impliqués, qui pourront être mis en évidence par la présente recherche sur les écoulements mis en jeu.

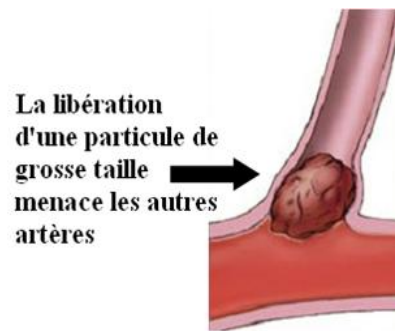


Figure I.10. Libération d'une particule de grosse taille peut boucher une artère de diamètre plus petit.

I.3- TRAVAUX REALISES

Depuis plusieurs décennies, les ultrasons de puissance sont couramment utilisés dans les applications thérapeutiques comme la destruction des calculs rénaux ou l'ablation de la prostate. Différents mécanismes peuvent être mis en jeu : l'effet mécanique de l'onde de pression (onde de choc), la destruction thermique des tissus liée à la dissipation ultrasonore et la cavitation acoustique. En particulier ce dernier phénomène permet d'envisager de nouvelles applications thérapeutiques très prometteuses. Les prémices de l'utilisation des ultrasons en médecine remontent au début du XXème siècle. La technologie s'est améliorée continuellement et des applications diagnostiques et thérapeutiques font désormais partie intégrante de la médecine d'aujourd'hui, avec notamment tout le domaine de l'imagerie ultrasonore et avec le traitement des tumeurs par ultrasons focalisés de forte intensité (HIFU).

Cependant, la cavitation, et ses conséquences au sein du liquide (courants ou streaming acoustiques...), ne sont pas bien maîtrisées. Dans le but d'améliorer la maîtrise du phénomène dans les applications médicales, plusieurs axes de recherche se sont développés autour de la cavitation afin de comprendre les mécanismes et leurs limites, et d'optimiser les équipements disponibles (Coussios et Roy 2008 ; Rosenschein et al. 2000).

La cavitation décrit la naissance, la croissance, voire l'implosion de bulles de gaz et de vapeur dans un liquide soumis à une dépression. Une onde ultrasonore de forte intensité soumet le milieu de propagation à une succession de fortes dépressions transitoires qui sont donc susceptibles de générer la cavitation. Les expérimentations de cavitation ultrasonore usuellement pratiquées font apparaître un nuage de bulles, de comportement chaotique, constitué de plusieurs bulles, dont la répartition est inconnue, tout comme leur distribution en taille. De plus, lors d'un collapse inertiel, les bulles se fragmentent sous l'effet d'instabilités de surface. La génération d'une activité de cavitation stable et contrôlable est un déficit d'importance capitale. Dans ce contexte, l'utilisation d'une excitation ultrasonore focalisée comprenant deux composantes fréquentielles de fréquences proches tout en conservant un seul transducteur d'émission, plutôt qu'une onde mono fréquentielle permet d'exercer un contrôle sur le nuage des bulles tout en abaissant significativement l'intensité de seuil de cavitation ultrasonore (Gilles et al. 2006, 2011 ; Ben Chiekh et al. 2011).

Par ailleurs, une part importante des recherches actuelles portent sur de nouvelles applications potentielles de des HIFU telles que la transfection génique (Brennen 2003). En particulier, plusieurs travaux ont montré qu'il est possible d'obtenir la désagrégation de caillots sanguins par voie extracorporelle en l'absence d'agents thrombolytiques en utilisant des transducteurs ultrasonores focalisés. Cette technique de thrombolyse extracorporelle ouvrirait la voie vers une méthode non invasive de traitement des thrombi pour la chirurgie cardiovasculaire. Cependant, la technique se heurte à un certain nombre d'obstacles ou d'inconnues, tels que la taille des fragments libérés dans la circulation lors du traitement. En effet, les fragments de caillot libérés peuvent obstruer des vaisseaux en aval de la zone de tir et provoquer des embolies. Ce problème a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche pour caractériser les distributions de tailles des fragments de caillot obtenus après tir ultrasonore en milieu confiné : ces méthodes s'appuient sur des filtrations successives ou sur des compteurs mesurant les modifications d'impédance électrique dues à la présence de particules dans un électrolyte (Maxwell et al. 1994 ; Ariani et al. 1991).

I.3.1. Configuration d'étude

La configuration considérée est la même pour les simulations et les expériences. On considérera un tube en paroi duquel sera attaché un modèle de caillot sanguin. Un tir ultrasonore pulsé est appliqué. Différentes amplitudes du faisceau ultrasonore ont été testées.

I.3.2. Travail expérimental

On se propose de détecter les particules relâchées au cours du tir ultrasonore et en présence d'écoulement. Pour ce faire une méthode optique est mise en œuvre, ce qui a permis d'effectuer un suivi sur toute la durée du tir et au-delà. Dans une première étape les tirs ont été effectués sur une cible rigide afin de mieux comprendre les variations du comportement du nuage de bulles en fonction des paramètres ultrasonores d'excitation (amplitude, forme du signal d'excitation) sous l'effet d'une excitation mono- et bi-fréquentielles. L'influence de l'écart en fréquences Δf pour une excitation bi-fréquentielle est également étudiée. Ensuite, nous avons effectué des tirs sur un caillot sanguin. Une mesure semi-quantitative est réalisée par traitement d'image pour évaluer la distribution de taille des grosses particules. En sortie d'écoulement, l'ensemble des résidus sera recueilli fournissant une évaluation quantitative des résidus. Le chapitre II de cette partie détaillera cette partie expérimentale.

I.3.3. Simulations numériques

On a considéré des maillages tridimensionnels adaptés à la configuration d'étude. Dans un premier temps, les simulations réalisées sous le code Fluent ont permis de prédire l'écoulement diphasique. Une étude statistique de la trajectoire des particules a été menée. La pression de radiation acoustique sur les particules est prise en considération dans une deuxième étape en prenant en compte d'une part une configuration ultrasonore idéale. Les résultats de simulations sont exposés dans le chapitre III.

BIBLIOGRAPHIE

- Ariani et al. (1991) Dissolution of Peripheral Arterial Thrombi by Ultrasound. *Circulation* 84: 1680-1688.
- Ben Chiekh et al. (2011) Etude de la dynamique d'un nuage de bulles généré par ultrasons focalisés de forte intensité. 20ème Congrès Français de Mécanique, Besançon, France.
- Brennen (2003) Cavitation in biological and bioengineering contexts. *Int. Symp. Cavitation*.
- Coussios et Roy (2008) Applications of acoustics and cavitation to noninvasive therapy and drug delivery. *Annual Review of Fluid Mechanics* 40:395.
- Gilles et al. (2006) Reduction of ultrasound inertial cavitation threshold using bifrequency excitation. *Appl. Phys. Lett.* 89:094-106.
- Gilles et al. (2011) Bifrequency excitation for extracorporeal ultrasound thrombolysis. *J Acoustical Society of America* 130: 2501.
- Maxwell et al. (2009) Noninvasive Thrombolysis Using Pulsed Ultrasound Cavitation Therapy-Histotripsy. *Ultrasound in Medicine and Biology* 35 :1982-1994.
- Rosenschein et al. (2000) Ultrasound imaging-guided noninvasive ultrasound thrombolysis-preclinical results. *Circulation* 102:238-245.
- Saletes et al. (2011) Promoting inertial cavitation by nonlinear frequency mixing in a bifrequency focused ultrasound beam. *Ultrasonics* 51: 94-101.

CHAPITRE II

CARACTERISATION OPTIQUE DE LA DYNAMIQUE DES NUAGES DE BULLES GENERES PAR L'ONDE ULTRASONORE ET DES PARTICULES LIBEREES LORS DE LA THROMBOLYSE ULTRASONORE

Le premier objectif de cette recherche est de mettre en évidence, en utilisant une technique, basée sur le traitement d'images, les variations du comportement du nuage de bulles en fonction des paramètres ultrasonores d'excitation (amplitude, forme du signal d'excitation) sous l'effet d'une excitation mono- et bi-fréquentielle. L'influence de l'écart en fréquences Δf pour une excitation bi-fréquentielle est également présentée.

Dans un second lieu, nous nous proposons d'étendre l'étude afin de déterminer la distribution de taille des fragments libérés dans une expérience de lyse ultrasonore in vitro de caillot sanguin. Nous présentons quelques résultats préliminaires illustrant l'effet de l'excitation acoustique sur la distribution de tailles des fragments libérés en mettant l'accent sur l'effet de l'intensité et le résultat de l'emploi d'une excitation bifréquentielle, constituée de deux hautes fréquences proches, au lieu d'une excitation monofréquentielle.

II.1. ETUDE DE LA DYNAMIQUE D'UN NUAGE DE BULLES GENERE PAR ULTRASONS FOCALISES DE FORTE INTENSITE

II.1.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé dans cette partie est décrit à la Figure II.1. Il s'agit essentiellement de produire des bulles de cavitation sur une cible formée d'un fil d'épaisseur 0.2 mm à l'aide d'un transducteur excité par un signal mono- ou bi-fréquentiel focalisé sur la cible de cavitation.

Les expériences sont menées dans une cuve hermétique remplie d'eau filtrée et dégazée dans laquelle un transducteur piézoélectrique focalisé est immergé (distance focale : 100 mm, diamètre d'ouverture : 100 mm). La teneur en gaz dissout dans l'eau est faible : la concentration en oxygène dans l'eau est comprise entre 2.1 et 2.3 mg/l à température ambiante (20°C). La fréquence de résonance de l'ensemble du dispositif d'émission, comprenant un générateur, un amplificateur de puissance et le transducteur mono élément, est de 555 kHz, avec une bande passante à -3 dB comprise entre 525 kHz et 585 kHz.

Deux types de signaux sont utilisés pour générer de la cavitation sur la cible placée au foyer du transducteur :

- une excitation mono-fréquentielle correspondant à un train d'ondes de 1.8 ms de long, constitué de sinus purs de fréquence $f_0 = 550$ kHz.
- une excitation bi-fréquentielle constituée d'un train d'ondes de même durée, correspondant à la somme de deux composantes sinusoïdales de fréquences décalées de $\pm\Delta f/2$ autour de f_0 et de même amplitude de pression.

La technique retenue pour ces expériences est celle qui est la plus fréquemment utilisée en écoulement diphasique et également la plus simple à mettre en œuvre. Il s'agit de l'ombroscopie qui consiste à éclairer les bulles avec une lumière blanche diffusée par une surface dépolie et à filmer en face de la source de lumière avec la caméra.

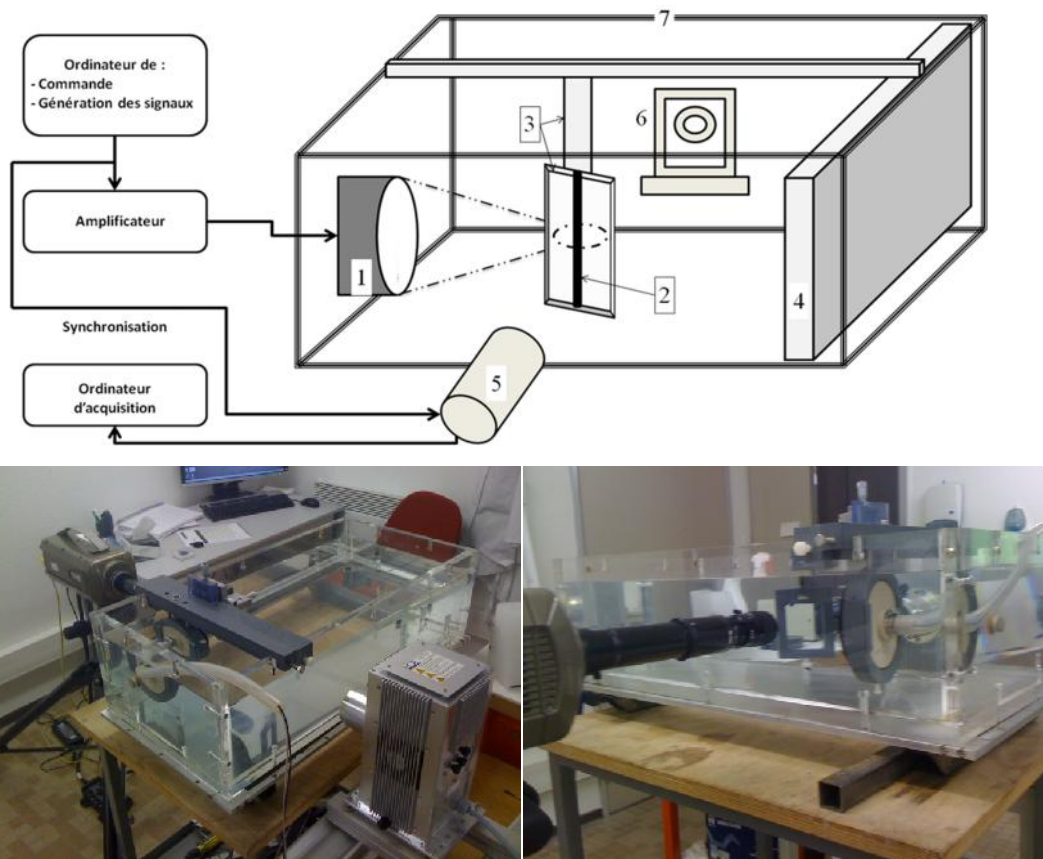


Figure II.1. Schémas du principe du dispositif expérimental.

La caméra utilisée dans nos essais est une Phantom v12.1, équipée d'un capteur CMOS avec une taille actuelle du pixel de $20 \mu\text{m}$ et une pleine résolution de 1280×800 pix. à 6242 i/s. L'objectif utilisé est un zoom Lavisson Zoom Lens 12x à laquelle on associe selon l'agrandissement souhaité une lentille 0.5x ou 0.25x. Nous avons pu ainsi filmer l'écoulement avec une résolution allant du $2.9 \mu\text{m}$ à $33 \mu\text{m}$. Les vidéos acquises par la caméra sont codées en niveaux de gris (0 : noir, 255 : blanc), or la détection d'objet dans les images étant une opération s'effectuant sur des images binaires, une étape de binarisation est nécessaire avant cette détection.

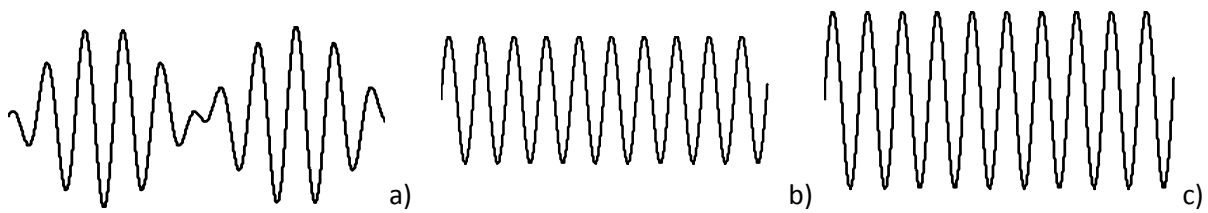


Figure II.2. Exemples de signaux ultrasonores d'excitation: a) Signal bi-fréquentiel pour $\Delta f / f_0 = 1/5$ (en réalité dans nos expériences $\Delta f / f_0 \in [1/100 ; 1/6]$); b) Signal mono-fréquentiel ayant la même valeur efficace que le signal (a) et donc de même intensité acoustique ; c) Signal mono-fréquentiel ayant la même pression crête à crête que le signal (a) et donc une intensité acoustique deux fois plus forte que les signaux (a) et (b).

II.1.2. Résultats et discussions

II.1.2.1. Dynamique globale

Pour caractériser le nuage des bulles derrière le fil, des vidéos de 35 images, d'une taille 800x600 pix. chacune, ont été acquises avec un zoom optique de 0.25 X et une cadence de 11002 i/s ce qui correspond à une durée d'enregistrement de 3.2 ms. Le temps d'exposition est de 1 μ s. Le décalage en fréquence pour le mode d'excitation bi-fréquentiel est de 30 kHz. Le post-traitement sous l'environnement Matlab de ces vidéos converties au préalable en format AVI, a permis de caractériser la dynamique du nuage des bulles de cavitation ainsi que son impact sur le fil.

Sous l'effet de l'onde ultrasonore, le fil subit une force horizontale (due à la pression de radiation acoustique). La valeur statique de la flèche, d , subie par le fil sous l'effet de cette contrainte est représentée sur la figure II.3a. La variation apparaît globalement linéaire ce qui correspond à une pression de radiation proportionnelle à l'intensité acoustique sur un objet de réflectivité acoustique constante. Par contre, on remarque dans l'encart de la figure que, pour les "faibles" intensités ($I < 700 \text{ W.cm}^{-2}$), cette évolution linéaire n'est pas respectée, et que le déplacement du fil est beaucoup plus petit. En réalité, la réflectivité intrinsèque du fil est négligeable, comme le reflètent les mesures à faible intensité. Cependant, à partir de 300 W.cm^{-2} , la cavitation apparaît sur le fil et les bulles attachées au fil augmentent la pression de radiation. A partir de 1000 W.cm^{-2} , le fil est quasi-saturé en bulles et donc la réflectivité globale du système constitué par le fil et les bulles attachées n'évolue plus.

La largeur, h , de la zone de cavitation dans le sillage du fil est donnée sur la Figure II.3b. On remarque que l'impact du champ ultrasonore présente une évolution plus régulière sous l'effet de l'excitation bi-fréquentielle que sous l'effet de l'excitation mono-fréquentielle. Dans la zone intermédiaire [$2 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^3$] W.cm^{-2} , une nette différence entre les deux modes est obtenue où l'augmentation de l'intensité du champ en mode mono-fréquentiel n'affecte pas significativement la largeur. Une augmentation rapide est constatée au-delà d'un second seuil d'environ $4 \cdot 10^3 \text{ W.cm}^{-2}$.

En accord total avec la figure précédente, l'aire maximale, A , du nuage de bulles qui se forme derrière le fil (Figure VI.3c) est plus régulière sous l'effet du mode d'excitation bi-fréquentiel

(l'aire étant calculée à partir de la surface occupée par les bulles). Deux zones d'évolution sont détectées pour l'excitation mono-fréquentielle : une première pour $I < 4000 \text{ W.cm}^{-2}$ où le développement du nuage des bulles, dont un exemple est montré sur la figure II.3d, reste lent et une deuxième $I > 4000 \text{ W.cm}^{-2}$ où la variation de A avec l'intensité sous le mode mono-fréquentiel s'accélère. Il est intéressant de noter que le seuil de cavitation en excitation bi-fréquentielle est inférieur à celui obtenu avec le mode mono-fréquentiel. Ce seuil passe d'environ 300 W.cm^{-2} dans le cas de l'excitation mono-fréquentielle à une valeur inférieure à 200 W.cm^{-2} pour le cas bi-fréquentiel. Le lecteur peut se référer à l'étude de Saletes et al. (2011) pour plus de détails sur la variation du seuil de cavitation.

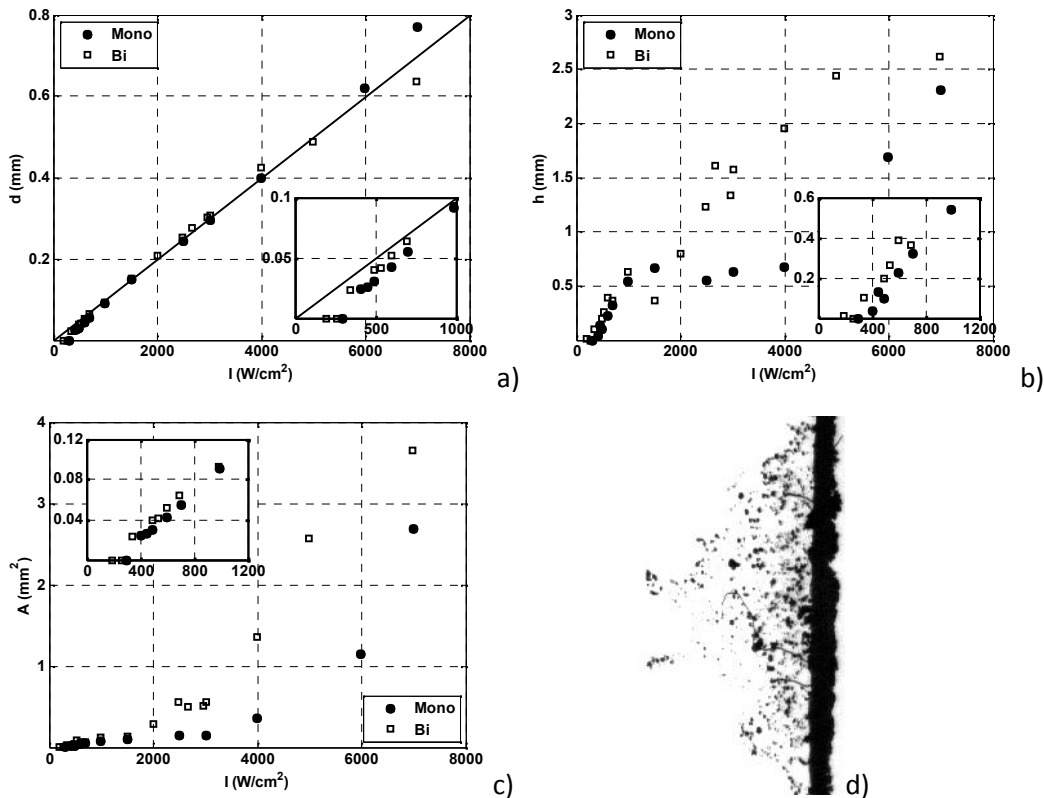


Figure II.3. Evolution, suivant l'intensité acoustique, du déplacement du fil d (a) de la largeur du nuage des bulles sur le fil (b) et de l'aire maximale du nuage de bulles A (c). Exemple d'image enregistrée (d).

II.1.2.2. Effet de l'écart en fréquence en mode bi-fréquentiel

Pour cette série de mesure sous le mode d'excitation bi-fréquentielle avec variation de l'écart en fréquence Δf , l'intensité du champ ultrasonore a été fixée à $1730 \pm 30 \text{ W.cm}^{-2}$, intensité pour laquelle les différents modes d'excitation développent des nuages de bulles de tailles voisines. La cadence d'acquisition a été augmentée à 53 ki/s au dépend de la résolution qui est de 320×240 . Le temps d'exposition a été augmenté à $2 \mu\text{s}$ (ce qui correspond approximativement à 1 période de la composante d'excitation à f_0). Deux mesures de référence avec des excitations en mode mono-fréquentiel ont été également réalisées. La première mesure a la même valeur efficace (même intensité) que le mode d'excitation bi-fréquentiel (1730 W.cm^{-2}) alors que la deuxième a la même amplitude crête à crête (2460 W.cm^{-2}).

La figure II.4.a donne le déplacement du fil pour les différents écarts Δf et les deux cas d'excitation en mono-fréquentiel. On remarque que le déplacement, d , et par conséquent la pression de radiation acoustique induite par une excitation bi-fréquentielle assurent dans tous les cas un déplacement statique du fil supérieur à celui assuré par un signal mono-fréquentiel de même intensité. En l'absence de bulles (c.-à-d. à faible intensité), la forme du signal acoustique n'interviendrait pas sur la pression de radiation qui ne dépend que de l'intensité, et tous les points seraient alignés sur la valeur correspondant au signal mono-fréquentiel de même valeur efficace ; c'est la présence de bulles au niveau du fil qui explique que cela ne soit pas observé à l'intensité utilisée. L'influence des bulles est donc plus marquée dans le cas bi-fréquentiel et elle varie en fonction de l'écart en fréquence.

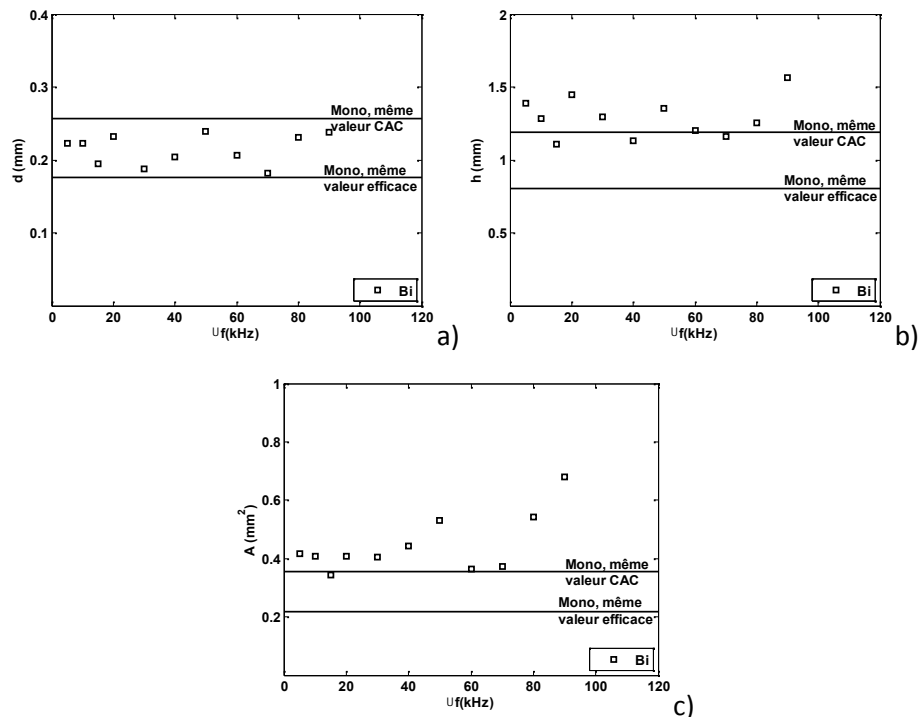


Figure II.4. Evolution, suivant l'écart en fréquence en mode d'excitation bi-fréquentiel, du déplacement du fil d (a) de la largeur du nuage des bulles sur le fil (b) et de l'aire maximale du nuage de bulles (c) Comparaison avec des excitations mono-fréquentielles à même intensité efficace et à même intensité crête à crête.

Pour étudier l'effet de cette différence sur le nuage de bulles, les figures 4.b et 4.c montrent la largeur du fil et l'aire du nuage de bulles en fonction de l'écart en fréquence. La figure 4.b montre que la largeur du fil affectée par le champ ultrasonore dans le cas d'une excitation bi-fréquentielle est, à cette intensité, voisine de celle obtenue par une excitation mono-fréquentielle de même amplitude crête à crête en accord avec la discussion du paragraphe II.3.1. L'aire du nuage de bulles pour les différentes configurations étudiées est donnée par la figure 4.c. On remarque que le mode d'excitation à deux composantes assure un nuage plus large que le mode mono de même amplitude crête à crête (plus intense). En ce qui concerne la variation en fonction de l'écart en fréquence, elle n'est pas monotone, tant pour la largeur h

que l'aire A , mais on remarque la forte corrélation entre le déplacement du fil d , la largeur h et l'aire A du nuage.

Concernant la dynamique de formation du nuage, la figure II.5 illustre la variation temporelle de l'aire du nuage durant l'acquisition (115 images) pour une excitation à deux composantes fréquentielles ayant un écart en fréquence de Δf égale à 5, 30 et 50 kHz et pour une excitation mono-fréquentielle à la même intensité crête à crête.

Pour le mode d'excitation mono-fréquentiel (Figure II.5a), on observe que le développement temporel du nuage s'effectue au cours des 40 premières images environ ce qui correspond à un temps d'initiation du nuage de 0.8 ms. En extrapolant les diagrammes pour les différents écarts en fréquence, on retrouve ce temps pour les excitations bi-fréquentielles (Figure II.5b-d). Pour $\Delta f=5$ kHz (Figure II.5b), on constate que le nuage de bulles gonfle et s'éteint périodiquement au rythme du battement à Δf . On capte 10 images par période. Pour $\Delta f=30$ kHz (Figure II.5c), l'acquisition des images est sous échantillonnée par rapport au signal ultrasonore, ce qui empêche de visualiser toute périodicité d'oscillation de la taille du nuage. Cependant, on observe bien l'extinction transitoire du nuage contrairement au cas de l'excitation mono-fréquentielle. Pour $\Delta f=50$ kHz (Figure II. 5.d), la pulsation du nuage de bulles est retrouvée par un effet stroboscopique : on observe bien que la dynamique d'oscillation suit encore parfaitement la dynamique d'excitation.

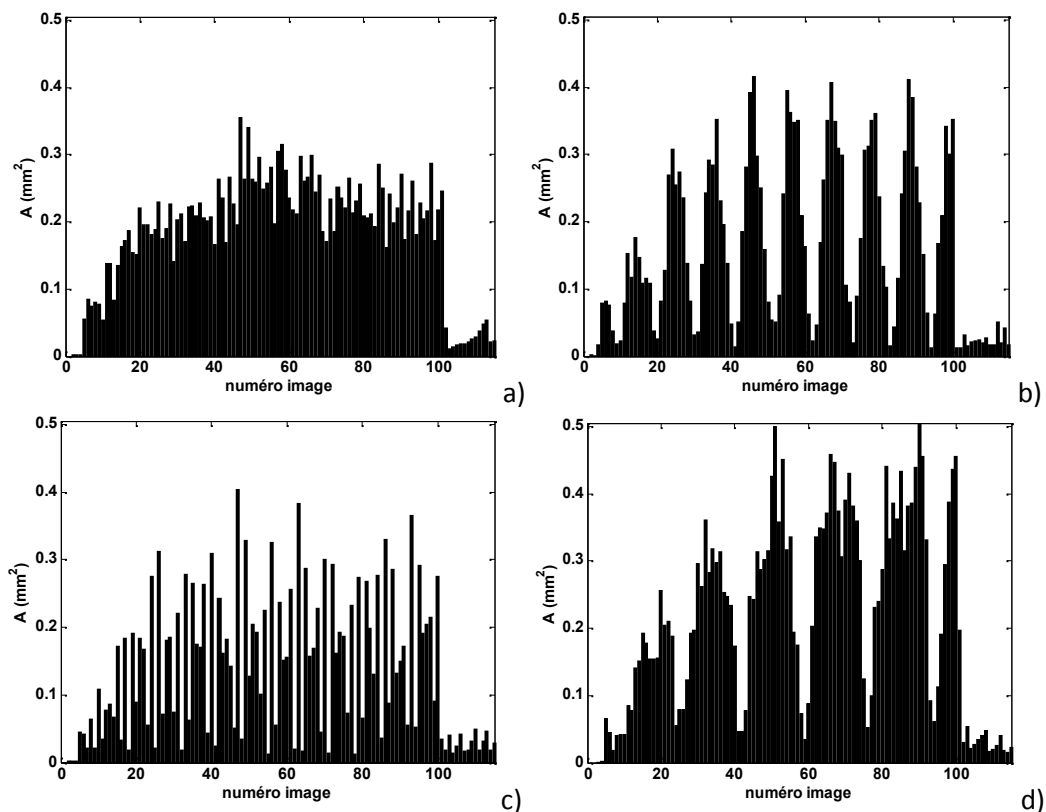


Figure II.5. Diagrammes de la variation temporelle de l'aire du nuage sous une excitation mono-fréquentielle (a) et sous des excitations bi-fréquentielles à intensité équivalente avec $\Delta f=5$ (b) $\Delta f=30$ (c) et $\Delta f=50$ kHz (d)

II.2. EFFET DE L'EXCITATION ACOUSTIQUE SUR LA DISTRIBUTION DE LA TAILLE DES FRAGMENTS EN THROMBOLYSE ULTRASONORE

II.2.1. Matériel et méthodes

Le dispositif expérimental présenté sur la figure II.6 vise à produire, à l'aide d'un transducteur focalisé et excité par un signal électrique sinusoïdal à une fréquence $f_0=550$ kHz, des bulles de cavitation sur un caillot sanguin. Une telle fréquence se justifie par le fait qu'elle offre un bon compromis entre la taille de la zone focale, qui doit être aussi faible que possible, et l'atténuation de l'onde dans les tissus biologiques, qui doit rester la plus faible possible pour limiter les effets thermiques de l'onde dans le cadre de l'application à la thrombolyse ultrasonore envisagée. La tâche focale du transducteur à -3dB a un diamètre de 3 mm (cf. figure II.7).

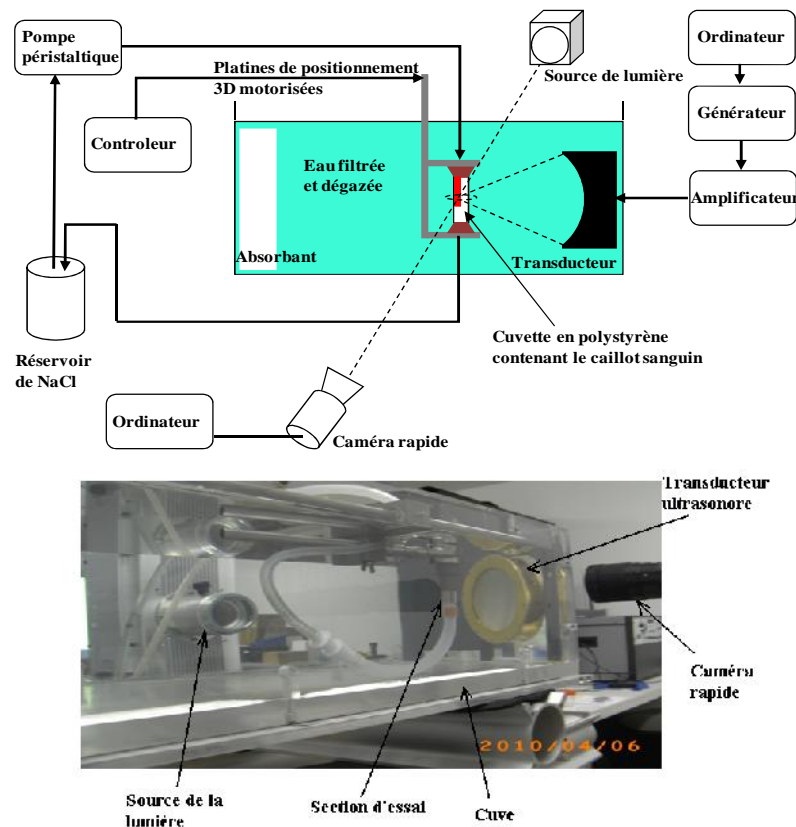


Figure II.6. Dispositif expérimental.

Les expériences sont menées sur un modèle du caillot sanguin réalisé selon un protocole reproductible défini dans une précédente étude (Saletes et al. 2011). Le caillot est placé dans une nacelle en polystyrène (impédance acoustique de $2,5 \cdot 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) de longueur 45 mm et de section carrée (10 mm de côté) dans sa partie supérieure, où le caillot est placé. Dans sa partie inférieure, sa section est resserrée dans l'une des dimensions transverses, et offre donc une fenêtre de visualisation de plus faible épaisseur en aval du caillot. Le tout est immergé

dans une cuve remplie d'eau filtrée et dégazée. Un écoulement pulsé de chlorure de sodium (NaCl) est imposé en circuit fermé à l'aide d'une pompe péristaltique délivrant un débit moyen de $0,9 \text{ ml.s}^{-1}$.

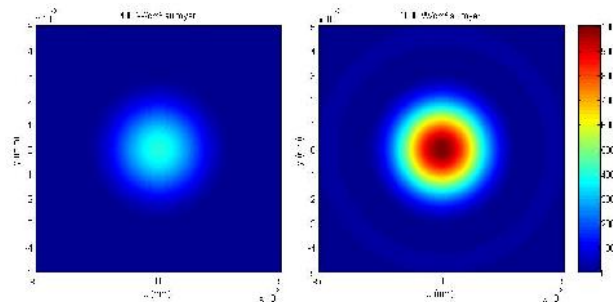


Figure II.7. Intensité acoustique dans le plan focal transverse, pour une intensité acoustique au foyer de 400 W/cm^2 (à gauche) et 1000 W/cm^2 (à droite)

Nous utilisons le dispositif optique en mode ombroscopie décrit dans le paragraphe II.2.1 afin de visualiser et d'enregistrer les débris détachés du caillot sanguin. La fréquence d'enregistrement est de 24 i/s à la résolution de 1280×800 pixels. Pour la mesure des fragments de caillot, le temps d'exposition pour chaque image est de $100 \mu\text{s}$, la résolution spatiale est de $10 \mu\text{m}$ et la zone visualisée cadre la zone de nacelle de plus faible épaisseur, juste en aval du caillot. A travers une zone d'observation appliquée pour chacune des images, nous avons recensé les fragments en utilisant une technique de détection de contour. L'aire et par conséquent la taille moyenne de chaque contour sont également déterminées. Les tirs consistent en des excitations pulsées comprenant des pulses de 27 ms avec un rapport cyclique de 10 % pour ne pas endommager la paroi du tube par dépôt thermique. Avant chaque séquence de tirs, un tir d'amorçage est effectué pour initier la cavitation, le tir dure 18 ms et correspond à une intensité acoustique au foyer de 2200 W.cm^{-2} .

Le signal monofréquentiel correspond à un train d'ondes de 1,8 ms, constitué de sinus purs de fréquence $f_0=550 \text{ kHz}$. Le signal bifréquentiel est constitué d'un train d'ondes de 1,8 ms, correspondant à la somme de deux composantes sinusoïdales de fréquences légèrement différentes f_1 et f_2 de même amplitude de pression.

II.2.2. Résultats et discussion

L'efficacité de la thrombolyse est intimement liée à la présence de cavitation au voisinage du caillot. Sur la figure II.8, nous avons présenté une séquence obtenue à l'aide de la caméra rapide pour une cadence d'acquisition de 21100 i/s (ouverture $10 \mu\text{s}$), illustrant le développement et la croissance d'un nuage de bulles à l'intérieur de la section d'essai en l'absence du caillot. On constate que très rapidement, sous l'effet de la pression de radiation acoustique, le nuage de bulles se concentre sur la paroi aval de la nacelle (où on place le caillot sanguin) et qu'en tous les cas la cavitation se produit bien et uniquement à l'intérieur de la nacelle grâce à la focalisation acoustique. Par ailleurs, même aux plus fortes intensités, la nacelle reste indemne de tout dommage.

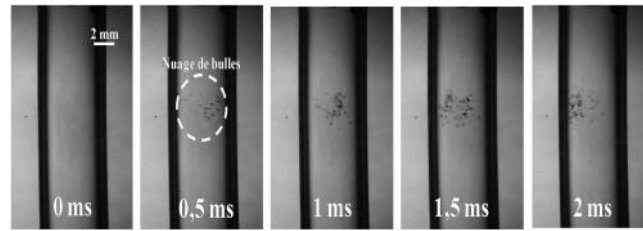


Figure II.7. Séquence illustrant le développement et la croissance d'un nuage de bulles à l'intérieur de la nacelle en fonction du temps, la source ultrasonore était située à la droite de la nacelle (intensité acoustique de 400 W.cm^{-2})

II.2.2.1. Effet de l'intensité ultrasonore

Les résultats obtenus suite à la quantification des fragments de grosse taille pour un signal mono fréquentiel sont présentés sous forme d'histogrammes sur la figure II.8 pour une intensité acoustique égale respectivement à 400, 600, 800 et 1000 W.cm^{-2} . On constate que le nombre ainsi que la taille des fragments libérés évolue en fonction de l'intensité acoustique appliquée. Si par exemple on multiplie l'intensité par un facteur 2 (de 400 à 800 W.cm^{-2}) le nombre des fragments est multiplié par un facteur de 2,1. Concernant la taille des fragments, pour une intensité $I < 600 \text{ W.cm}^{-2}$ on remarque que les fragments libérés suivent toujours une même distribution de taille. Cependant, si on augmente l'intensité (800 et 1000 W.cm^{-2}), on constate l'apparition d'une deuxième population de fragments dont la taille dépasse $100 \mu\text{m}$ pour $I = 800 \text{ W.cm}^{-2}$ et $160 \mu\text{m}$ pour $I = 1000 \text{ W.cm}^{-2}$.

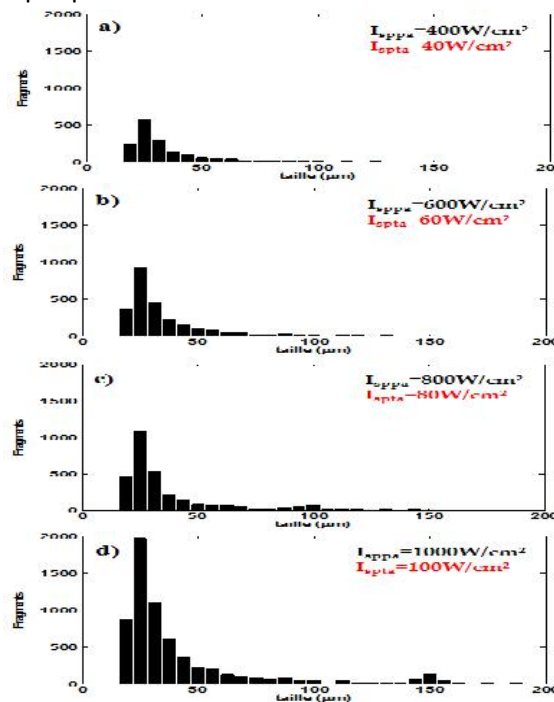


Figure II.8. Distribution de taille des fragments libérés pour différentes intensités acoustiques (a) $I = 600 \text{ W.cm}^{-2}$; (b) $I = 800 \text{ W.cm}^{-2}$; (c) $I = 1200 \text{ W.cm}^{-2}$; (d) $I = 2000 \text{ W.cm}^{-2}$

Pour des intensités acoustiques très grandes ($> 1000 \text{ W.cm}^{-2}$), on constate que le risque de libération de fragments de taille millimétrique est très probable, ce qui est lié à la forte activité

de cavitation qui apparait alors. Par conséquent, dans l'application thrombolytique, la probabilité d'avoir une embolie en aval de la zone de traitement deviendrait importante.

Le diamètre de trou percé ainsi que le temps de percement en fonction de l'intensité acoustique appliquée pour un signal mono fréquentiel sont présentés sur la figure 6. Il est clair que plus l'intensité est forte plus le volume lysé est important et le traitement rapide. Sachant que les caillots ont la même épaisseur ($e=5$ mm), on peut estimer le volume lysé à partir du diamètre du trou percé.

Pour une intensité $I=400$ $W.cm^{-2}$, le volume lysé est de 35 mm^3 et le traitement dure 160 s alors que pour $I=1000$ $W.cm^{-2}$ ce volume se multiplie par un facteur de 2 pour un temps de percement plus court (65 s). Ceci s'explique essentiellement par l'augmentation de l'activité de cavitation en fonction de l'intensité acoustique appliquée. En effet, si on augmente l'intensité acoustique, on aura une forte activité de cavitation générant ainsi des nuages de bulles relativement étendus ce qui permet d'arracher un volume de masse plus grand pendant une durée de tir plus courte. Sur la figure II.7 nous avons présenté le champ de pression lié à une intensité acoustique $I=400$ $W.cm^{-2}$ et $I=1000$ $W.cm^{-2}$. Comparant ces deux cartographies on peut remonter aux résultats trouvés expérimentalement concernant le diamètre du trou percé. En fait, notre seuil de thrombolyse (valeur minimale de l'intensité acoustique qui permet de réaliser la thrombolyse) est de $I=400$ $W.cm^{-2}$. Pour cette intensité nous avons mesuré un trou de $1,5$ mm c'est-à-dire que la pression minimale pour détruire le caillot sanguin est située à $0,75$ mm du centre du foyer ce que donne une intensité réelle de percement de l'ordre 360 $W.cm^{-2}$. Cette même intensité se retrouve à $1,5$ mm du centre du foyer pour $I=1000$ $W.cm^{-2}$.

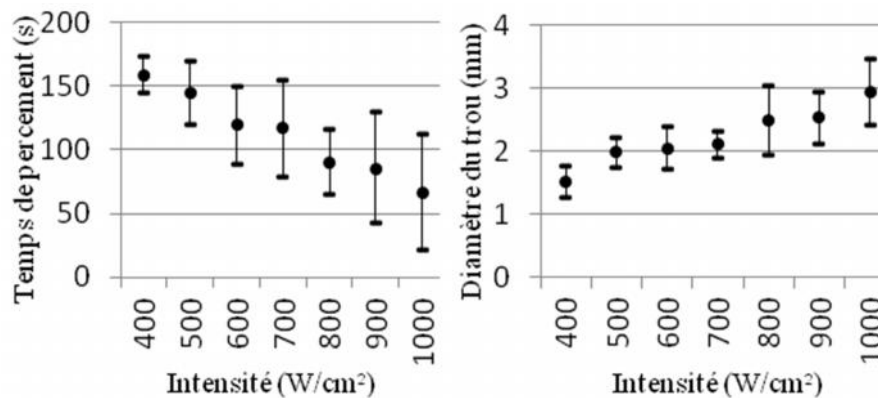


Figure II.9. Temps de percement (à droite) et diamètre de trou (à gauche) en fonction de l'intensité acoustique.

Afin de quantifier le problème des résidus de thrombolyse, on a défini l'efficacité thrombolytique comme le rapport du volume du caillot détruit (volume du trou percé - volume total des fragments détectés) et du volume du trou percé (représentant le volume lysé). Afin d'avoir une approche statistique de l'efficacité thrombolytique du signal monofréquentiel, entre 5 et 7 essais de thrombolyse ont été effectués pour chaque intensité. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II.10. D'après ces résultats on constate que pour un signal monofréquentiel, l'efficacité est de l'ordre de 95 % pour toutes les intensités.

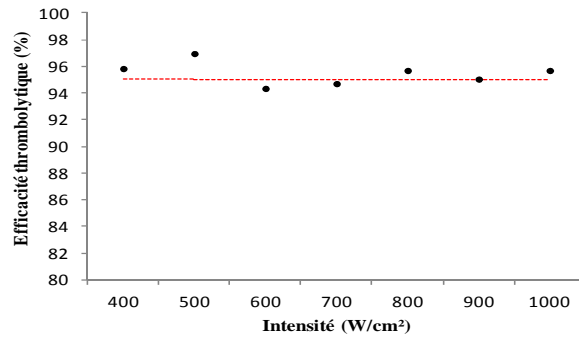


Figure II.10. Efficacité thrombolytique en fonction de l'intensité pour un signal monofréquentiel

II.2.2.2. Effet du type d'excitation

Afin de comparer les deux types d'excitations acoustiques, mono et bifréquentiel, nous avons présenté sur la figure II.11 les histogrammes montrant la distribution de taille des fragments, normalisée par le nombre total de fragments détectés pour chaque cas, pour deux intensités différentes (1200 W.cm^{-2} et 2000 W.cm^{-2}).

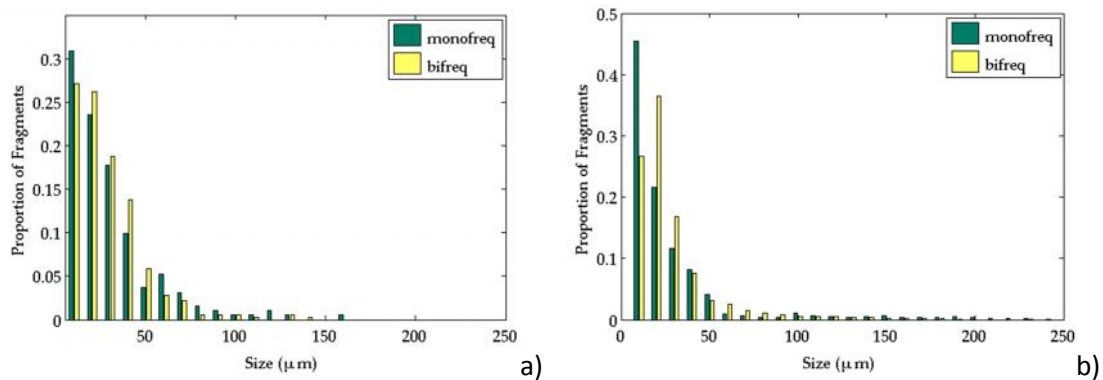


Figure II.11. Distribution de taille des fragments libérés pour une intensité acoustique de (a) $I=1200 \text{ W.cm}^{-2}$ et (b) $I=2000 \text{ W.cm}^{-2}$

On constate que la forme générale de la distribution de taille des fragments est semblable pour les deux types d'excitation. Le nombre de fragments libérés suite à une excitation bifréquentielle est légèrement supérieur à celui en monofréquentielle. La différence est significative au niveau des fragments de grosses tailles. En effet, pour une intensité $I=1200 \text{ W.cm}^{-2}$, le pourcentage des fragments dont la taille est supérieure à $100 \mu\text{m}$ est égale à 2,6 % et 1,4 % respectivement pour un signal monofréquentiel et bifréquentiel. Ce pourcentage augmente avec l'intensité pour les deux types d'excitation. Par exemple, pour $I=2000 \text{ W.cm}^{-2}$, on trouve 5,7 % pour le tir monofréquentiel et 3,1 % pour le tir bifréquentiel. Ceci montre que la probabilité de libérer des résidus de grosse taille est approximativement deux fois plus faible en utilisant le signal bifréquentiel.

La figure II.12 montre le volume total des fragments détectés pour les deux signaux d'excitation considérés en fonction de l'intensité acoustique appliquée. En augmentant l'intensité de tir, ce volume devient plus important et on constate qu'à l'aide d'un signal bifréquentiel on lyse beaucoup plus le thrombus qu'avec un signal monofréquentiel. Ceci

prouve l'efficacité du signal bifréquentiel en thrombolyse purement ultrasonore : plus de volume lysé et moins de fragment de grosse taille.

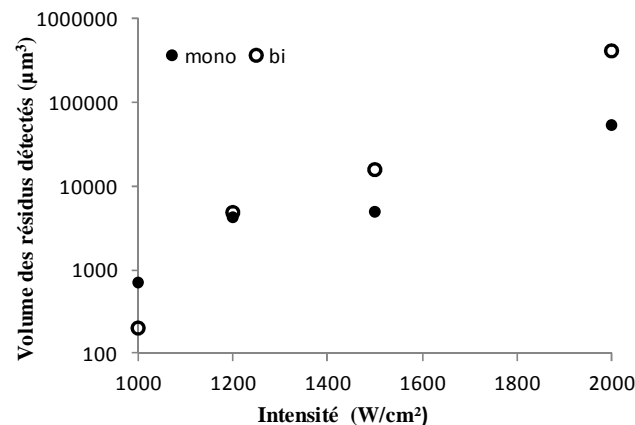


Figure II.12. Volume total des fragments détectés en fonction de l'intensité acoustique appliquée pour les deux types d'excitation.

Nous avons également analysé le diamètre moyen des fragments détectés. Les résultats sont présentés sur la figure 10 pour les deux types du signal d'excitation (mono et bi). On constate que le diamètre moyen est pratiquement constant (20 µm). Il ne dépend ni du signal d'excitation ni de l'intensité. Ceci s'explique par la domination des fragments de petites tailles ($\leq 20 \mu\text{m}$) dont la distribution reste indépendante du type d'excitation.

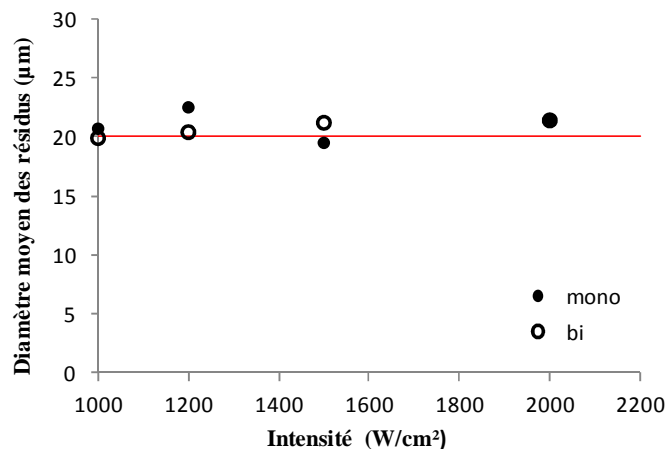


Figure II.13. Diamètre moyen des fragments détectés en fonction de l'intensité acoustique appliquée pour les deux types d'excitation.

II.3. CONCLUSION

En résumé, cette étude s'est intéressée à la dynamique de nuages de bulles excitation ultrasonore mono ou bi-fréquentielle. Outre la modification du seuil de cavitation déjà observé par ailleurs, les observations montrent que pour une intensité donnée l'aire couverte par les bulles sur les images est toujours supérieure en excitation bi-fréquentielle. De plus, en fonction de l'écart en fréquence elle est au moins égale et peut être jusqu'à deux fois supérieure à celle d'une excitation mono-fréquentielle de même amplitude crête à crête. Les

variations de la dimension transverse du nuage montrent le même type de comportement, mais avec des écarts moins marqués, ce qui laisse entendre que les variations d'aire mentionnées correspondent plutôt à des variations de densité du nuage. Dans le cadre des applications thérapeutiques, ces résultats montrent donc que la stimulation de l'activité de cavitation par une excitation bi-fréquentielle ne s'accompagne pas d'une perte de sélectivité spatiale.

Cette étude nous a permis également de mettre en place une technique optique permettant de caractériser la distribution des tailles de fragments libérés lors des essais de thrombolyse purement ultrasonore réalisés in vitro. Dans une première étape, nous avons étudié l'effet de l'intensité acoustique appliquée sur l'efficacité thrombolytique. Les résultats mettent en évidence un effet significatif de la thrombolyse à partir de $I=400 \text{ W.cm}^{-2}$, cette intensité représentant donc le seuil de thrombolyse. Nous avons montré que plus l'intensité est forte plus le volume lysé est important et le traitement rapide. Concernant l'efficacité thrombolytique, les résultats obtenus montrent qu'elle est de l'ordre de 95 % pour toutes les intensités. Ensuite, nous avons étudié l'effet du signal d'excitation en comparant les résultats obtenus suite à une excitation monofréquentiel et bifréquentiel. Le nombre et le volume total des fragments libérés dans le cas d'un tir bifréquentiel est légèrement supérieur à celui en monofréquentiel mais la différence est significative au niveau des fragments de grosses tailles. Les résultats montrent que le pourcentage des fragments dont la taille est supérieure à 100 μm est deux fois plus grand en monofréquentiel qu'en bifréquentiel. Ces résultats apportent encore un point fort pour l'utilisation d'un tel signal pour la thrombolyse ultrasonore.

CHAPITRE III

SIMULATIONS NUMERIQUES D'ÉCOULEMENTS CHARGES DE PARTICULES SOUMIS A UN CHAMP ULTRASONORE

L'objectif de ce travail était d'étudier le comportement des fragments détachés d'une sténose lors d'une thrombolyse ultrasonore. Un modèle numérique a été développé sous l'environnement CFD-Fluent pour prédire la dynamique d'une particule solide dans la zone post-sténotique d'un vaisseau sanguin. L'écoulement à travers une sténose 3D axisymétrique avec réduction de 75% en section transversale a été considéré pour des nombres de Reynolds à l'entrée allant de 500 à 2000, ce qui correspond à des valeurs typiques pour le flux sanguin dans les grandes artères humaines. Le modèle DPM a été choisi pour cette approche et une particule sphérique a été considérée comme la phase discrète qui entre en interaction avec la phase continue (le fluide biologique). Le modèle DPM nous a permis de simuler la dynamique des particules, et de quantifier le temps de séjour au voisinage de la sténose, de déterminer la force de traction agissant sur la particule, d'estimer l'intensité acoustique nécessaire pour le traitement et d'étudier le comportement de la particule soumise à une pression de radiation ultrasonore.

III.1. APPROCHE PHYSIQUE

Comme déjà illustré précédemment, les maladies cardiovasculaires sont une cause majeure de décès dans le monde (Mackay et al., 2005). L'athérosclérose est la plus commune. Elle touche les artères des grandes et moyennes en réduisant la section offerte à l'écoulement et perturbant l'écoulement de sang en aval et provoquant une perte de pression, et donc dans certains cas, une fatigue cardiaque. En 2003, Prandoni et al. ont montré que l'athérosclérose est généralement liée à une thrombose. On a déjà recensé dans le premier chapitre de cette partie les traitements chirurgicaux actuels de l'athérosclérose utilisant des stents ou du pontage. Cependant ces solutions présentent des risques, ce qui justifie le recours vers d'autres méthodes non invasives, plus largement applicables, telles que l'utilisation d'ultrasons thérapeutiques.

Différentes méthodes utilisant la cavitation par ultrasons ont été utilisées pour la thrombolyse, et il a été montré que l'énergie ultrasonore peut perturber la formation de caillots sanguins (Hong et al., 1990 ; Luo et al., 1996 ; Rosenschein et al., 2000 ; Siegel et Luo, 2008). Les ultrasons focalisés extracorporelle semble être un moyen intéressant pour réaliser un traitement non invasif de la thrombolyse (Rosenschein et al., 2000 ; Maxwell et al., 2009). Toutefois, une telle technique peut libérer des fragments qui peuvent menacer autres artères de plus petit diamètre (Maxwell et al., 2009). Des informations complémentaires sur l'hydrodynamique de ces particules seraient donc utiles pour cette technique afin d'étudier l'interaction entre les particules et le champ d'ultrasons.

Pour étudier l'hydrodynamique des particules, nous avons étudié ce problème de point de vue physique en se basant sur les notions de la mécanique des fluides afin de modéliser la dynamique des particules dans une région post-sténotique de vaisseau sanguin. Nous avons effectué des simulations numériques en utilisant le code commercial CFD Fluent. En effet, ce code a été utilisé pour de nombreuses études pour modéliser les flux biologiques (Ryval, 2004 ; Sherwin, 2005 ; Jozwik, 2010). Ces études numériques ont déjà détaillé les caractéristiques instantané et statistique de l'écoulement qui se développe en aval d'une sténose. Ils ont observé une région de séparation d'écoulement dont la longueur dépend du nombre de Reynolds et le facteur de contraction. Le fluide accélère à travers l'étranglement pour créer un jet dont la vitesse dépasse la vitesse moyenne à l'entrée par plus d'un facteur de 4.

Plusieurs études expérimentales ont été également réalisées pour caractériser et traiter les écoulements du sang à travers des sténoses avec différents degrés de réduction. Ces expériences ont été réalisées soit in vivo soit in vitro. Les travaux de Giddens et ses collaborateurs (Deshpande et Giddens 1980; Khalifa et Giddens 1981; Ahmed et Giddens 1983 a, b, 1984; Lieber et Giddens 1988, 1990) sont les références les plus citées dans ce domaine. Ils ont conçu des modèles de plexiglas dans leurs études. D'autres travaux tels que ceux d'Ojha et al. (1989), ont étudié l'écoulement pulsé à travers des vaisseaux suite à une contraction en utilisant des méthodes photochromiques à traceur. Ils ont observé des régions de séparation, de recirculation et de rattachement juste après la sténose, cette zone dépend du nombre de Reynolds ainsi que du degré de la contraction. On cite également les travaux de Kim et Corcoran (1974), Young et Tsai (1979), Lu et al. (1980, 1983), Abdallah et Huang (1988, Long et al. (2001), Stroud et al. (2002) et Varghese et al. (2007) réalisés durant les 3 dernières décennies, et consacrés aux écoulements sanguins dans les artères sténosées. Les différentes expériences ont montré que la sténose (selon le degré de sévérité) change complètement le comportement de l'écoulement dans les vaisseaux sanguins: formation de zone de recirculation, comportement jet après la contraction, génération de la turbulence, chute de pression et modification du taux de cisaillement. Ces conséquences indésirables augmentent la résistance à l'écoulement et provoquent la fatigue cardiaque.

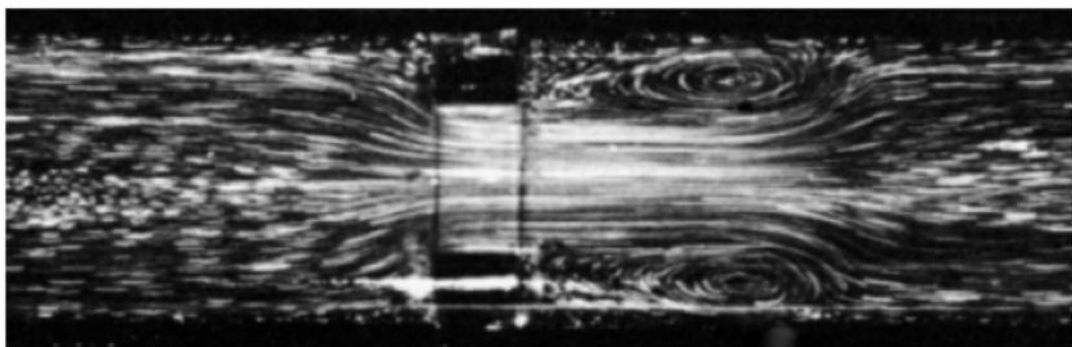


Figure III.1. Comportement de l'écoulement suite à une sténose réalisé à l'aide d'une expérience in vitro

III.2. CONFIGURATION DE BASE

III.2.1. Géométrie

Le modèle géométrique considéré est similaire à celui utilisé dans les expériences d'Ahmed et de Giddens (1983). La sténose était simplement considérée comme un rétrécissement symétrique d'un tube cylindrique de diamètre $D=8$ mm dont la réduction en diamètre était de 50%, soit 75% en section transversale. Pour la simulation CFD, la longueur d'entrée a été fixée à $4D$ et la longueur de sortie à $16D$ comme c'est représenté sur la figure III.1.

L'entrée de longueur $L_i = 4D$, a été jugée suffisante par Varghese et al. (2007) pour supprimer tout effet de la longueur d'entrée sur l'écoulement en aval de la sténose.

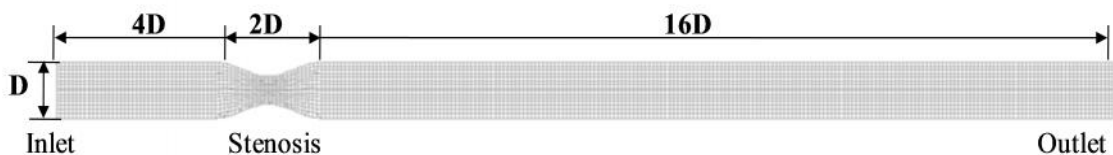


Figure III.2. Modèle géométrique de la sténose.

III.2.2. Conditions aux limites

Pour nos simulations, le fluide a été considéré comme incompressible et newtonien. Dans son travail, Quemada (1976) a montré que le sang se comporte comme un fluide newtonien dans les gros vaisseaux (diamètres compris entre 2 et 20 mm). Toutefois, ses propriétés rhéologiques changent dans les capillaires (diamètre inférieure à 2 mm). Le comportement newtonien est donc justifié pour un diamètre de 8 mm choisi dans notre travail. Ku et al. (1997) ont suggéré les propriétés suivantes du sang : une densité $\rho = 1060 \text{ kg m}^{-3}$ et une viscosité dynamique $\mu = 0,0035 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Les parois du tube ont été considérées comme rigides, avec une condition de non-glissement afin de simplifier le problème et de le faire correspondre aux conditions expérimentales.

En outre, il est généralement considéré que, pour les vaisseaux sains, les écoulements sanguins sont laminaires. À l'entrée du modèle, un profil de vitesse parabolique complètement développée (écoulement de Poiseuille) a été donc imposé :

$$\frac{u}{u_m} = 2 \left(1 - \left(\frac{2r}{D} \right)^2 \right) \quad (\text{III.1})$$

Où u_m est la vitesse axiale moyenne, u est la vitesse axiale et r est la distance radiale par rapport à l'axe central du vaisseau.

En présence d'une sténose sévère, la turbulence peut être générée. Puisque l'écoulement en amont de la sténose est laminaire, une faible intensité de turbulence a été imposée à l'entrée.

Elle a été estimée en utilisant l'expression empirique fournie par Sandborn (1955) concernant l'intensité turbulente au centre du tube ($I \approx 0,144 Re^{-0,146}$). Ce qui donne une intensité de turbulence au centre du tube de 5,8% et de 5,2% respectivement pour $Re = 500$ et 1000 . Il est à noter que la valeur moyenne de l'intensité de turbulence sur une section transversale est entre 2 et 3%, en accord avec d'environ de 2% mesurée par Ahmed et Giddens pour un nombre de Reynolds variant de 500 à 1000.

III.2.3. Équations régissant le mouvement et procédure numérique

Les équations de Navier-Stokes ont été résolues en utilisant la méthode numérique des volumes finis de l'environnement CFD FLUENT 6.3. L'écoulement sanguin a été supposé à bas nombre de Reynolds et donc le modèle de turbulence de 1er ordre et à deux équations, k- ω a été jugé, après plusieurs tests, le plus adéquat pour modéliser la turbulence en aval de sténose.

Dans le régime permanent et en coordonnées cartésiennes, les équations moyennées de Navier Stokes suite à une décomposition de Reynolds, sont:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (III.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\dots \bar{U}_i \bar{U}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + (\sim + \sim_t) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (III.3)$$

Où U_i est la composante de vitesse moyenne, p est la pression, μ est la viscosité moléculaire et μ_t est la viscosité turbulente. Les équations sont discrétisées à l'aide d'une interpolation upwind de second ordre et résolues en utilisant l'algorithme SIMPLE. La solution a été jugée acceptable lorsque les résidus normalisés des équations moyennées sont inférieures à 10^{-5} .

III.2.4. Validation du maillage et des résultats

Un maillage volumique 3D structuré a été construit avec des cellules hexaédriques comme le montre la Fig. V.3. Le régime de Cooper a été utilisé pour obtenir un maillage qui soit dirigé dans la direction de l'écoulement et en fonction de la morphologie de la sténose.



Figure III.3. (a) grille 3D modèle de sténose, (b) Coupe transversale du maillage.

Pour s'assurer de la bonne qualité du maillage et garantir un temps de calcul raisonnable quatre maillages différents ont été testés comme le montre la Fig. III.4. Les résultats convergent dès que le nombre d'éléments du maillage dépasse 152.760 éléments.

La figure III.5 présente les contours de vitesse et les lignes de courant correspondant au modèle 3D à $Re = 500$ et 1000 . On observe que pour tout Re , l'écoulement après la contraction se comporte comme un jet puisque les couches limites se séparent de la paroi au niveau du

col. Le cône potentiel de ce jet s'étend sur une distance d'environ 4 à 5 fois le diamètre au col. Au-delà de ce point, l'écoulement subit une décélération progressive. Le développement du jet donne naissance à une large zone de recirculation entre l'écoulement et la paroi.

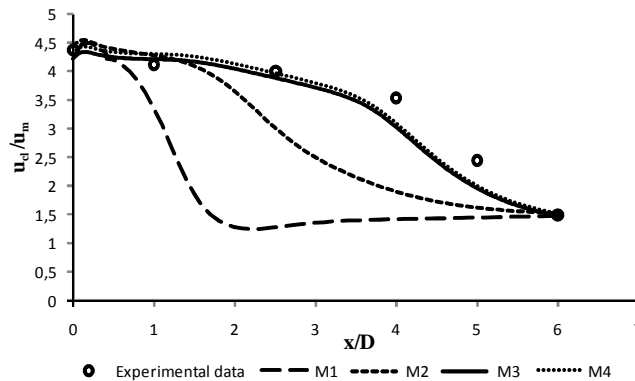


Figure III.4. Comparaison de la vitesse axiale en aval de la sténose avec les données expérimentales d'Ahmed et Giddens

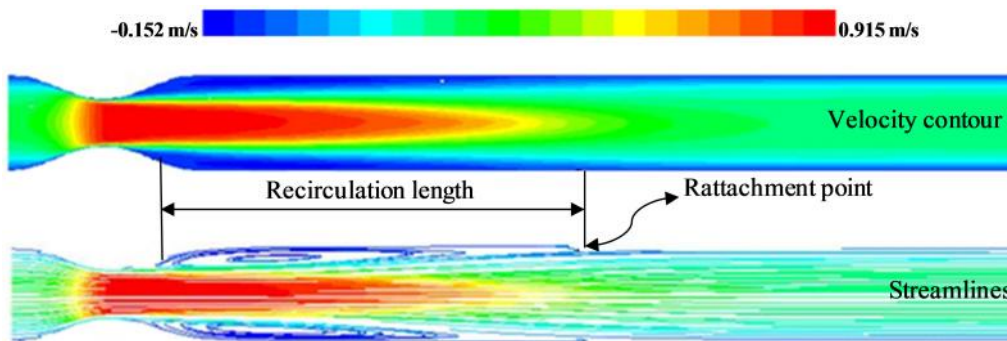


Figure III.5 Contours de vitesse (vers le haut) et lignes de courant (vers le bas) correspondant au modèle 3D simulé dans le plan x-y à $Re = 500$ (a) et $Re = 1000$ (b)

Pour valider la configuration de base qu'on a modélisé, les profils de vitesse axiale à cinq endroits de l'axe du tube en aval de la sténose sont comparés à ceux de l'expérience de d'Ahmed et Giddens (1983). Cette comparaison, rapportée sur la figure III.6, montre un bon accord en ce qui concerne la zone de recirculation et le point de recollement à la paroi. Cependant, des différences entre le numérique et l'expérimental apparaissent au-delà de $x = 4D$.

Les présents résultats numériques sont en accord avec les résultats numériques rapportés dans l'étude de Ghalichi et al. (1998) et de Ryval et al. (2004). Les mêmes légères différences avec les expériences à $Re = 500$ ont été également observées dans ces travaux. Ryval et al. (2004) les ont attribué à la grande incertitude dans les mesures de Ahmed et Giddens (1983).

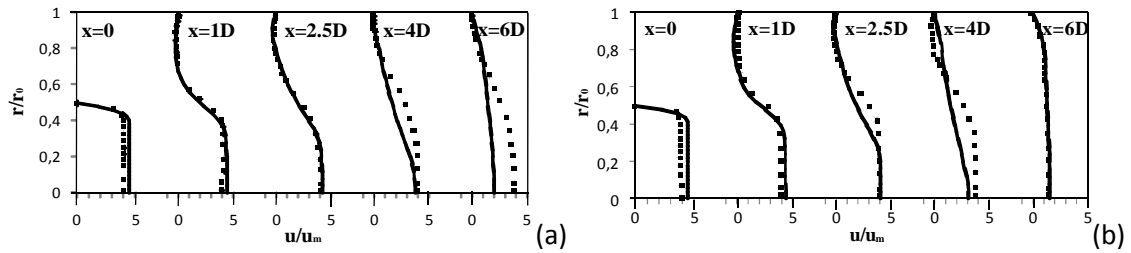


Figure III.6. Comparaison des résultats de la simulation en trait continu avec les résultats expérimentaux en pointillé pour $Re = 500$ et $Re = 1000$.

La figure III.7 montre l'évolution de la pression exercée sur la variation de la paroi le long de l'axe du tube sténosé. On remarque l'énorme chute en pression engendrée par la contraction suite à l'accélération de l'écoulement. Les résultats des simulations sont en accord avec les mesures expérimentales d'Abdullah et al. (1988). La figure III.8 donne l'évolution du taux de cisaillement au niveau de la paroi interne du tube. Ce taux augmente d'un facteur 32 au niveau de la sténose. Un accord avec la littérature a été trouvé.

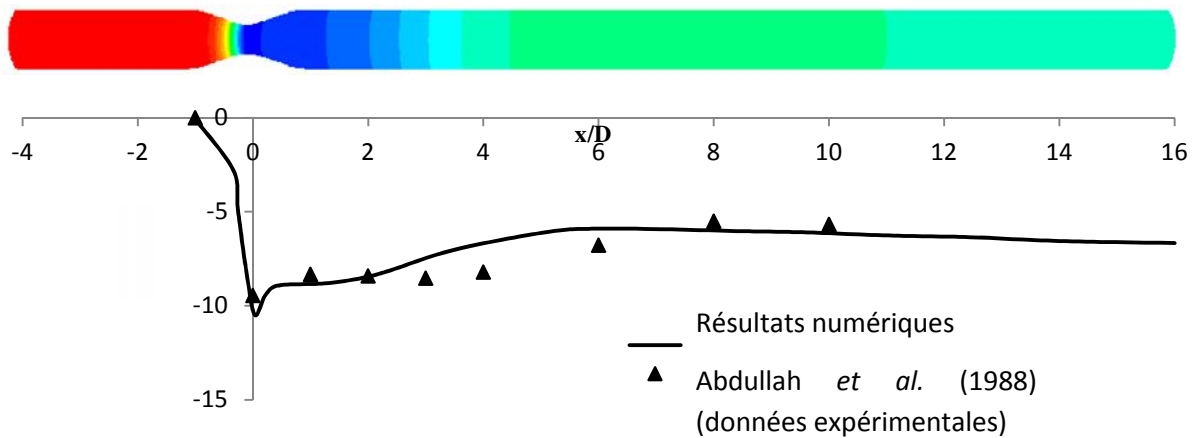


Figure III.7. Evolution de la chute de pression à $Re=500$.

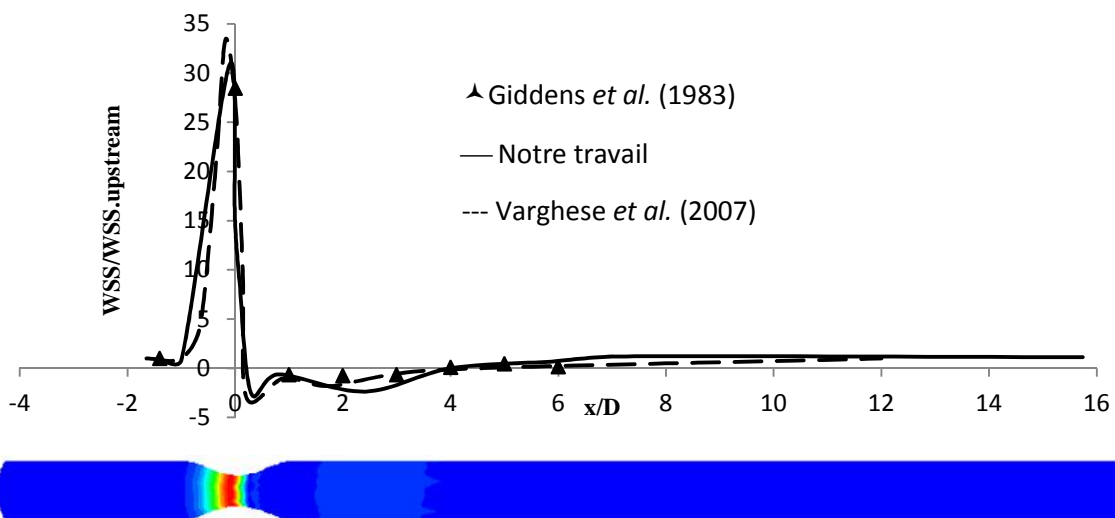


Figure III.8. Variation du cisaillement à la paroi (WSS) normalisé par le cisaillement amont à $Re=500$.

III.3. ECOULEMENTS CHARGES DE PARTICULE

III.3.1. Hypothèses et équations bilan

Les particules de gros diamètre (au-delà de 80µm) peuvent obstruer les artères qui se trouvent en aval de la sténose, provoquant ainsi un accident vasculaire cérébral. C'est pour cette raison que nous avons étudié quatre diamètres différents de la particule ($d_p = 80\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$, $400\mu\text{m}$ et $600\mu\text{m}$).

Dans notre étude, on a considéré le mode couplé des deux phases et on a supposé que la particule est sphérique et inerte et on a négligé les forces autres que la force de traînée étant donné qu'elles sont négligeables devant celle dernière et qu'il s'agit d'une microparticule. L'équation de bilan de forces se limite ainsi à :

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \vec{F}_{\text{traînée}} \quad (\text{III.4})$$

Avec

$$\vec{F}_{\text{traînée}} = m_p \frac{18}{24} \frac{\rho}{\rho_p} \frac{C_d}{d_p} \|\vec{u} - \vec{u}_p\| (\vec{u} - \vec{u}_p) \quad (\text{III.5})$$

$$\text{Re}_p = \frac{\rho \mu d_p |\vec{u} - \vec{u}_p|}{\mu} \quad (\text{III.6})$$

et

$$C_d = r_1 + \frac{r_2}{\text{Re}_p} + \frac{r_3}{\text{Re}_p^2} \quad (\text{III.7})$$

Où u étant la vitesse du fluide, u_p la vitesse de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide, ρ_p la densité de la particule, d_p le diamètre de la particule, et C_d le coefficient de traînée défini par le modèle empirique de Morsi et Alexander (1972) dont α_1 , α_2 et α_3 sont des constantes qui conviennent à des particules sphériques.

III.3.2. Modèle de la phase discrète (DPM) et conditions aux limites de la particule

Dans ce modèle, la résolution numérique se fait par FLUENT en intégrant l'équation bilan (III.5) et ce, en adoptant l'approche lagrangienne. La particule représente un fragment détaché d'un thrombus obstruant partiellement le vaisseau (en $x/D = 0$ et $y/D = 0,25$) pendant un traitement par ultrasons. La vitesse initiale était axiale et fixée à 10^{-3} m/s, ce qui est négligeable par rapport à la vitesse du fluide ($U_m = 0,2$ m/s à $\text{Re} = 500$).

III.4. RESULTATS ET INTERPRETATION

Les figures III.9 (a) et (b) montrent, pour différents diamètres, la trajectoire de la particule pour deux nombres de Reynolds ($\text{Re} = 500$ et $\text{Re} = 1000$). Pour $\text{Re} = 500$, la figure III.9a montre que seule la particule de diamètre 80 µm reste piégée dans la zone de recirculation alors que

pour les autres diamètres plus grands ($\geq 200\mu\text{m}$) la particule est entraînée par l'écoulement jusqu'à la sortie.

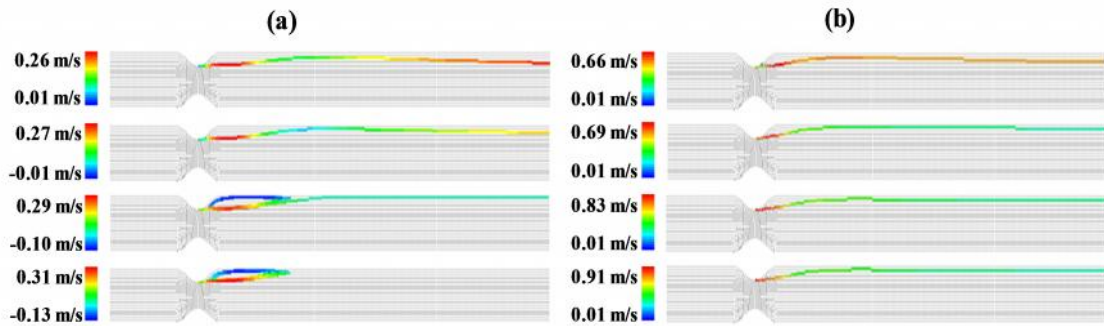


Figure III.9. Trajectoires et la valeur de sa vitesse axiale en m/s de la particule pour différentes tailles (de haut en bas: $d_p = 600 \mu\text{m}$, $d_p = 400 \mu\text{m}$, $d_p = 200 \mu\text{m}$ et $d_p = 80 \mu\text{m}$) et ce pour (a) $Re = 500$ et (b) $Re = 1000$.

Pour $Re=1000$, la vitesse d'écoulement augmente ainsi que la force de trainée responsable de l'entraînement de la particule. Par conséquent, la résistance de la particule à l'écoulement de retour qui se développe en aval de la sténose augmente et on peut remarquer que les trajectoires des particules de différentes tailles sont similaires et la gardent loin de l'influence de la zone de recirculation.

Il est à noter que lorsque des fragments libérés du caillot, sont pris au piège dans la région de recirculation, ils peuvent contribuer à l'accumulation et à la formation d'un autre caillot comme il a été rapporté par Karino et Goldsmith (1977). Cependant, dans le cas d'un traitement par ultrasons, le piégeage des fragments dans la région de recirculation augmente le temps pendant lequel ils sont soumis au traitement, ce qui pourrait améliorer l'efficacité de ce dernier.

III.4.1. Temps de séjour des particules dans la zone de traitement

Pour la thrombolyse ultrasonore, tout gros fragment du caillot s'échappant à la zone de traitement peut conduire à des accidents dangereux (risque d'embolie). Plus les fragments sont maintenus dans cette région, plus ils deviennent fragmentés et présentent moins de danger. Par conséquent, le temps de séjour de la particule dans la zone de recirculation est un paramètre important dans le processus de fragmentation des particules.

La Fig. III.10 présente la variation du temps de séjour dans la zone de traitement de la particule (qui est estimée à une fenêtre de côté 2D derrière la contraction), en fonction du diamètre de la particule. On constate que le temps de séjour augmente régulièrement avec le diamètre de la particule. Cependant, pour $Re = 500$, les particules de petite taille ($< 200\mu\text{m}$) sont piégées dans la zone de recirculation ce qui augmente fortement leur temps de séjour. Par conséquent, le temps de séjour tend vers l'infini pour une particule de diamètre $80 \mu\text{m}$ et il est estimé à 2.8 s pour une de diamètre $200 \mu\text{m}$.

L'ordre de grandeur de la durée d'un traitement par thrombolyse ultrasonore relevée dans le chapitre précédent est de l'ordre de quelques minutes. Cela signifie qu'une force externe

serait utile pour maintenir les grosses particules dans la zone de traitement et donc d'augmenter leur temps de séjour.

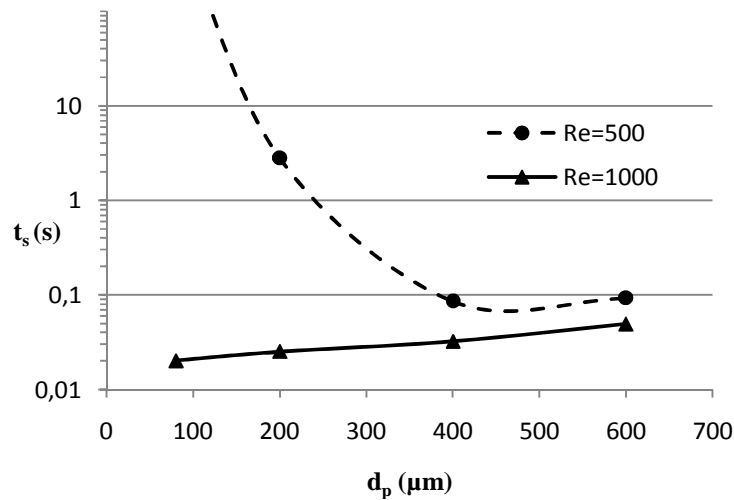


Figure III.10. Le temps de séjour de la particule pour $0 < x < 2D$, pour différents diamètres et nombre de Reynolds.

III.4.2. La force de traînée

Le modèle de la phase discrète (DPM) prédit la force de traînée agissant sur la particule injectée par la résolution de l'équation (III.5). Les résultats numériques montrent que cette force, qui engendre l'accélération de la particule, diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la position d'injection à cause de l'équilibre qui commence à s'établir à l'interface locale particule/fluide. Comme le montre la Fig. III.11, la force de traînée à $x = 2D$ est 100 fois inférieure que celle à la position $x = 0,2 D$. A partir de ces résultats, nous pouvons conclure que la force nécessaire pour prolonger le temps de séjour d'une particule devrait augmenter tout en s'approchant de la sténose et au fur et à mesure que le diamètre d_p augmente.

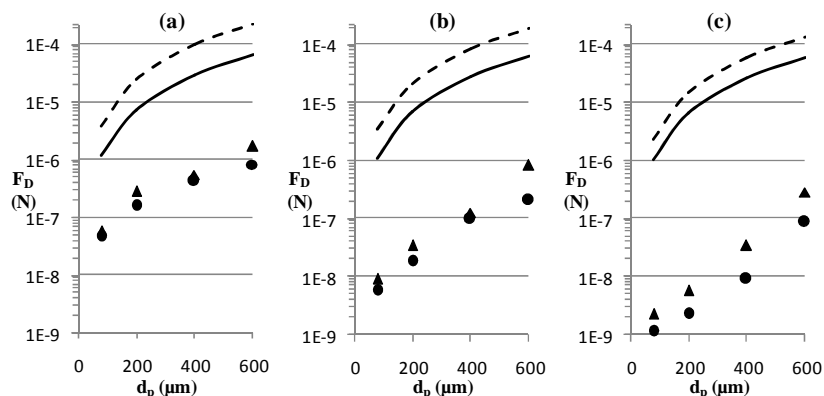


Figure III.11. La force de traînée agissant sur la particule pour différents diamètres à $x=0,2D$ (a), $x=1D$ (b), et $x=2D$ (c) en aval de l'étranglement, pour des nombres de Reynolds à l'entrée de 500 (●) et 1000 (▲). La limite supérieure de la force de traînée sont portées à $Re = 500$ (-) et $Re = 1000$ (—)

La force nécessaire donc pour maintenir une particule juste en aval de la sténose est égale à la limite supérieure de la force de traînée qui peut être estimée à l'aide de l'équation proposée par Morse et Ingard (1968) :

$$F_{d,max} = C_D \frac{\rho \pi D_p^2 u^2}{8} \quad (III.8)$$

Où C_D est le coefficient de traînée d'une sphère (pour la plage de Reynolds utilisé, $C_D = 0,47$), et u est la vitesse axiale du fluide.

III.4.2. Ordre de grandeur de l'intensité acoustique pour garder la particule dans la zone de traitement

La force de radiation acoustique exercée par l'onde incidente sur la particule sphérique peut être exprimée comme suit:

$$F_{rad} = \frac{\alpha I_i}{c_0} \quad (III.9)$$

où F_{rad} est la force de radiation, I_i est l'intensité incidente, c_0 est la vitesse du son et α est le coefficient d'absorption de la particule.

L'équilibre des forces lors de l'application du champ acoustique est donné par:

$$F_{rad} = F_D \quad (III.10)$$

L'intensité acoustique estimée nécessaire pour équilibrer la force de traînée est:

$$I_i = 4c_0 F_D / (\alpha \pi d_p) \quad (III.11)$$

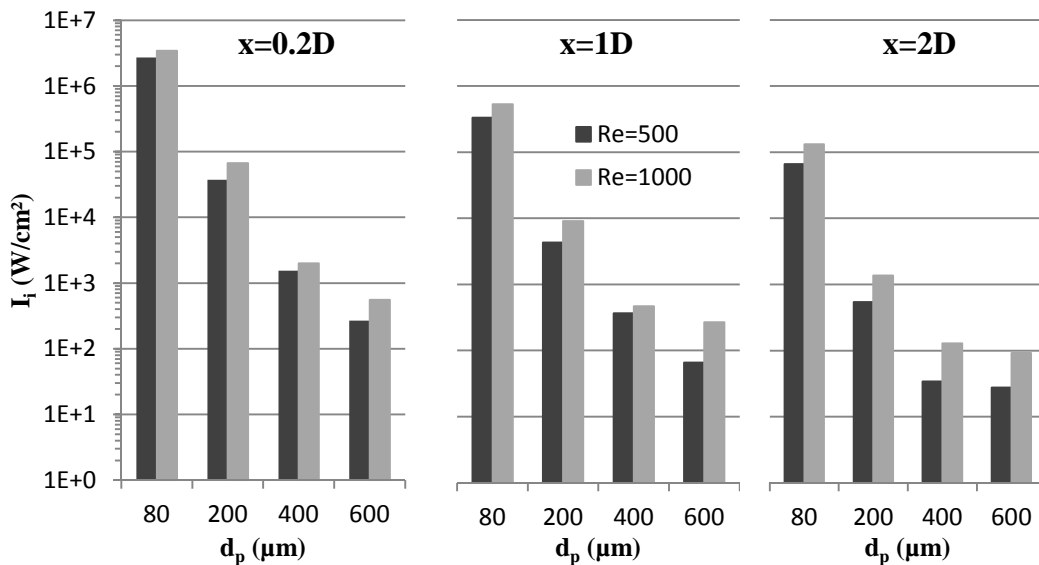


Figure III.12. Intensités acoustiques minimales estimées par rapport aux dimensions de la particule à $x=0,2 D$ (A), $x = 1D$ (b), et $x = 2D$ (c) en aval de l'étranglement pour des nombres de Reynolds de 500 et de 1000.

A l'aide de cette relation, nous avons pu remonter à l'ordre de grandeur de l'intensité acoustique minimale pour ralentir le mouvement de la particule juste après la sténose. Le résumé des résultats est représenté dans la Fig. III.12. Cette intensité diminue significativement lorsque la taille de la particule augmente. En outre, le dédoublement du nombre de Reynolds conduit à la multiplication de l'intensité par un facteur supérieur à 2.

Les ultrasons focalisés de haute intensité peuvent générer des intensités acoustiques très élevées allant jusqu'à 1000 W.cm^{-2} . Cependant, la valeur moyenne de l'intensité utilisée dans thrombolyse ultrasonore doit être largement inférieure afin de préserver la sélectivité spatiale du traitement et d'éviter tout dommage sur les tissus environnants. Rosenschein et al. (2000) ont observé au cours des expériences in vitro de thrombolyse ultrasonore que des intensités acoustiques de 90 W.cm^{-2} peuvent être appliquées pendant 120 s sur une artère sans dommage apparent sur la paroi du vaisseau. En supposant une limite d'environ 100 W.cm^{-2} , figure III.12 prévoit que seules les grosses particules ($d_p > 400 \text{ pm}$) pourraient être maintenues par la pression de radiation dans la zone de traitement.

Les petites particules ($d_p < 200 \text{ um}$) ne seront pas affectées par l'onde ultrasonore, mais elles peuvent être pigées dans la région de recirculation lorsque le nombre de Reynolds est faible comme on l'a déjà constaté dans la section précédente. En plus, les deux nombres de Reynolds ($Re=1000$ et $Re=500$) considérés dans nos simulations correspondent respectivement à la phase de la systole (éjection du sang) et la phase de la diastole (dilatation du cœur) d'un cycle cardiaque. Par conséquent, petites particules libérées dans les grosses artères seront évacuées pendant la phase de systole du cycle cardiaque.

III.6. CONCLUSION

Dans le présent travail, un écoulement sanguin 3D axisymétrique présentant une sténose de 75% a été simulée et le modèle de phase discrète DPM a été utilisé pour prédire la dynamique des fragments libérés d'un thrombus lors d'une thrombolyse ultrasonore. Les simulations en question ont débouché sur les résultats suivants. Lorsque l'écoulement est chargé de particules, l'évolution du temps de séjour de cette même particule, dans la zone de recirculation, est linéaire et croissante, et ce, en fonction de son diamètre. Les forces hydrodynamiques qui s'exercent sur la particule sont prédites par le modèle DPM de façon à obtenir un ordre de grandeur de l'intensité acoustique nécessaire pour augmenter le temps de séjour. A l'état d'un écoulement chargé de particule et soumis à un champ ultrasonore le temps de séjour de cette dernière est plus important dans la zone de recirculation et il est d'autant plus long que son diamètre est plus grand. Les ordres de grandeurs mis en évidence par ces résultats montrent que les particules de tailles < 100 micromètres, pourtant susceptibles de créer des embolies dans les petits vaisseaux, ne peuvent être retenues significativement par simple pression de radiation ultrasonore vis-à-vis de l'écoulement sanguin normal. Pour l'application thérapeutique et en fonction des débris effectivement générés, cela impliquerait par exemple la nécessité d'un traitement antithrombotique local associé au traitement ultrasonore ou la nécessité d'un dispositif mécanique placé en aval pour retenir les débris.

De nouvelles simulations sont maintenant à prévoir pour modéliser des configurations dans lesquelles l'écoulement est ralenti, voire absent dans le cas d'une obstruction totale du vaisseau. Dans ce cas, la présence de bulles de cavitation devra être prise en compte (elles seront traitées comme une phase discrète fortement réfléchissante pour l'acoustique) et les écoulements de streaming qui vont en résulter ne seront vraisemblablement plus négligeables.

BIBLIOGRAPHIE

- Abdallah et Huang (1988) Arterial stenosis murmurs: an analysis of flow and pressure field. *J.Acoust.Soc.Am.* 83: 318-334.
- Ahmed et Giddens (1983a) Velocity measurements in steady flow through axisymmetric stenoses at moderate Reynolds number. *Journal of Biomechanics* 16 : 505–16.
- Ahmed et Giddens (1983b) Flow disturbance measurements through a constricted tube at moderate Reynolds numbers. *Journal of Biomechanics* 16 : 955–63.
- Balduf et al. (2002) Complication rates of diagnostic angiography performed by vascular surgeons. *Vascular and Endovascular Surgery* 36 : 439–45.
- Banks et Bressloff (2007) Turbulence modeling in three-dimensional stenosed arterial bifurcations. *Journal of Biomechanical Engineering* 129 : 40–50.
- Dehbi (2009) A stochastic Langevin model of turbulent particle dispersion in the presence of thermophoresis. *International Journal of Multiphase Flow* 35 : 219–26.
- Deshpande et Giddens (1980) Turbulence measurements in a constricted tube. *Journal of Fluid Mechanics* 97: 65-89.
- Eagle et Guyton (2004) ACC/AHA 2004 guideline update for coronary artery bypass graft surgery. *Circulation* 110 : 340–437.
- Fluent 6.2 (2005) User's manual, Lebanon, NH: Fluent Incorporated.
- Ghalichi et al. (1998) Low Reynolds number turbulence modeling of blood, flow in arterial stenoses. *Biorheology* 35 : 281–94.
- Hong et al. (1990) Ultrasonic clot disruption: an in vitro study. *American Heart Journal* 120 : 418–22.
- Jozwik et Obidowski (2010) Numerical simulations of the blood flow through vertebral arteries. *Journal of Biomechanics* 43 : 177–85.
- Karino et Goldsmith (1977) Flow Behaviour of blood cells and rigid spheres in annular vortex. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, B: Biological Sciences* 279 : 413–45.
- Kim et Corcoran (1974) Experimental measurements of turbulence spectra distal to stenoses. *J. Biomech.* 7: 335–342.
- Khalifa et Giddens (1981) Characterization and evolution of poststenotic flow disturbances. *J. Biomech.* 14:279–296
- Krumholz (1997) Cardiac procedures, outcomes and accountability. *New England Journal of Medicine* 336 : 1521–3.
- Ku (1997) Blood flow in arteries. *Annual Review of Fluid Mechanics* 29 : 399–434.
- Lieber et Giddens (1990) Post-stenotic core flow behavior in pulsatile flow and its effects on wall shear stress. *Journal of Biomechanics* 23: 597-60.
- Lu et al. (1983) Non-Newtonian effects of blood flow on hemodynamics in distal vascular graft anastomoses. *Journal of Biomechanics*,1983–1995
- Long et al. (2001) Numerical investigation of physiologically realistic pulsatile flow through arterial stenosis. *Journal of Biomechanics* 34: 1229-1242.

- Luo et al. (1996) Transcutaneous ultrasound augments lysis of arterial thrombi in vivo. *Circulation* 94 : 775–8.
- Mackay et al. (2005) Atlas of heart disease and stroke. World Health Organization.
- Ojha et al. (1989) Pulsatile flow through constricted tubes. *J.Fluid Mesh.* 13: 173-197.
- Paul et Larman (2009) Investigation of spiral blood flow in a model arterial steno-sis. *Medical Engineering and Physics* 31 : 1195–203.
- Prandoni et al. (2003) An association between atherosclerosis and venous thrombosis. *New England Journal of Medicine* 348 : 1435–41.
- Quemada (1976) Hydrodynamique sanguine: hémorhéologie et écoulement du sang dans les petits vaisseaux. *Journal of Physics* .37: 9–22.
- Maxwell et al. (2009) Noninvasive thrombolysis using pulsed ultrasound cavitation therapy-Histotripsy. *Ultrasound in Medicine and Biology* 35 : 1982–94.
- Morsi et Alexander (1972) An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid Mechanics* 55: 193–208.
- Morse et Ingard (1968) Theoretical acoustics. McGraw-Hill Book Company 418–40.
- Rosenschein et al. (2000) Ultrasound imaging-guided noninvasive ultrasound thrombolysis: preclinical results. *Circulation* 102 : 238–45.
- Ryval et al. (2004) Two-equation turbulence modeling of pulsatile flow in a stenosed tube. *Journal of Biomechanical Engineering* 126 : 625–35.
- Sandborn (1955) Experimental evaluation of momentum terms in turbulent pipe flow, NACA. Tech. Note 3266: 1955.
- Sherwin et Blackburn (2005) Three-dimensional instabilities and transition of steady and pulsatile axisymmetric stenotic flows. *Journal of Fluid Mechanics* 533 : 297–327.
- Stroud et al. (2002) Numerical analysis of flow through a severely stenotic carotid artery bifurcation. *Journal of Biomechanical Engineering* 124 : 9-20.
- Siegel et Luo (2008) Ultrasound thrombolysis. *Ultrasonics* 48 : 312–20.
- Varghese et Frankel (2005) Direct numerical simulation of stenotic flows. Part 1. Steady flow. *Journal of Fluid Mechanics* 582 : 253–80.
- Young et Tsai (1979) Flow characteristics in models of arterial stenoses. *J.Biomech.Eng.* 6: 395-410.
- Sandborn (1955) Experimental evaluation of momentum terms in turbulent pipe flow, NACA. Tech. Note, vol. 3266.

PERSPECTIVES

L'objectif principal des travaux effectués et présentés dans ce mémoire était la conception de stratégies performantes et la contribution à la compréhension des phénomènes complexes mis en jeu pour le contrôle d'écoulement et qu'on peut rencontrer dans les applications conventionnelles de la Mécanique des Fluides comme dans les autres secteurs très variés.

Nous avons montré l'utilité de maîtriser et manipuler les écoulements, ainsi que des retombées potentielles qui peuvent en découler. Dans la première partie, on a constaté la sensibilité des écoulements aux variations mêmes infimes dans les conditions aux limites. Dans la deuxième partie, on a montré que la mécanique des fluides est importante à considérer en thrombolyse ultrasonore extracorporelle. Nous avons également montré l'utilité des techniques de mesure d'écoulement pour la caractérisation des résidus libérés dans la circulation et de leur comportement.

Nous nous sommes également intéressés aux techniques efficaces d'analyse adaptées aux écoulements étudiés. Dans la première partie, nous avons introduit les techniques de quantification de l'amélioration des performances aérodynamiques et thermiques des systèmes alors que dans la deuxième, des post-traitements spécifiques aux écoulements chargés de particules ont été employés.

Tous ces résultats ne sont évidemment pas une fin en eux-mêmes mais les travaux sur ces différents axes doivent se poursuivre et se renforcer. Bien que le domaine du contrôle des écoulements soit très vaste, on en a abordé certains aspects promoteurs. On a certes des résultats intéressants qui nous motivent à continuer cette recherche, mais il faut maintenant les projeter sur des bases permettant une meilleure compréhension afin d'ouvrir de nouvelles perspectives.

L'expérience acquise sur des systèmes de contrôle d'écoulement ouvre la voie à de potentielles applications aéronautiques de nos travaux, qui se poursuivent avec des collaborations internationales, en particulier avec le laboratoire d'aérodynamique du Collège Royal Militaire du Canada. Un des projets de recherche en cours correspond à l'implémentation d'un actionneur jet synthétique sur une aile d'avion afin de contrôler le tourbillon de bout d'aile. Une autre perspective intéressante consiste à approfondir les études déjà entamées sur le développement d'une stratégie de contrôle optimal par réduction de modèles POD (utilisant une méthode de projection de type Galerkin) pour le cas du sillage.

Concernant la thrombolyse ultrasonore, nos travaux ont clairement démontré l'importance des effets d'écoulement dans cette application, ainsi que l'intérêt potentiel d'étudier ces écoulements pour optimiser les dispositifs. Nous nous proposons donc de poursuivre l'étude des mécanismes fluidiques mis en jeu en thrombolyse, en collaboration notamment avec le «LabTAU» à l'INSERM dd Lyon. Nous sommes en train de poursuivre nos recherches pour mieux comprendre les mécanismes de la destruction ultrasonore d'un thrombus en présence

d'écoulement ou en présence de bulles et de streaming acoustique, principalement dans le but d'augmenter l'efficacité du procédé et pour mieux connaître les caractéristiques et le comportement des particules susceptibles d'être libérées dans la circulation lors d'une thrombolyse ultrasonore : à terme, on souhaite pouvoir optimiser le champ ultrasonore pour réduire le nombre et la taille des particules relâchées.